

EINFÜHRUNG IN DIE PHYSIK

ZWEITER BAND

ELEKTRIZITÄTSLEHRE

VON

R. W . POHL

SECHSTE UND SIEBENTE AUFLAGE

EINFÜHRUNG IN DIE ELEKTRIZITÄTSLEHRE

VON

R. W. POHL

DR. PHIL., DR.-ING. E. H., Dr. PHYS. E. H.
O. Ö. PROFESSOR DER PHYSIK AN DER
UNIVERSITÄT GÖTTINGEN

SECHSTE UND SIEBENTE
VERBESSERTE UND ERGÄNZTE AUFLAGE

MIT 497 ABBILDUNGEN,
DARUNTER 20 ENTLEHNTEN



Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH 1941

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

Copyright 1927, 1935 and 1941 Springer-Verlag Berlin Heidelberg
Ursprünglich erschienen bei by Springer-Verlag OHG in Berlin 1941.
Softcover reprint of the hardcover 6-7th edition 1941
ISBN 978-3-662-35981-5 ISBN 978-3-662-36811-4 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-662-36811-4

DIES BUCH HABE ICH
HERRN PROFESSOR LIC.
ADOLF METZ
(1846—1932)
GEWIDMET
ALS ZEICHEN DER VEREHRUNG
UND DER DANKBAREN ERINNERUNG
AN MEINE GYMNASIALZEIT
IM JOHANNEUM ZU HAMBURG

Aus dem Vorwort zur vierten Auflage.

Verbesserungen und Einschaltungen hatten die Gliederung des Stoffes beeinträchtigt, und als Schlimmstes erschien die Gefahr einer Umfangsvergrößerung, dieses nie trügenden Zeichens für das Veralten eines Buches. — Zur Behebung dieser Übelstände habe ich das Buch diesmal in allen seinen wesentlichen Teilen vollständig neu angelegt und geschrieben. Dabei ist manche unnötige Weitschweifigkeit in Wegfall geraten und Platz für heute wichtige Dinge geschaffen worden. Der Stoff ist jetzt auf 16 statt bisher auf 11 Kapitel verteilt worden. Seine Gliederung ist nach wie vor in allen wesentlichen Punkten die der historischen Entwicklung geblieben. Doch scheue ich mich nirgends vor den technischen Hilfsmitteln unserer Tage. Das ist nur eine zeiter sparende Äußerlichkeit. Ich habe ja auch Gesänge Homers aus einem gedruckten Texte gelernt und nicht nach dem festlichen Vortrag eines Rhapsoden.

Der schon früher geringe Aufwand an experimentellen Hilfsmitteln¹⁾ ist weiter verringert worden.

Vorwort zur sechsten und siebenten Auflage.

Es sind wie in der 5. Auflage Einzelheiten verbessert (z. B. § 23, 44, 62, 71 und 105) und Ergänzungen eingefügt (z. B. § 60, 144, 151 und 155), doch ist die Anlage des Buches ungeändert geblieben. Leider konnte ich einige in Besprechungen gegebene Anregungen diesmal noch nicht berücksichtigen. — Die praktische Kraftereinheit wird dem Vorschlage der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt entsprechend nicht mehr Kilogrammkraft, sondern Kilopond genannt. Damit wird die Verwechslung mit der Masseneinheit Kilogramm sicher vermieden.

Der Begriff „LOSCHMIDTSche Zahl“ wird nicht mehr benutzt. Er bezeichnet in fast allen Büchern mehr oder minder offen nebeneinander zwei ganz verschiedene Dinge: Erstens das Verhältnis Molekülzahl/Masse = $6 \cdot 10^{23}$ /Mol und zweitens die dimensionslose Zahl $6 \cdot 10^{23}$.

Die ausschließliche Verwendung der internationalen Einheiten²⁾ ist in einer ganzen Reihe von Besprechungen mit Zustimmung erwähnt worden. Die Gründe für die Wahl habe ich in einem Nachwort zusammengefaßt; ich möchte auf dieses Nachwort hiermit besonders hinweisen.

Göttingen, im Juni 1941.

R. W. POHL.

¹⁾ Bezugsquelle Spindler & Hoyer, G.m.b.H., Göttingen.

²⁾ Die zum 1. Januar 1940 vorgesehene unwesentliche Änderung der Einheiten Ampere und Volt ist nicht zur Ausführung gelangt. Anderslautende Angaben im Schrifttum sind unzutreffend. Ich berufe mich auf eine Mitteilung von Herrn Staatsrat ESAU, dem Präsidenten der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Auch wird im Nachrichtenblatt der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt vom 4. August 1941 der Zahlenfaktor der Induktionskonstante μ_0 nicht als $1,25674 = 0,4\pi$ angegeben, sondern als 1,2560. Daher mußte in diesem Buch nach wie vor der Wert $\mu_0 = 1,2560 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Volt} \cdot \text{Sek.}}{\text{Amp. Meter}}$ benutzt werden.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
I. Meßinstrumente für Strom und Spannung	1
Vorbemerkung S. 1. — Der elektrische Strom S. 1. — Technische Ausführung von Strommessern oder Amperemetern S. 5. — Die Eichung der Strommesser oder Amperemeter S. 7. — Die elektrische Spannung S. 7. — Technischer Aufbau statischer Spannungsmesser oder Voltmeter S. 7. — Die Eichung der Spannungsmesser oder Voltmeter S. 8. — Stromdurchflossene Spannungsmesser oder Voltmeter S. 9. — Einige Beispiele für Ströme und Spannungen verschiedener Größe S. 10. — Stromstöße und ihre Messung S. 12. — Schlußbemerkung S. 14.	
II. Das elektrische Feld	15
Grundbeobachtungen. Elektrische Felder verschiedener Gestalt S. 15. — Das elektrische Feld im Vakuum S. 18. — Die elektrischen Ladungen oder Substanzen S. 19. — Feldzerfall durch Materie S. 20. — Beweglichkeit der Elektrizitätsatome in Leitern, Unbeweglichkeit in Isolatoren S. 20. — Influenz und ihre Deutung S. 21. — Sitz der ruhenden Ladungen auf der Leiteroberfläche S. 23. — Strom beim Feldzerfall S. 25. — Messung elektrischer Ladungen durch Stromstöße S. 25. — Die elektrische Feldstärke \mathcal{E} S. 27. — Proportionalität von Flächendichte der Ladung und elektrischer Feldstärke S. 28. — Die Verschiebungsdichte \mathcal{D} S. 30. — Das elektrische Feld der Erde. Raumladung und Feldgradient S. 30. — Kapazität von Kondensatoren und ihre Berechnung S. 31. — Kondensatoren verschiedener Bauart. Dielektrika und ihre Elektrisierung S. 33.	
III. Kräfte und Energie im elektrischen Feld	36
Vorbemerkung S. 36. — Der Grundversuch S. 36. — Erste Anwendungen der Gleichung $K = \frac{1}{2} q \cdot \mathcal{E}$ S. 38. — Druck auf die Oberfläche geladener Körper. Verkleinerung der Oberflächenspannung S. 40. — GUERICKE'S Schweberversuch (1672). Elektrische Elementarladung $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden S. 41. — Energie des elektrischen Feldes S. 43. — Elektrische Niveauflächen und Potential S. 43. — Elektrischer Dipol, elektrisches Moment S. 44. — Herstellung elektrischer Momente S. 46.	
IV. Kapazitive Stromquellen und einige Anwendungen elektrischer Felder	47
Vorbemerkung. Allgemeines über Stromquellen S. 47. — Influenzmaschinen S. 47. — Kapazitive Stromquellen für sehr hohe Spannungen S. 51. — Abschirmung elektrischer Felder; Käfigschutz S. 51. — Messung kleiner Zeiten mit Hilfe des Feldzerfalles S. 52. — Messung großer Widerstände mit Hilfe des Feldzerfalls S. 53. — Statische Voltmeter mit Hilfsfeld S. 53.	
V. Materie im elektrischen Feld	55
Vorbemerkung S. 55. — Begriffsbildung S. 55. — Verfahren zur Messung dielektrischer Materialwerte. Zahlenbeispiele S. 56. — Entelektrisierung. Elektrische Felder in Hohlräumen eines Dielektrikums S. 57. — Messung dielektrischer Materialwerte an homogen elektrisierten Ellipsoiden S. 58. — Die molekulare elektrische Polarisierbarkeit p S. 59. — Die Deutung der molekularen elektrischen Polarisierbarkeit p . Dielektrische und parelektrische Moleküle S. 60.	
VI. Das magnetische Feld	62
Herstellung verschieden gestalteter magnetischer Felder durch elektrische Ströme S. 62. — Die magnetische Feldstärke \mathcal{H} . Das Magnetometer S. 65. — Erzeugung magnetischer Felder durch mechanische Bewegung elektrischer Ladungen S. 67. — Auch die Magnetfelder permanenter Magnete entstehen durch Bewegung elektrischer Ladungen S. 68. — Zusammenfassung S. 70.	

VII. Verknüpfung elektrischer und magnetischer Felder	71
<p>Vorbemerkung S. 71. — Die Induktionserscheinungen S. 71. — Herleitung des Induktionsgesetzes mit einer ruhenden Induktionsspule S. 73. — Vertiefte Auffassung des Induktionsvorganges. II. MAXWELLSche Gleichung S. 74. — Die magnetische Spannung eines Leitungsstromes S. 76. — Verschiebungsstrom und I. MAXWELLSche Gleichung S. 80. — Zusammenfassung S. 83.</p>	
VIII. Kräfte im magnetischen Felde	84
<p>Die Kraftflußdichte \mathfrak{B} S. 84. — Die Induktion in bewegten Leitern S. 85. — Deutung der Induktion in bewegten Leitern S. 86. — Kräfte zwischen zwei parallelen Strömen. Die Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8$ m/sek S. 88. — Regel von LENZ. Wirbelströme S. 89. — Das Kriechgalvanometer. Der Kraftfluß bei verschiedenem Eisenschluß S. 91. — Das magnetische Moment G S. 92. — Lokalisierung des Kraftflusses und Magnetostatik S. 95.</p>	
IX. Materie im Magnetfeld	100
<p>Vorbemerkung S. 100. — Begriffsbildung S. 100. — Verfahren zur Messung magnetischer Materialwerte S. 101. — Diamagnetismus, Paramagnetismus, Ferromagnetismus S. 102. — Eisenschluß und Entmagnetisierung. Elektromagnet S. 106. — Messung magnetischer Materialwerte an homogen magnetisierten Ellipsoiden S. 108. — Die atomistische Deutung der paramagnetischen Materialwerte, Magnetonen S. 109. — Zur atomistischen Deutung diamagnetischer Materialwerte. LARMOR-Präzession S. 111. — Zur atomistischen Deutung des Ferromagnetismus S. 113.</p>	
X. Anwendungen der Induktion, insbesondere induktive Stromquellen und Elektromotoren	114
<p>Vorbemerkung S. 114. — Induktive Stromquellen S. 114. — Elektromotoren. Grundlagen S. 119. — Ausführung von Elektromotoren S. 122. — Drehfeldmotoren für Wechselstrom S. 122.</p>	
XI. Trägheit des Magnetfeldes und elektrische Schwingungen	125
<p>Die Selbstinduktion und der Selbstinduktionskoeffizient L S. 125. — Die Trägheit des Magnetfeldes als Folge der Selbstinduktion S. 127. — Induktiver Widerstand S. 128. — Kapazitiver Widerstand S. 131. — Transformatoren und Induktoren S. 133. — Elektrische Schwingungen S. 136. — Einige Anwendungen elektrischer Schwingungen S. 139.</p>	
XII. Mechanismus der Leitungsströme	145
<p>Der Mechanismus der Leitung im Modellversuch S. 145. — Zwei Grundtatsachen des Leitungsvorganges S. 147. — Unselbständige Leitung in Zimmerluft mit sichtbaren Elektrizitätsträgern. Zur Deutung des Ohmschen Gesetzes S. 147. — Unselbständige Leitung in Luft. Ionen als Elektrizitätsträger S. 150. — Unselbständige Ionenleitung in Zimmerluft. Ionenbeweglichkeit. Sättigungsstrom S. 152. — Unselbständige Elektrizitätsleitung im Hochvakuum S. 154. — Das Atomgewicht des Elektrons nach Beobachtungen an Kathodenstrahlen S. 156. — Anwendungen der unselbständigen Elektronenleitung des Hochvakuums S. 157. — Selbständige Leitung in Gasen und Dämpfen von niedrigem Druck S. 159. — Einige Anwendungen der selbständigen Leitung in Gasen von niedrigem Druck S. 162. — Selbständige Elektrizitätsleitung in Gasen von hohem Druck. (Spitzen-, Büschelstrom, Funken.) S. 166. — Der Lichtbogen S. 168. — Leitung in Flüssigkeiten. Allgemeines S. 170. — Elektrolytische oder Ionenleitung in wäßrigen Lösungen S. 171. — Ladung der Ionen. FARADAYS Äquivalentgesetz. LOSCHMIDT-Sche Konstante N S. 172. — Das Ohmsche Gesetz bei der elektrolytischen Leitung. Die Geschwindigkeit der Ionen S. 174. — Entstehung der Stromwärme S. 178. — Technische Anwendungen der Elektrolyse wäßriger Lösungen S. 179. — Ionenleitung in geschmolzenen Salzen und in unterkühlten Flüssigkeiten (Gläsern) S. 180. — Leitung in Flüssigkeiten von hohem spezifischem Widerstand S. 181. — Elektrizitätsleitung in Metallen. Erfahrungstatsachen S. 182. — Temperaturabhängigkeit der metallischen Leitung S. 184. — Die Supraleitung S. 186. — Zusammenhang von elektrischer Leitfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit bei Metallen S. 188. — Zur Deutung der metallischen Leitung S. 188. — Die Hallspannung S. 189. — Hallkonstante und Zahl der Elektronen. Ihre mittlere freie Weglänge S. 190. — Beschleunigung der Elektrizitätsträger in Metallen durch Trägheitskräfte S. 191. — Ionenleitung in Salzkristallen S. 192. — Elektronenleitung in Salzkristallen S. 193. — Durch Bestrahlung, insbesondere mit Licht,</p>	

in festen Körpern verursachte Ströme S. 194. — Schlußwort zum Leitungsmechanismus S. 197.	
XIII. Elektrische Felder in der Grenzschicht zweier Substanzen	198
Vorbemerkung S. 198. — Die „Reibungselektrizität“ zwischen festen Körpern, Doppelschicht, Berührungsspannung S. 198. — Berührungsspannungen zwischen einem festen Körper und einer Flüssigkeit S. 199. — Nachweis der Berührungsspannung durch Leitungsvorgänge S. 199. — Die Berührungsspannung zwischen zwei Metallen S. 200. — Doppelschichten in der Grenze zwischen Gasen und Flüssigkeiten S. 201. — Die Arbeitskurve und die Abtrennarbeit der Elektrizitätsatome. Die Glühemission S. 202. — Änderung der Abtrennarbeit durch ein äußeres elektrisches Feld S. 203. — Übergangswiderstand zwischen zwei gleichen Metallen. Das Kohle-Mikrophon S. 204. — Zusammenhang von Berührungsspannung und Abtrennarbeit? S. 206. — Metalle als Leiter erster Klasse. Thermoelemente. Lichtelemente S. 206. — Elektrolyte als Leiter zweiter Klasse. Chemische Stromquellen. Elemente S. 208. — Polarisation bei der elektrolytischen Leitung S. 209. — Akkumulatoren S. 210. — Unpolarisierbare Elektroden und Elemente. Normalelemente S. 211. — Doppelschicht und Oberflächenspannung. Das Kapillarmultimeter S. 212. — Wirkungsweise der Stromquellen, das Gewicht als ladungstrennende Kraft, Lösungsdruck S. 213.	
XIV. Die Radioaktivität	216
Die radioaktiven Strahlen S. 216. — Beobachtung einzelner Elektronen und Ionen S. 218. — Bestimmung der LOSCHMIDTSchen Konstanten N durch Zählen von Molekülen S. 221. — Der Zerfall der radioaktiven Atome. Elektrizitätsatome als wesentliche Bausteine der Elemente S. 222. — Die Umwandlung von Atomen und die Entdeckung der Positronen und Neutronen S. 225. — Rückblick. Die Abhängigkeit der Elektronenmasse von der Geschwindigkeit. Masse und Energie S. 227.	
XV. Elektrische Wellen	230
Vorbemerkungen S. 230. — Herstellung hochfrequenter Wechselströme durch ungedämpfte Schwingungen S. 230. — Erzwungene elektrische Schwingungen S. 234. — Der elektrische Dipol S. 235. — Stehende elektrische Drahtwellen zwischen zwei Paralleldrähten S. 239. — Die Bedeutung der stehenden elektrischen Drahtwellen. Ausbreitung elektrischer Felder mit Lichtgeschwindigkeit S. 240. — Direkte Messung der Geschwindigkeit fortschreitender Drahtwellen S. 243. — Der Verschiebungsstrom des Dipols. Die Ausstrahlung freier elektrischer Wellen S. 244. — Halbfreie elektrische Wellen. Wellentelegraphie S. 250. — Die Wesensgleichheit der elektrischen Wellen und der Lichtwellen. Das gesamte Spektrum elektrischer Wellen S. 252. — Eine historische Notiz S. 253.	
XVI. Das Relativitätsprinzip als Erfahrungstatsache	255
Gleichwertige und ausgezeichnete Bezugssysteme in der Mechanik und Akustik S. 255. — Einflußlosigkeit der Erdbahnbewegung auf mechanische Beobachtungen S. 257. — Elektrische Erscheinungen in bewegten Bezugssystemen S. 257. — Die LORENTZ-Umformungen S. 260.	
Vergleichende Übersicht über Maße und Einheiten	263
Umrechnungstafel	264
Sachverzeichnis	266
Wichtige Konstanten	274
Nachwort: Zur Wahl der Einheiten	275
Vergleichende Übersicht über die Schreibweise einiger Gleichungen . .	276

Die praktische Kräfteinheit wird in diesem Buch nicht Kilogrammkraft, sondern Kilopond genannt. Also

$$1 \text{ Kilopond} = 9,8 \text{ kg} \frac{\text{meter}}{\text{sek}^2} = 9,8 \text{ Großdyn.}$$

I. Meßinstrumente für Strom und Spannung.

§ 1. Vorbemerkung. Bei einer Darstellung der Mechanik beginnt man mit den Begriffen Länge, Zeit und Masse. Man benutzt sogleich die im täglichen Leben erprobten Meßinstrumente, also unsere heutigen Uhren, Waagen und Maßstäbe. Niemand nimmt für die ersten Experimente Sonnen- und Wasseruhren oder gar einen pulszählenden Sklaven. Niemand legt zunächst die ganze historische Entwicklung der Sekunde klar. Jedermann greift ohne Bedenken zu einer Taschenuhr oder einer modernen Stoppuhr mit Hundertstelsekundenteilung. Man kann sich einer Uhr bedienen auch ohne Kenntnis ihrer Konstruktionseinzelheiten und ohne Kenntnis ihrer historischen Entwicklung.

Beim Übergang zur Wärmelehre führt man allgemein den neuen Begriff der Temperatur ein. Man benutzt von Anfang an die jedermann vertrauten Thermometer als Hilfsmittel des Experimentes.

In entsprechender Weise knüpfen wir auch in der Elektrizitätslehre an alltägliche Erfahrungen des praktischen Lebens an. Wir beginnen mit den heute allgemein gebräuchlichen Begriffen elektrischer Strom und elektrische Spannung und den Instrumenten für ihre Messung. Als Ausgangspunkt unserer Experimente dient uns die Existenz der chemischen Stromquellen, der Taschenslampenbatterien, Akkumulatoren usw.

§ 2. Der elektrische Strom. Wir sprechen im täglichen Leben von einem elektrischen Strom in Leitungsdrähten oder Leitern. Wir wollen die Kennzeichen des Stromes vorführen. Dazu erinnern wir zunächst an zwei altbekannte Beobachtungen.

1. Zwischen dem „Nordpol“ und dem „Südpol“ eines Stahlmagneten kann man mit Eisenfeilicht ein Bild magnetischer Feldlinien herstellen. Wir legen z. B. einen Hufeisenmagneten auf eine glatte Unterlage und streuen auf diese unter leichtem Klopfen etwas Eisenfeilicht. Wir erhalten das Bild der Abb. 1.

2. Ein Magnet übt auf einen anderen Magneten und auf weiches Eisen mechanische Kräfte aus. In beiden Fällen geben uns die durch Eisenfeilicht dargestellten Feldlinien recht eindrucksvolle Bilder. In Abb. 2 „sucht“ ein Hufeisenmagnet eine Kompaßnadel zu drehen. In Abb. 3 zieht ein Hufeisenmagnet ein Stück weiches Eisen (Schlüssel) an sich heran. Wir bedienen uns hier absichtlich einer etwas primitiven Ausdrucksweise.

Nach dieser Vorbemerkung bringen wir jetzt die drei Kennzeichen des elektrischen Stromes:

1. Der Strom erzeugt ein Magnetfeld. Ein vom Strom durchflossener Draht ist von ringförmigen magnetischen Feldlinien umgeben. Die Abb. 4 zeigt diese Feldlinien mit Eisenfeilicht auf einer Glasplatte. Der Draht stand senkrecht zur Papierebene. Er ist nachträglich aus dem Loch in der Mitte herausgezogen worden. — Dies Magnetfeld des Stromes kann mannigfache mechanische Bewegungen hervorrufen. Wir bringen sechs verschiedene Beispiele, a—f.

a) Parallel über einem geraden Leitungsdraht KA hängt ein Stabmagnet (Kompaßnadel) NS (Abb. 5). Beim Einschalten des Stromes wirkt ein Drehmoment auf den Magneten, der Magnet stellt sich quer zum Leiter.

b) Der Vorgang läßt sich umkehren. In Abb. 6a wird der Stabmagnet NS festgehalten. Neben ihm hängt ein leicht bewegliches, gewebtes Metallband KA . Beim Stromdurchgang stellt sich der Leiter quer zum Magneten: das Band wickelt sich spiralförmig um den Magneten herum (Abb. 6b).

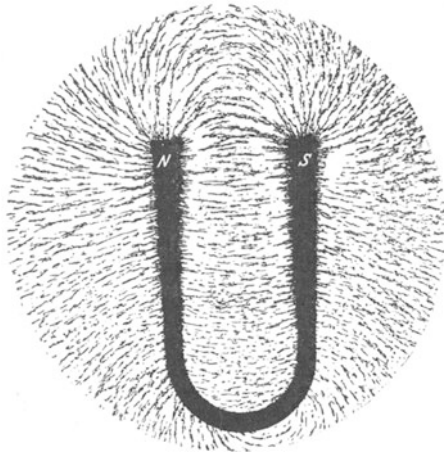


Abb. 1. Magnetische Feldlinien, dargestellt mit Eisenfeilicht.

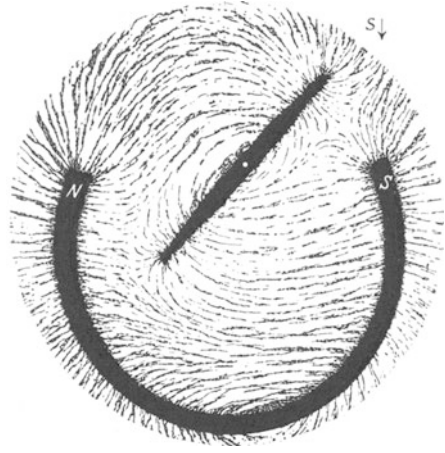


Abb. 2. Magnetische Feldlinien. Der Hufeisenmagnet NS dreht die Kompaßnadel gegen den Uhrzeiger.

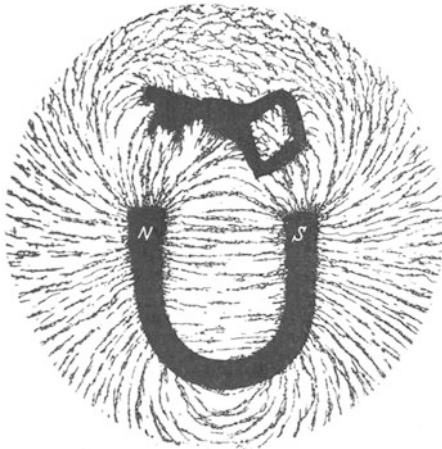


Abb. 3. Magnetische Feldlinien. Anziehung eines eisernen Schlüssels durch einen Hufeisenmagneten.

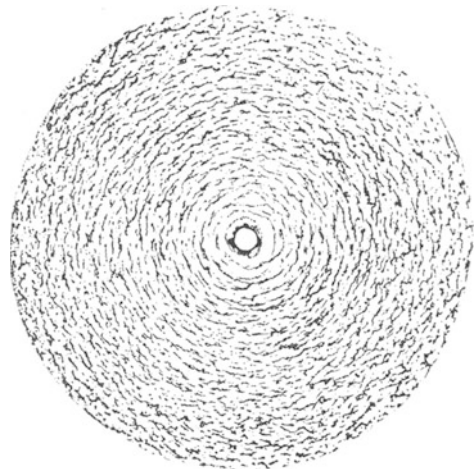


Abb. 4. Kreisförmige magnetische Feldlinien eines stromdurchflossenen Drahtes.

c) Wir bringen einen geraden Leiter KA in das Magnetfeld des Hufeisenmagneten NS (Abb. 7a). Der Leiter ist wie eine Trapezschaukel aufgehängt. Beim Stromschluß sehen wir eine Bewegung in einer der Richtungen des Doppelpfeiles (Abb. 7b).

d) Wir ersetzen den geraden Leiter durch einen aufgespulten Leiter. Bei Stromschluß dreht sich die Leiterspule um die Achse KA (Abb. 8a und b).

e) Bisher wirkte stets das Magnetfeld eines Leiters auf das Magnetfeld eines Stahlmagneten. Man kann das Magnetfeld des letzteren durch das eines zweiten stromdurchflossenen Leiters ersetzen. In Abb. 9a und b gabelt sich der bei K

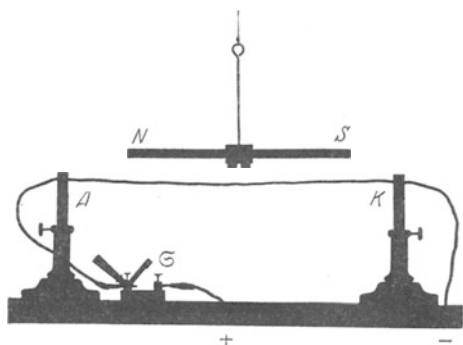


Abb. 5. Starr befestigter Leiter KA und beweglich aufgehängter Stabmagnet NS . Ohne Strom zeigt das Ende N nach Norden. Man nennt es daher den Nordpol des Magneten. Beim Stromschluß tritt der Nordpol auf den Beschauer zu aus der Papierebene heraus.

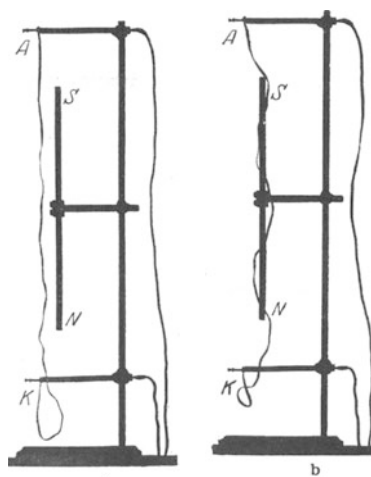


Abb. 6 a, b. Starr befestigter Stabmagnet NS und beweglicher, biegsamer Leiter KA aus gewebtem Metallband.

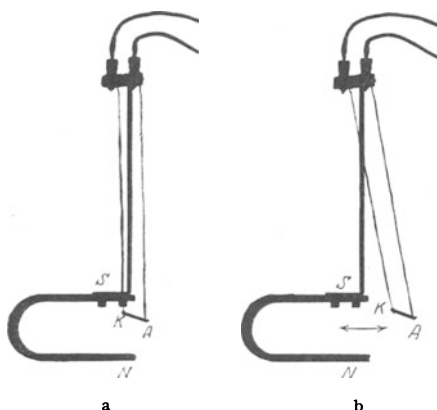


Abb. 7 a, b. Feststehender Hufeisenmagnet NS und beweglicher gerader Leiter KA , an gewebten Metallbändern trapezartig aufgehängt. Zugleich Schema eines „Saitenstrommessers“ oder „Saitengalvanometers“.

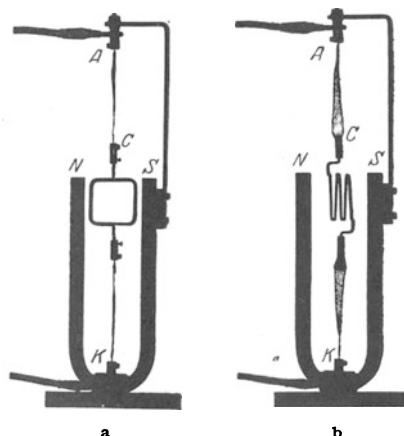


Abb. 8 a, b. Feststehender Hufeisenmagnet NS und drehbarer Leiter KA in Spulenform. Zuleitungen zur „Drehspule“ aus gewebtem Metallband. Zugleich Schema eines „Drehspulstrommessers“ oder „Drehspulgalvanometers“.

zufließende Strom in zwei Zweigströme. Bei A vereinigen sie sich wieder. Die Leiterstrecken KA bestehen aus zwei leicht gespannten, gewebten Metallbändern. Ohne Strom verlaufen sie einander annähernd parallel. Bei Stromdurchgang klappen sie bis zur Berührung zusammen.

Die Abb. 10 zeigt eine oft technisch ausgenutzte Abart dieses Versuches. Die beiden beweglichen Bänder sind durch eine feste und eine drehbare Spule ersetzt. Beide werden vom gleichen Strom durchflossen (Abb. 10a). Die bewegliche Spule stellt sich parallel zu der festen (Abb. 10b).

f) Endlich nehmen wir (in Analogie zu Abb. 3) in Abb. 11 ein Stück weiches Eisen Fe . Es wird in

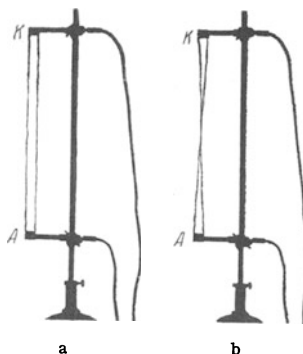


Abb. 9 a, b. Gegenseitige Anziehung zweier stromdurchflossener Leiter (Metallbänder).

das Magnetfeld eines aufgespulten Leiters hineingezogen. — Soweit unsere Beispiele für mechanische Bewegungen im Magnetfeld eines Stromes.

2. Der vom Strom durchflossene Leiter wird erwärmt. Er kann bis zur Weißglut erhitzt werden. Das zeigt jede Glühlampe. Die Abb. 12 gibt einen einfachen Versuch über die Ausdehnung des Drahtes infolge der Stromwärme. — Das alles bezog sich auf feste Leiter, wir haben Metalldrähte benutzt.

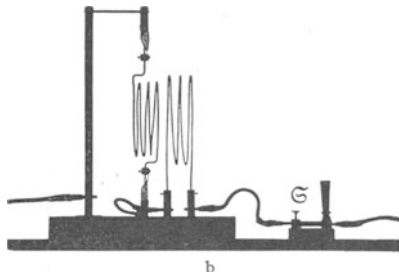
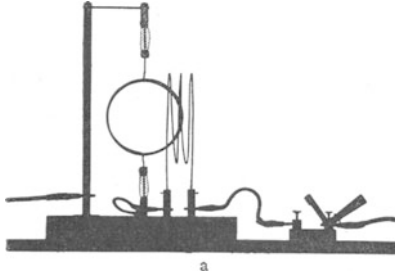


Abb. 10 a, b. Rechts eine feste, links eine drehbare Spule. Zuleitungen zur „Drehspule“ aus gewebtem Metallband.

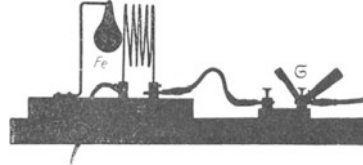


Abb. 11. Feststehende Spule und drehbar aufgehängtes weiches Eisen *Fe*.

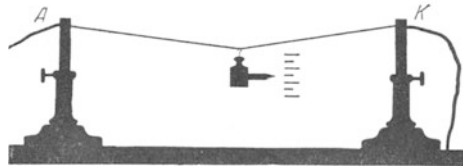


Abb. 12. Längenausdehnung eines vom Strom erwärmten Drahtes *KA*.

Ein flüssiger Leiter zeigt in gleicher Weise Magnetfeld und Wärmewirkung. Zum Nachweis des Magnetfeldes benutzt man in Abb. 13 ein mit angesäuertem Wasser gefülltes Glasrohr. Auf ihm befindet sich eine kleine Kompaßnadel. Die Enden der Nadel sind durch angeklebte Papierfähnchen kenntlich gemacht. Zur Zu- und Ableitung des Stromes dienen zwei Drähte *K* und *A*. — Außer dem Magnetfelde und der Wärmewirkung beobachten wir bei flüssigen Leitern noch eine dritte Wirkung:

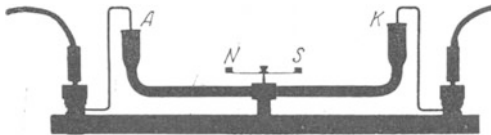


Abb. 13. Das Magnetfeld eines Stromes in einem flüssigen Leiter (angesäuertes Wasser) wird mit einer Kompaßnadel *NS* nachgewiesen.

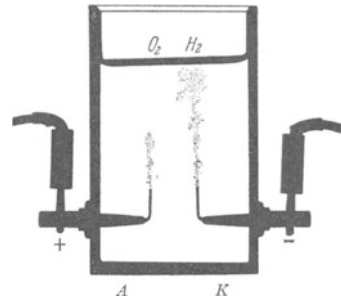


Abb. 14. Abscheidung von Wasserstoff (H_2) und Sauerstoff (O_2) beim Durchgang des Stromes durch verdünnte Schwefelsäure. (Momentbild 2 Sekunden nach Stromschluß.)

3. Der Strom ruft in flüssigen Leitern chemische Vorgänge hervor. Man nennt sie elektrolytische. — Beispiele:

a) In ein Gefäß mit angesäuertem Wasser sind als „Elektroden“ zwei Platindrähte *K* und *A* eingeführt (Abb. 14). Beim Stromdurchgang steigen von der Elektrode *A* Sauerstoffbläschen auf, von der Elektrode *K* Wasserstoffbläschen. Vereinbarungsgemäß nennt man die Wasserstoff liefernde Elek-

trode K den negativen Pol. Der andere Pol A heißt der positive Pol. Wir definieren also den Unterschied von negativem und positivem Pol elektrolytisch.

b) In ein Gefäß mit wässriger Bleiazetat-lösung ragen als Elektroden zwei Bleidrähte hinein. Bei Stromdurchgang bildet sich vor unseren Augen am negativen Pol K ein überaus zierliches, aus Kristallblättern zusammengesetztes „Bleibäumchen“ (Abb. 15). In diesem Fall besteht also die elektrolytische Wirkung in der Ausscheidung eines Metalles.

Endlich nehmen wir statt eines festen und flüssigen Leiters ein leitendes Gas. In dem U-förmigen Rohr der Abb. 16 befindet sich das Edelgas Neon. Zur Zu- und Ableitung des Stromes dienen wieder zwei Metallelektroden K und A . Oben auf dem Rohr trägt ein kleiner Reiter eine Kompaßnadel NS . Wir verbinden die Zuleitungen A und K mit der städtischen Zentrale. Sogleich sehen wir alle drei Wirkungen des Stromes: Die Magnetnadel schlägt aus. Das Rohr wird warm. Ein blendendes orangerotes Licht im ganzen Rohre verrät uns tiefgreifende Änderungen in den Gasmolekülen, wie wir sie sonst bei den chemischen Prozessen in Flammen beobachten.

Ergebnis dieses Paragraphen. Wir kennzeichnen den elektrischen Strom in einem Leiter durch drei Erscheinungen:

1. Das Magnetfeld
 2. Die Erwärmung
 3. „Chemische“ Wirkungen (in erweitertem Sinn)
- in flüssigen und gasförmigen Leitern.

Oder anders ausgedrückt: Wir beobachten die drei genannten Erscheinungen in enger Verknüpfung und erfinden für ihre Zusammenfassung einen neuen Grundbegriff „elektrischer Strom“. — Das ist eine qualitative Definition. Eine solche genügt aber nicht für physikalische Zwecke. Für diese muß unbedingt für jeden Begriff ein Meßverfahren definiert werden. Dabei hat man zwei Dinge auseinanderzuhalten:

1. die Vereinbarung eines Meßverfahrens,
2. den technischen Aufbau der Meßinstrumente.

Wir beginnen hier im Fall des elektrischen Stromes mit dem technischen Aufbau der Instrumente. Dieser kann einfach gehalten werden: Man baut Strommesser zur direkten Ablesung der Stromstärke auf einer Skala. Beispiele werden in § 3 beschrieben.

§ 3. Technische Ausführung von Strommessern oder Amperemetern.

Für den Bau dieser Strommesser benutzt man sowohl die magnetische wie die Wärmewirkung des Stromes:

a) Strommesser auf magnetischer Grundlage. Die mechanischen Kräfte drehen eine Achse mit einem Zeiger. Als Beispiel der Drehspulstrommesser. Er geht in leicht ersichtlicher Weise aus der in Abb. 8 gegebenen Anordnung hervor. Man denke sich an der Drehspule der Abb. 8 irgendeinen Zeiger befestigt. Die Abb. 17a zeigt die Spule eines solchen Strommessers mit einem mechanischen Zeiger. Statt seiner benutzt man bei empfindlichen Instrumenten

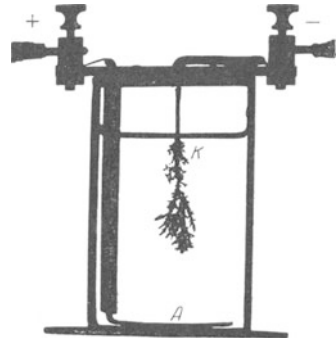


Abb. 15. Abscheidung von Bleikristallen beim Durchgang des Stromes durch wässrige Bleiazetatlösung.

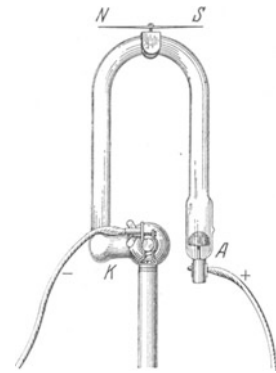


Abb. 16. Das Edelgas Neon als gasförmiger Leiter in einem U-förmigen Glasrohr. K und A metallische Zuleitungen. NS Kompaßnadel.

einen „Lichtzeiger“. Der bewegliche Teil trägt einen Spiegel *R* zur Reflexion eines Lichtstrahles (Abb. 17b). Wir werden in Zukunft alle „Drehspulinstrumente“ durch das Schema der Abb. 18 darstellen.

Technische Abarten sind das Schleifengalvanometer (Abb. 19) und das Saitengalvanometer. Sie

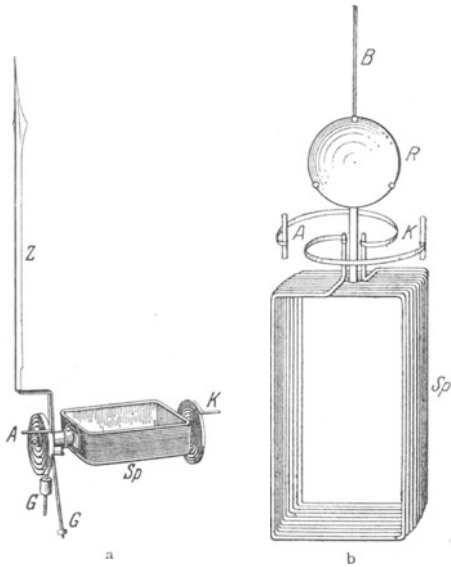


Abb. 17 a, b. Zwei Ausführungen der Drehspulen *Sp* von Drehspulstrommessern: a) mit mechanischem Zeiger *Z* und Spitzenlagerung, wie in den Strommessern der Abb. 35, 36 und 310; *G* sind Gewichtsstücke zum Auswuchten der Spule; b) mit Spiegel *R*, Lichtzeiger und Bandaufhängung *B*, wie bei den „empfindlichen Strommessern“ oder „Galvanometern“ in den Abb. 37, 75 und 475. *K* und *A* sind spiralförmige Stromzuführungen, *K* und *A* bzw. *B* liefern überdies die „Richtgröße“, d. h. drehen die Spule im stromlosen Zustand in die Nullstellung zurück.

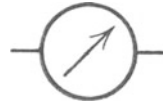


Abb. 18. Zeichenschema eines Drehspulstrommessers. Wird späterhin auch bei solchen Strommessern angewandt, die als Spannungsmesser oder Voltmeter umgeichtet sind.

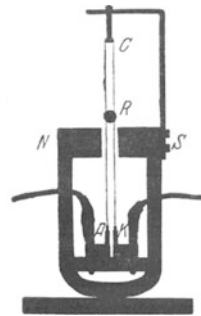


Abb. 19. Attrappe eines Schleifenstrommessers oder Oszillographen. *ACK* gespannte Drahtschleife mit Spiegel *R*. (Die Drahtschleife darf keinesfalls in Resonanz mit dem zu registrierenden Wechselstrom stehen!)

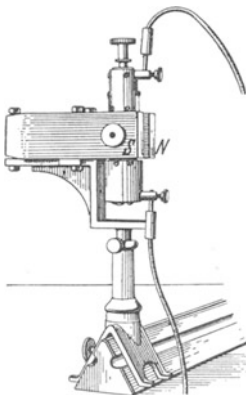


Abb. 20. Saitengalvanometer für Projektion. Links oberhalb von *S* das abbildende Mikroskopobjektiv.

vereinigen hohe Empfindlichkeit mit großer Einstellungsgeschwindigkeit. Sie sind für Registrierapparate unentbehrlich (vgl. Mechanikband § 109). Beim Schleifengalvanometer („Oszillographen“) tritt an die Stelle der Spule eine gespannte Schleife mit ganz kleinem leichtem Spiegel. Beim Saitengalvanometer ist der Trapezleiter



Abb. 21. Schema eines Hitzdrahtstrommessers. Man denke sich den Faden zwischen der gespannten Spiralfeder und dem Hitzdraht *KA* um die Achse des Zeigers herumgeschlungen.



Abb. 22. Zeichenschema eines Hitzdrahtstrommessers. Wird späterhin auch bei solchen Hitzdrahtstrommessern angewandt, die als Spannungsmesser oder Voltmeter umgeichtet sind.

der Abb. 7 durch eine gespannte Saite ersetzt. Ihre Bewegung wird mikroskopisch beobachtet (s. Abb. 20).

b) Auf Wärmewirkung beruhende Strommesser. Der zu messende Strom erwärmt einen Draht *KA*. Dieser wird länger. Die Verlängerung wird

irgendwie auf eine Zeigeranordnung übertragen: „Hitzdrahtstrommesser“ (Abb. 21 und 22).

§ 4. Die Eichung der Strommesser oder Amperemeter beruht auf der willkürlichen Festsetzung eines Meßverfahrens und einer Stromeinheit. Das einfachste Meßverfahren wird auf die elektrolytische Wirkung des Stromes aufgebaut. Es benutzt das Verhältnis

$$\frac{\text{abgeschiedene Menge}}{\text{Flußzeit}}$$

als Maß der Stromstärke. Ein Strom, der in jeder Sekunde 1,11800 mg Silber abscheidet, wird heute international als Stromeinheit anerkannt und „1 Ampere“ genannt. Alle elektrischen Ströme werden in Vielfachen dieses Einheitsstromes angegeben. Die seltsamen Dezimalen entstammen historischen Rücksichten. Sie sollten die Umrechnung der internationalen Stromeinheit auf andere zuvor übliche mit einfachen Zehnerpotenzen ermöglichen.

§ 5. Die elektrische Spannung. Wir sprechen im täglichen Leben von einer Spannung zwischen zwei Körpern, etwa den Polen einer Taschenlampenbatterie oder den beiden Steckkontakten der städtischen Zentrale. — Wir nennen die beiden Kennzeichen der elektrischen Spannung:

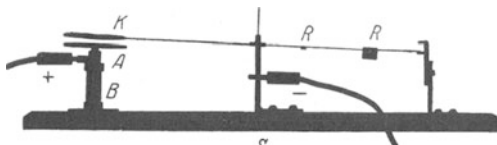


Abb. 23. „Spannungswaage“, B = Bernsteinisolator.

1. Die Spannung kann einen Strom erzeugen. — Das bedarf keiner weiteren Erläuterung. Wir erwähnen hier zunächst nur ganz beiläufig: Mit 2, 3, ... n Elementen kann man einen Strom auf den 2, 3, ... n-fachen Wert erhöhen. Diese für die Entwicklung der Elektrizitätslehre entscheidende Entdeckung wird in § 8 ausgiebig behandelt werden. Man verdankt sie dem deutschen Gymnasiallehrer GEORG SIMON OHM (1826).

2. Zwei Körper, zwischen denen eine elektrische Spannung herrscht, üben Kräfte aufeinander aus. Man nennt sie meist statische Kräfte.

Das läßt sich mit einem Kraftmesser, z. B. einer Waage vorführen. Wir sehen in Abb. 23 einen aus einem leichten Aluminiumrohr gebauten Waagebalken. Er ist auf der Metallsäule S gelagert. Am linken Arm befindet sich eine Metallscheibe K, auf dem rechten als Gegenlast ein Reiterchen R aus Papier. Unterhalb der Metallscheibe K befindet sich eine zweite, feste Metallscheibe A in einigen Millimetern Abstand. Man verbindet die Scheibe A und die Säule S durch je einen Draht mit den beiden Kontakten der städtischen Zentrale. Sogleich schlägt der Waagebalken aus. Die zwischen A und K herrschende Spannung ruft also leicht nachweisbare Kräfte hervor.

Soweit die qualitativen Kennzeichen der elektrischen Spannung. Für physikalische Zwecke muß auch für die Spannung ein Meßverfahren definiert werden. Auch hier ist der technische Aufbau der Meßinstrumente und die Vereinbarung eines Meßverfahrens getrennt zu behandeln. Auch hier beginnen wir mit dem Bau der Meßinstrumente. Man benutzt für diese die beiden Kennzeichen der elektrischen Spannung und unterscheidet demgemäß

- a) Stromdurchflossene Spannungsmesser,
- b) Statische Spannungsmesser („Elektrometer“).

Wir behandeln beide Gruppen getrennt in den §§ 6 und 8.

§ 6. Technischer Aufbau statischer Spannungsmesser oder Voltmeter. Diese Instrumente benutzen die durch die Spannung hervorgerufenen „statischen“ Kräfte. Sie entsprechen dem Prinzip einer Briefwaage: Die von den Spannungen

herrührenden Kräfte rufen Ausschläge hervor, und diese werden an einer Skala abgelesen. Wir nennen aus einer großen Reihe nur drei verschiedene Ausführungsformen:

a) Das „Goldblattvoltmeter“ (Abb. 24). In das Metallgehäuse *A* ragt, durch Bernstein *B* oder dergleichen isoliert, ein Metallstift hinein. An diesem

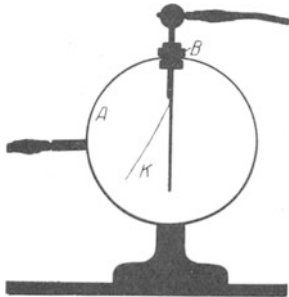


Abb. 24. Statischer Spannungsmesser mit einem Goldblattzeiger.

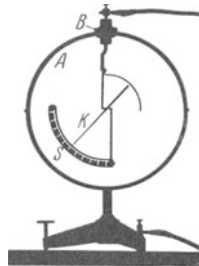


Abb. 25. Statischer Spannungsmesser mit einem Aluminiumzeiger in Spitzenlagerung. Brauchbar von einigen Hundert bis etwa 10000 Volt.

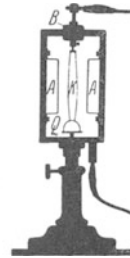


Abb. 26. Attrappe eines „Zweifadenelektrometers“ od. „Zweifadenvoltmeters“. Meßbereich etwa 30 bis 400 Volt.

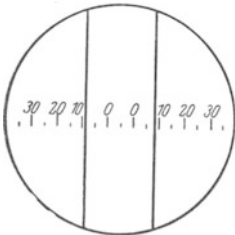


Abb. 27. Gesichtsfeld eines Zweifadenvoltmeters.

befindet sich seitlich als beweglicher Zeiger ein Blättchen *K* aus Goldschaum. Zwischen *A* und *K* wird die Spannung hervorgerufen, z. B. durch Verbindung mit einer Stromquelle. Der Goldschaumzeiger wird von der Wand angezogen und die Größe des Ausschlages an einer Skala abgelesen.

b) Das „Zeigervoltmeter“ (Abb. 25). Alles wie bei a), nur ist das Goldblättchen durch einen zwischen Spitzen gelagerten Aluminiumzeiger *K* ersetzt. Diese Instrumente werden heute für Spannungen von 50 Volt aufwärts in sehr handlicher Form in den Handel gebracht. Die Abb. 28 zeigt ein Beispiel.

c) Das „Zweifadenvoltmeter“ (Abb. 26). Auch bei ihm ist ein Metallstift durch Bernstein *B* isoliert in ein Metallgehäuse *A* eingeführt. Am Stift hängt eine Schleife *K* aus feinem Platindraht. Sie wird unten durch einen kleinen Quarzbügel *Q* gespannt.

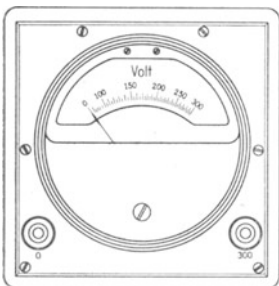


Abb. 28. Handlicher statischer Spannungsmesser für 50–300 Volt. Im Innern befindet sich eine zwischen Spitzen drehbar gelagerte, mit dem Zeiger verbundene Scheibe *K*. Sie wird in eine seitwärts angebrachte Metallkammer hereingezogen. Die Ruhelage wird durch eine an der Achse angreifende Schneckenfeder bestimmt. Schweizer Präzisionsarbeit.

Elektrische Spannungen zwischen *K* und *A* nähern die Fäden den Wänden oder genauer den an den Wänden sitzenden Drahtbügeln. Der Abstand der Fäden wird also größer. Man mißt die Abstandsvergrößerung mit einem Mikroskop. Abb. 27 gibt ein Bild des Gesichtsfeldes mit der Skala. Das Zweifadenvoltmeter ist vorzüglich zur Projektion geeignet. Es ist infolge seiner momentanen Einstellung ein ungemein bequemes Meß- und Vorführungsinstrument.

§ 7. Die Eichung der Spannungsmesser oder Voltmeter beruht auf der willkürlichen Festlegung eines Meßverfahrens und einer Spannungseinheit. Das einfachste Meßverfahren benutzt eine Reihenschaltung von *n* gleichgebauten Elementen (Abb. 30) und nennt die Spannung zwischen den Enden der Reihe *n*-mal so groß wie die eines Elementes. Aus der großen Zahl der chemischen Stromquellen wird ein bestimmtes Element als „Normalelement“ ausgewählt und seine

Spannung heute international 1,0187 Volt genannt. Man benutzt also als Spannungseinheit 1 Volt, und alle Spannungen werden international in Vielfachen dieser Einheitsspannung angegeben.

Die Dezimalen entstammen wieder historischen Rücksichten. Ohne Tradition und ohne ältere Spannungseinheiten hätte man die Spannung des Normalelementes als 1 Volt festlegen können. — Das heute benutzte Normalelement enthält als Elektroden nicht Zink und Kohle, wie die bekannten Elemente unserer Taschenlampen und Hausklingeln, sondern Quecksilber und Cadmium (§ 137).

§ 8. Stromdurchflossene Spannungsmesser oder Voltmeter sind im Prinzip umgezeichnete Ampere-meter. Die Möglichkeit dieser Umeichung beruht auf einem festen Zusammenhang von Spannung und Stromstärke in metallischen Leitern.

Man definiert allgemein für jeden Leiter als Widerstand¹⁾ das Verhältnis

$$\frac{\text{Spannung } P \text{ zwischen den Enden des Leiters}}{\text{Strom } i \text{ im Leiter}}$$

Dieses als Widerstand definierte Verhältnis P/i hängt im allgemeinen in komplizierter Weise von der Stromstärke i und zahlreichen Versuchsbedingungen ab. In Sonderfällen aber findet man für das Verhältnis P/i einen konstanten Wert. Diesen bezeichnet man mit dem Buchstaben R und mit ihm formuliert man das Ohmsche Gesetz:

„Die Spannung P zwischen den Enden des Leiters und die Stromstärke i im Leiter sind einander proportional“, also

$$P = i \cdot R. \quad (4)$$

Einen solchen Sonderfall der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes findet man bei metallischen Leitern konstanter Temperatur.

Das zeigt man mit der in Abb. 31 gezeichneten Anordnung. Eine Stromquelle E schiebt einen Strom durch einen metallischen Leiter KA , z. B. von Band- oder Streifenform. Das Amperemeter \mathfrak{A} gibt die Stärke des Stromes i im Leiter, das Voltmeter \mathfrak{V} die Spannung P zwischen den Enden des Leiters KA . — Wir benutzen der Reihe nach verschiedene Stromquellen (z. B. einige Elemente, die städtische Zentrale usw.) und verändern dadurch die Stromstärke i . Dann dividieren wir zusammengehörige Zahlenwerte von P und i und finden P/i konstant. Man mißt also das als Widerstand definierte Verhältnis P/i in Volt/Ampere. Entsprechend mißt man in der Mechanik eine Geschwindigkeit in cm/sek. Für das Verhältnis cm/sek hat man als sprachliche Kürzung das Wort „cel“ einzuführen versucht. Es hat sich nicht eingebürgert. Analog hat man das Verhältnis Volt/Ampere mit dem Wort „Ohm“ benannt. Dies Wort wird ganz allgemein und international angewandt.

In Abb. 31 ergebe sich beispielsweise für unseren Leiter KA das Verhältnis $P/i = 500$ Volt/Ampere. Also heißt es kurz: Der Leiter KA hat einen Wider-

¹⁾ Das Wort „Widerstand“ wird im Deutschen in einem recht unerfreulichen Doppelsinn gebraucht. Einmal bezeichnet es das Verhältnis Spannung zu Strom, P/i , für einen beliebigen Leiter. Das andere Mal meint man einen Apparat, z. B. einen aufgespulten Drahtleiter, wie in Abb. 34.



Abb. 29. Zeichenschema eines „statischen Spannungsmessers“, „statischen Voltmeters“ oder „Elektrometers“. Ohne Eichung auch „Elektroskop“ genannt.



Abb. 30. Reihenschaltung von 6 Elementen.

und Stromstärke

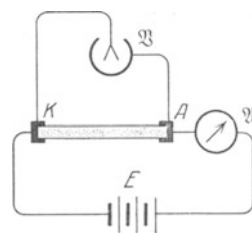


Abb. 31. Zur Vorführung des Ohmschen Gesetzes.

stand $R = 500$ Ohm. Der Widerstand eines Leiters wird in Zukunft oft für uns wichtig sein. Dann werden wir den Leiter in unseren Schaltskizzen nach einer der beiden aus Abb. 32 ersichtlichen Weisen darstellen. — Soweit die Definition des Wortes Widerstand und das Ohmsche Gesetz.

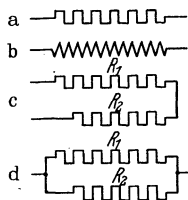


Abb. 32. Zeichenschema eines Widerstandes; a) mit verschwindend kleinem, b) mit endlichem Selbstinduktionskoeffizienten. Der Unterschied ist für den Leser erst ab S. 130 zu beachten. c) Zeichenschema für die Reihenschaltung zweier Widerstände. Der Gesamtwiderstand R ist gleich der Summe $R_1 + R_2$. d) Zeichenschema für die Parallelschaltung zweier Widerstände. Der Gesamtwiderstand R ergibt sich nach der

$$\text{Gleichung } \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \\ (\text{G. S. OHM}).$$

Das Ohmsche Gesetz ermöglicht nun eine Umeichung eines Amperemeters in ein Voltmeter. — Wir erinnern zunächst an ein mechanisches Beispiel aus dem täglichen Leben, nämlich die Geldzählwaage.

Eine Briefwaage ist im allgemeinen auf Gramm geeicht. Wir können sie leicht auf Goldmark umeichen. Sie gibt uns dann sofort den Markbetrag eines Haufens auf die Waagschale geschütteter Goldstücke.

1 g Gold sind laut Reichsgesetz 2,79 Goldmark oder Zahl der Mark = Zahl der Gramm \times 2,79. Folglich haben wir die Zahlen der Grammeichung nur mit 2,79 zu multiplizieren, um die Grammeichung in eine Markeichung zu verwandeln. Zur Umeichung genügt also die Multiplikation der Skalenteilung mit einem einzigen konstanten Zahlenfaktor.

Genau entsprechend kann man bei der Umeichung der wichtigsten Strommesser verfahren, nämlich der Strommesser auf magnetischer Grundlage. Diese enthalten in ihrem Innern einen vom Strom durchflossenen Leitungsdraht, meist in Spulenform. Der Widerstand dieses Leitungsdrahtes ist konstant, es gilt das Ohmsche Gesetz:

$$\text{Zahl der Volt} = \text{Zahl der Ampere} \cdot R.$$

Folglich hat man nur die Zahlen der Ampereichung auf das R -fache zu erhöhen, um eine Voltskala zu erhalten. Auch hier genügt also zur Umeichung die Multiplikation mit einem konstanten Faktor.

Bei Hitzdrahtstrommessern ist die Umeichung auf Volt nicht ganz so einfach wie bei den Strommessern auf magnetischer Grundlage. Durch die Erwärmung des Drahtes tritt an die Stelle der Gleichung (1) ein verwickelterer Zusammenhang von Spannung und Strom.

Wir wiederholen: die stromdurchflossenen Spannungsmesser sind grundsätzlich nichts anderes als umgeichtete Strommesser. Deswegen zeichnen wir sie in unseren Schaltskizzen mit dem Schema der Abb. 18 oder 22, im Unterschied von Abb. 29, dem Schema eines statischen Voltmeters.

§ 9. Einige Beispiele für Ströme und Spannungen verschiedener Größe.

a) Spannungen von der Größenordnung 1 Volt herrschen zwischen den Klemmen der elektrischen Elemente für Hausklingeln usw.

b) Einige hundert Volt beträgt die Spannung zwischen den Kontaktanschlüssen der städtischen Zentralen. In Göttingen sind es 220 Volt.

c) Bei Tausenden von Volt gibt es Funken. Rund 3000 Volt vermögen eine Luftstrecke von 1 mm zu durchschlagen.

d) Zwischen den Fernleitungen der Überlandzentralen benutzt man meistens Spannungen von etwa 15000 Volt, neuerdings sogar bis zu 200000 Volt.

e) Rund 10^9 Volt herrschen während eines Gewitters zwischen den Wolken und der Erde. Sie rufen die Blitze hervor.

Man braucht für viele Versuche veränderliche Spannungen. Diese kann man durch einen Kunstgriff als Bruchteile einer Höchstspannung herstellen. Man benutzt die Spannungsteilerschaltung (Abb. 33). Man verbindet die beiden

Klemmen der Stromquelle P durch einen „Widerstand“ R^1). Das ist in praxi stets ein spiralig auf eine Trommel aufgewickelter, schlecht leitender Metalldraht aus bestimmten Legierungen. Dann herrscht zwischen den Enden KA des Widerstandes die volle Spannung der Stromquelle. Zwischen einem Ende des Widerstandes und der Mitte herrscht die halbe Spannung und so fort für die anderen Bruchteile. Wir schließen daher einen Draht 1 an ein Ende des Widerstandes, einen zweiten Draht 2 an einen metallischen Läufer \mathcal{L} . Dann können wir durch Verschieben des Läufers \mathcal{L} zwischen 1 und 2 jede Spannung zwischen Null und der Höchstspannung herstellen. — Die Abb. 34 zeigt eine handliche Ausführung eines solchen Widerstandes für Spannungsteilerschaltungen. Der Griff G dient zum Verschieben des Läufers.

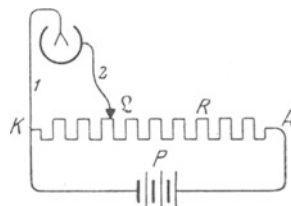


Abb. 33. Schema der Spannungsteilerschaltung.

Nunmehr ein paar Beispiele für Stromstärken in Ampere.

a) Ströme von der Größenordnung 1 Ampere, oft auch nur einigen Zehnteln, durchfließen die gewöhnlichen Glühlampen der Zimmerbeleuchtung.

b) 100 Ampere ist etwa der Strom für den Wagen einer elektrischen Straßenbahn.

c) 10^{-3} Ampere nennt man 1 Milliampere.

Ströme von etlichen Milliampere (etwa 3–5) vermag unser Körper gerade zu spüren. Das zeigt man mit der Anordnung der Abb. 35. Die Versuchsperson ist mittels zweier metallischer Handgriffe in den Strom eingeschaltet. Die erforderliche Spannung erhöht man langsam und gleichmäßig nach dem oben erläuterten Spannungsteilverfahren.

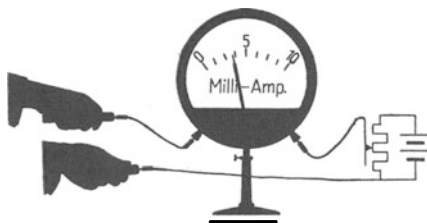


Abb. 35. Einschaltung einer Versuchsperson in einen Stromkreis. Strommesser nach dem Schema der Abb. 8. Die Handgriffe enthalten unsichtbare Schutzwiderstände. Sie verhindern auch bei Schaltungsfehlern eine Gefährdung der Versuchsperson.

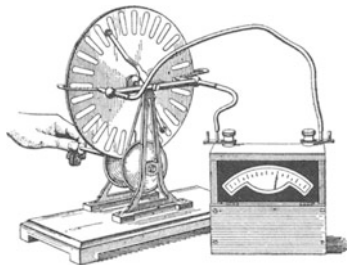


Abb. 36. Messung des von einer Holtzschen (!) Influenzmaschine gelieferten Stromes mit einem Drehschulampereometer (Schema der Abb. 8).

d) Ströme von etwa 10^{-5} Ampere liefert das als „Influenzmaschine“ bekannte Kinderspielzeug. Wir messen diesen Strom in Abb. 36 mit einem technischen Amperemeter. Man begegnet noch häufig einem seltsamen Vorurteil: Eine Influenzmaschine soll „statische Elektrizität“ liefern, ein Amperemeter aber nur „galvanische“ messen können. Einen Unterschied zwischen statischer und galvanischer Elektrizität gibt es nicht!

e) 10^{-6} Ampere nennt man 1 Mikroampere. Ströme dieser Größenordnung können wir leicht mit unserem Körper erzeugen. Wir umfassen in Abb. 37 mit beiden Händen je einen metallischen Handgriff. Von den beiden Handgriffen führen Leitungsdrähte zum Amperemeter mit Spiegelablesung, meist Spiegel-

¹⁾ Vgl. die Anmerkung auf S. 9.

galvanometer genannt. Bei zwangloser Haltung der Hände beobachten wir keinen Strom. Dann spannen wir die Fingermuskeln der einen Hand und beobachten am Galvanometer einen Strom der Größenordnung 10^{-6} Ampere. Beim Spannen der anderen Hand beobachten wir den gleichen Strom, aber in entgegengesetzter Richtung.

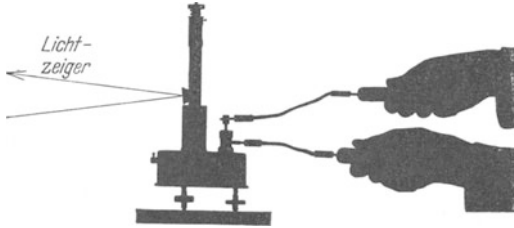


Abb. 37. Beobachtung schwacher Ströme beim Spannen der Fingermuskeln. Das Drehspulgalvanometer (Schema der Abb. 8) mit Spiegel und Lichtzeiger ist durch besonders kurze Schwingungsdauer ($T = 0,5$ sek) ausgezeichnet.

f) Gute Spiegelgalvanometer lassen Ströme bis herab zu etwa $3 \cdot 10^{-12}$ Ampere messen.

Diese untere Grenze ist durch die Brownsche Molekularbewegung des bewegten Systems (Drehspule usw.) bestimmt. Bei noch größerer Empfindlichkeit (leichtere Spule oder feinere Aufhängung) bewegt sich der Nullpunkt des Instruments, wengleich viel langsamer, so doch genau so regellos wie ein Staubteilchen in Brownscher Bewegung. (Mechanikband § 152.)

§ 10. Stromstöße und ihre Messung. Im allgemeinen hat man es bei physikalischen Versuchen mit zeitlich konstanten Strömen zu tun. Dann stellt sich der Zeiger eines Strommessers auf einen Skalenteil ein und verharret dort

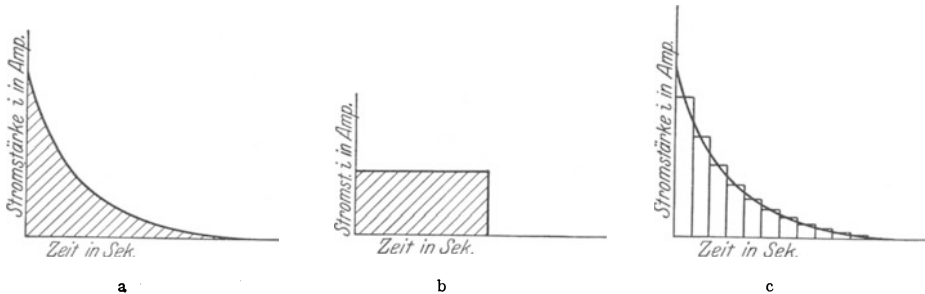


Abb. 38 a—c. Drei Beispiele für „Zeitsummen des Stromes“ oder „Stromstöße“, gemessen in Amperesekunden.

mit einem Dauerausschlag. Bei vielen Messungen kommen jedoch auch kurzdauernde Ströme vor, beispielsweise mit dem in Abb. 38a skizzierten Verlauf: Der Strom sinkt innerhalb einer Zeit t von seinem Anfangswert auf Null herunter. Die schraffierte Fläche hat die Bedeutung einer „Stromzeitsumme“ ($\int i dt$). Man gibt dieser Stromzeitsumme einen kurzen und treffenden Namen, nämlich „Stromstoß“. Dies Wort ist in Analogie zum „Kraftstoß“ ($\int K dt$) in der Mechanik gebildet worden. Das einfachste Beispiel eines Stromstoßes zeigt uns die Abb. 38b: Ein Strom fließt mit konstanter Stromstärke i während der Zeit t . Die Größe dieses Stromstoßes wird einfach durch das Produkt Strom mal Zeit bestimmt, beträgt also $i \cdot t$ Amperesekunden. In entsprechender Weise kann man auch durch Summenbildung (vgl. Abb. 38c) Stromstöße von beliebigem zeitlichen Verlauf in Amperesekunden auswerten. Das ist aber viel zu umständlich, und so macht man es auch nur auf dem Papier.

In Wirklichkeit ist ein Stromstoß eine ganz besonders bequem meßbare Größe. Man braucht zur Messung eines Stromstoßes nur eine einzige Zeigerablesung eines Strommessers. Der Strommesser muß in diesem Falle lediglich zwei Bedingungen erfüllen:

1. Bei konstanten Strömen müssen die Dauerausschläge des Zeigers der Stromstärke proportional sein. Das ist besonders weitgehend bei den Drehspulgalvanometern der Fall.

2. Die Schwingungsdauer des Zeigers muß groß gegenüber der Flußzeit des kurzdauernden Stromes sein. Dann reagiert der Strommesser auf einen Stromstoß mit einem Stoßausschlag. D. h. der Zeiger schlägt aus, kehrt um und geht sofort zum Nullpunkt zurück.

Der Stoßausschlag ist dem Stromstoß proportional, und man kann die Skala für Stromstöße in Amperesekunden eichen. Das führen wir hier experimentell für ein später oft gebrauchtes Spiegelgalvanometer vor. (Erklärung in § 48 des Mechanikbandes.)

Wir schicken während kurzer, aber genau gemessener Zeiten t bekannte Ströme i durch ein langsam schwingendes Galvanometer hindurch. Dazu dient uns ein in das Uhrwerk einer Stoppuhr eingebauter Schalter (Abb. 39). Dieser Schalter ist nur so lange geschlossen, wie die Uhr läuft.

Ein bekannter Strom i geeigneter Größe wird nach dem Schaltschema der Abb. 40 hergestellt. Mittels Spannungsteilung (S. 11) wird beispielsweise eine Spannung von $\frac{1}{100}$ Volt hergestellt. Diese Spannung treibt einen Strom durch das Galvanometer und durch einen Widerstand von 10^6 Ohm. Der durch das Galvanometer fließende Strom i beträgt dann nach dem Ohmschen Gesetze $10^{-2}/10^6 = 10^{-8}$ Ampere. — Mittels dieser Anordnung beobachten wir Ausschläge α für verschiedene Produkte it . Wir wiederholen die Messungen dann noch mit zwei größeren Stromstärken. Beide Male stoppen wir die Zeiten wieder beliebig zwischen einigen Zehnteln und etwa 2 Sekunden ab. Dann bilden wir die Quotienten it/α für die verschiedenen Messungen. Wir finden unabhängig von der Stärke i und der Dauer t des Stromes die gleichen Werte, etwa $6 \cdot 10^{-9}$ Amperesekunden pro Skalenteil Ausschlag. Also war die Größe des Stoßausschlages wirklich nur durch das Produkt Strom mal Zeit bestimmt. Wir haben unsere Behauptung für Stromzeitsummen der in Abb. 38b gezeichneten Form bewiesen. Damit ist der Beweis aber allgemein geführt. Denn jede beliebige Stromzeitsumme läßt sich nach Abb. 38c aus einfachen Produkten it zusammensetzen.

Kurz zusammengefaßt haben wir also gefunden: Ein Skalenteil¹⁾ Stoßausschlag unseres langsam schwingenden Galvanometers bedeutet einen „Stromstoß“ von $6 \cdot 10^{-9}$ Amperesekunden. Wir haben das Galvanometer in Amperesekundengeeicht.

Für ein erstes Beispiel einer Stromstoßmessung improvisieren wir in Abb. 41 eine „Reibungselektroskopmaschine“. Statt Siegellack und Katzenfell nehmen wir die Hand des einen Beobachters und den Haarschopf



Abb. 39. Diese auf $\frac{1}{10}$ Sekunde ablesbare Stoppuhr schließt einen Stromkreis während der Laufzeit ihres Zeigers. Sie ermöglicht die bequeme Herstellung bekannter Amperesekunden. Ein kaum weniger bequemer Zeitschalter kann leicht mittels eines Grammophonuhrwerkes improvisiert werden.

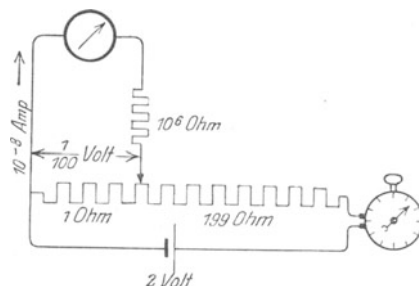


Abb. 40. Eichung der Stoßausschläge eines langsam schwingenden Strommessers in Amperesekunden.



Abb. 41. „Reibungselektroskopmaschine“. Gleiches Galvanometer wie in Abb. 75.

¹⁾ Wir benutzen im Hörsaal eine Skalenteilung mit 12 cm Strichabstand in 5 m Abstand vom Galvanometer.

des anderen. Einmal Streicheln gibt einen Stoßausschlag von etwa 16 Skalenteilen, also einen Stromstoß von rund 10^{-7} Amperesekunden.

§ 11. Schlußbemerkung. Wir können heute die elektrischen Erscheinungen in ihren zahllosen Anwendungen schlechterdings nicht mehr aus unserem Dasein fortdenken. Niemand von uns kann im täglichen Leben ohne die Begriffe elektrischer Strom und elektrische Spannung auskommen. Schon Kinder reden heute von Ampere und Volt. Wir knüpften daher, wie überall in den Grundlagen der Physik, auch bei der Darstellung der Elektrizitätslehre an die nächstliegenden Erfahrungen des täglichen Lebens an. Den Ausgangspunkt unserer Experimente bildeten nicht geriebener Bernstein und Papierschnitzel, sondern chemische Stromquellen, wie Taschenlampenbatterien und Akkumulatoren. Mit ihrer Hilfe entwickelten wir die Grundbegriffe Strom und Spannung und definierten beide unabhängig voneinander durch je ein leicht verständliches elektrisches Meßverfahren. Wir messen fortan Strom und Spannung als elektrische Größen auch in elektrischen Einheiten, in Vielfachen eines Einheitsstromes (Ampere) und einer Einheitsspannung (Volt).

Rückschauend muß uns in der geschichtlichen Entwicklung der Elektrizitätslehre die Schaffung der Begriffe „elektrischer Strom“ und „elektrische Spannung“ als eine entscheidende Leistung der wissenschaftlichen Pioniere erscheinen. Diese genial ersonnenen Grundbegriffe sind für das tägliche Leben, für die Technik und für die Wissenschaft gleich brauchbar. Auf ihnen beruht die geschlossene Einheitlichkeit der „klassischen Elektrizitätslehre“.

II. Das elektrische Feld.

§ 12. Grundbeobachtungen. Elektrische Felder verschiedener Gestalt. Die Abb. 42 zeigt uns zwei einander parallele Metallplatten *A* und *K*. Ihre Träger enthalten Bernsteinisolatoren *B*. Wir verbinden die Platten durch zwei Drähte mit der städtischen Zentrale¹⁾ und dann durch zwei andere mit einem Zweifadenvoltmeter. Wir haben dann das leicht verständliche Schema der Abb. 43 a. Das Voltmeter zeigt uns zwischen den beiden Platten eine Spannung von 220 Volt. Als Ursache der Spannung wird man zunächst die Verbindung der beiden Platten mit der Zentrale ansprechen. Der Versuch widerlegt diese Auffassung. Die Spannung bleibt auch nach Abschaltung der beiden zur Zentrale führenden Leitungsdrähte erhalten (Abb. 43 b). Das ist höchst wichtig.

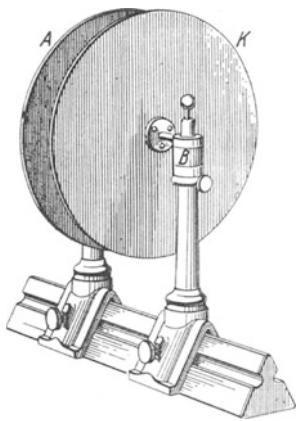


Abb. 42. Plattenkondensator mit Bernsteinisolatoren *B* im Lichtbild und im Schattenriß. Plattendurchmesser ca. 22 cm.

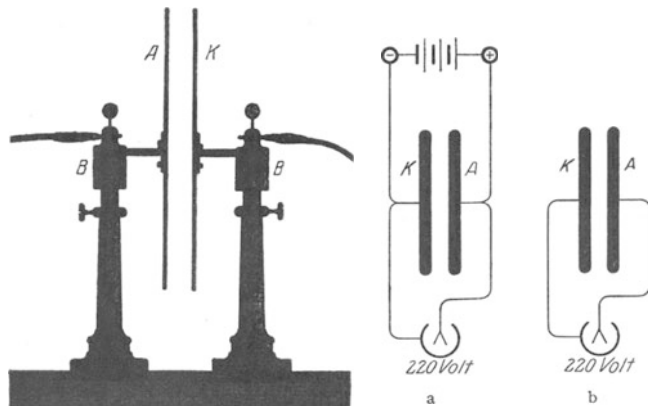


Abb. 43 a, b. *KA* Plattenkondensator, a in, b nach Verbindung mit der städtischen Zentrale.

Zwei weitere Versuche zeigen uns einen starken Einfluß des Zwischenraumes auf die Größe der Spannung.

1. Eine Vergrößerung des Plattenabstandes erhöht, eine Verkleinerung vermindert die Spannung. Die beiden Zeiger des Zweifadenvoltmeters folgen den Abstandsänderungen mit einer eindrucksvollen Präzision. Bei der Rückkehr in die Ausgangsstellung findet man die Ausgangsspannung, in unserem Beispiel also 220 Volt.

2. Wir schieben, ohne die Platten zu berühren, irgendeine dicke Scheibe aus beliebigem Material (Metall, Hartgummi usw.) in den Zwischenraum hinein (Abb. 44). Die Spannung sinkt auf einen Bruchteil herunter. Wir ziehen die Scheibe wieder heraus, und die alte Spannung von 220 Volt ist wieder hergestellt.

¹⁾ Statt ihrer läßt sich auch gut eine aus der Radiotechnik bekannte Batterie von etwa 100 Volt Spannung verwenden.

Im Zwischenraum treten ganz eigenartige, sonst fehlende Kräfte auf, Beispiel in Abb. 45: Zwei feine Metallhaare (vergoldete Quarzfäden) spreizen auseinander.

Wir vergrößern diese Erscheinungen durch Erhöhung der Spannung: Wir ersetzen die städtische Zentrale durch eine kleine, schon als Kinderspielzeug erwähnte Influenzmaschine (einige tausend Volt Spannung). Dann bringen wir etwas faserigen Staub, z. B. kleine Wattefetzen, zwischen die Platten. Die Fasern haften auf den Platten und sträuben sich. Gelegentlich fliegen sie von der einen Platte zur anderen herüber, in der Mitte auf geraden, am Rande auf gekrümmten Bahnen. (Besonders hübsch im Schattenriß!)

An dies eigenartige Verhalten von Faserstaub knüpfen wir an. Wir versuchen es systematisch im ganzen Plattenzwischenraum zu beobachten. Zu diesem Zweck wiederholen wir die letzten Versuche „flächenhaft“. Wir kleben z. B. statt der beiden Platten *K* und *A* in Abb. 42 zwei Stanniolstreifen auf eine Glasplatte und stellen zwischen ihnen mit der Influenzmaschine eine Spannung von etwa 3000 Volt her. Dann stäuben wir unter vorsichtigem Klopfen irgendwelchen Faserstaub, z. B. frisch gepulverte



Abb. 44. Eine Platte aus beliebigem Material zwischen den Kondensatorplatten.

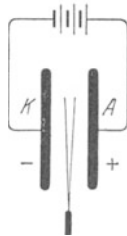


Abb. 45. Zwei vergoldete Quarzhaare spreizen auseinander. (Der Abstand der gespreizten Fäden muß klein gegen den Abstand der Platten *A* und *K* sein.)

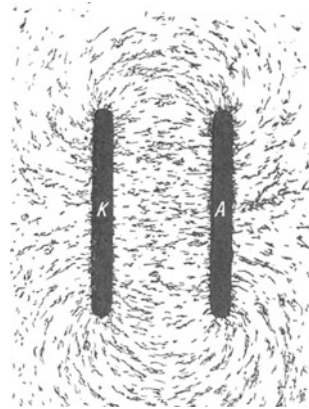


Abb. 46. Elektrische Feldlinien eines Plattenkondensators, mit Gipskristallen sichtbar gemacht. Diese sowie alle folgenden Bilder elektrischer Feldlinien ohne Retusche.

Gipskristalle, auf die Glasplatte. Die kleinen Kristalle ordnen sich in eigentümlicher, linienhafter Weise an, wir sehen ein Bild „elektrischer Feldlinien“ (Abb. 46). Sie gleichen äußerlich den mit Eisenfeilicht sichtbar gemachten magnetischen Feldlinien (Abb. 1 bis 4).

Wir können diesen Versuch mannigfach abändern. Als Beispiele lassen wir die eine der beiden Platten zu einer Kugel oder einem Draht entarten. Dann bekommen wir „flächenhaft“ die Bilder der Abb. 47 oder 48.

Auf Grund der bisherigen Beobachtungen führen wir zwei neue Begriffe ein:

1. Zwei Körper, zwischen denen wir eine elektrische Spannung herstellen, nennen wir einen Kondensator.
2. Den Raum zwischen diesen beiden Körpern, das Gebiet der Feldlinien, nennen wir ein elektrisches Feld.

Wir müssen die Grundvorstellungen der elektrischen Welt ebenso der Erfahrung entnehmen wie die Grundvorstellungen der mechanischen Welt. Wir können z. B. die Erscheinung der „Schwere“ nur durch vielfältige Erfahrung kennenlernen. Sonst können wir keine Mechanik treiben. Genau so müssen wir

uns an Hand der Erfahrung mit der Vorstellung des elektrischen Feldes vertraut machen. Sonst können wir nie in die elektrische Welt eindringen. Durch ein elektrisches Feld bekommt ein Raumgebiet eine zuvor fehlende Vor-

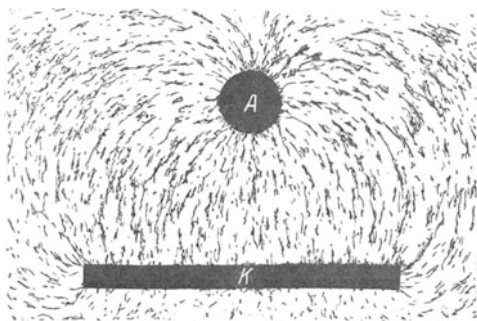


Abb. 47. Elektrische Feldlinien zwischen Platte und Kugel bzw. Draht.

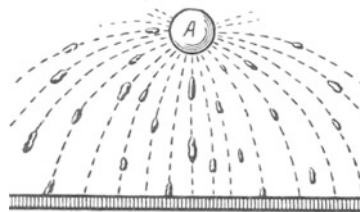


Abb. 48. Das gleiche Bild aus einer Darstellung von JOH. CARL WILCKE, 1777 (Flugbahnen von Blattgold-Flittern).

zugsrichtung. Diese wird uns durch die Feldlinien bildhaft nahe gebracht. Man soll am Anfang ganz naiv und unbefangenen verfahren. Man möge ruhig in drastischer Vergrößerung eine elektrische Feldlinie mit einer sichtbaren Kette von Faserstaub (z. B. Gipskristallen) gleichsetzen. Späterhin wird man ganz von selbst zwischen den elektrischen Feldlinien und ihrem grobanschaulichen Bild zu unterscheiden wissen.

Wir bringen noch vier weitere Beispiele von Kondensatoren ver-

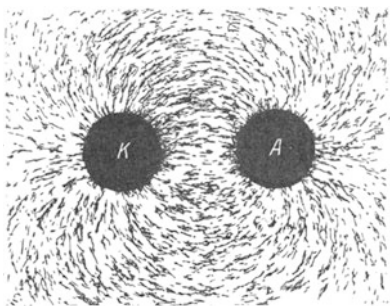


Abb. 49. Elektrische Feldlinien zwischen zwei Kugeln bzw. Paralleldrähten.

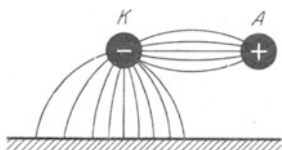


Abb. 50. Skizze der elektrischen Feldlinien zwischen den Leitungen der städtischen Zentrale und der Zimmerwand.

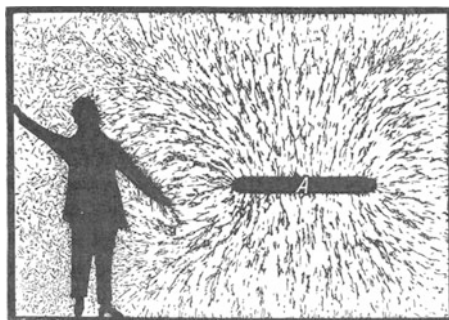


Abb. 51. Elektrische Feldlinien zwischen einem Elektrizitätsträger (altertümlich „Konduktor“) und der Umgebung. J. C. WILCKE, einer der ersten Benutzer des Plattenkondensators, sagt 1757: „Es bilden nämlich der Konduktor die eine Platte A, die Beobachter die andere Platte K.“

schiedener Gestalt und zeigen die zugehörigen Bilder der elektrischen Felder:

1. Zwei benachbarte Kugeln oder Drähte (Abb. 49 und 50).

So wie Abb. 49 sieht etwa das Feld zwischen den Polen unserer elektrischen Leistungsanschlüsse aus. Bei städtischen Elektrizitätswerken ist meist die eine der beiden Leitungen dauernd mit dem Erdboden verbunden. Dann haben wir das in Abb. 50 skizzierte Feld. Und zwar ist in dieser Abbildung „Erdung“ des positiven Poles angenommen. Bei freiliegenden Leitungen sieht man oft die Ansätze zu „Feldlinienbildern“. Der eine Draht hat viel Staub angelagert und gleicht einer haarigen Raupe. Unter diesem Draht läuft auf der Wand ein staubiger Streifen. Er markiert die Fußpunkte der Feldlinien.

2. In der Abb. 51 befindet sich rechts ein „Elektrizitätsträger“, d. h. die eine Hälfte eines Kondensators, etwa eine Metallscheibe *A* oder eine Kugel. Die andere Hälfte wird vom Erdboden, den Zimmerwänden, den Möbeln und dem Experimentator gebildet. Die Abb. 52 bringt eine zierliche Ausführungsform, einen „Löffel am Bernsteinstiel“. Später folgt in Abb. 88 das Feld für einen kugelförmigen Elektrizitätsträger.

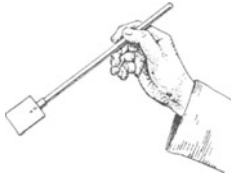


Abb. 52. „Löffel am Bernsteinstiel“, kleiner „Konduktor“ oder „Elektrizitätsträger“.

3. Eine funkentelegraphische Antenne und der Rumpf eines Dampfers (Abb. 53). Man sieht die Feldlinien von der Antenne zu den Masten und dem Schiffskörper verlaufen.

4. Endlich gibt uns Abb. 54 das Feldlinienbild unseres statischen Voltmeters. Ein solches Voltmeter ist auch nichts anderes als ein Kondensator. Nur hat der eine der beiden Körper die Gestalt beweglicher Zeiger erhalten.

Ein Rückblick auf die vorgeführten elektrischen Felder zeigt uns zweierlei:

1. Alle Feldlinien enden stets senkrecht auf der Oberfläche der Kondensatorkörper.

2. Unter allen elektrischen Feldern sind zwei geometrisch durch besondere Einfachheit ausgezeichnet. In einem hinreichend flachen Plattenkondensator ist das Feld homogen. Seine Feldlinien verlaufen geradlinig in gleichen Abständen. — Ein kugelförmiger Elektrizitätsträger, weit vom zweiten Teil des Kondensators entfernt, liefert ein radialsymmetrisches Feld (Abb. 88).

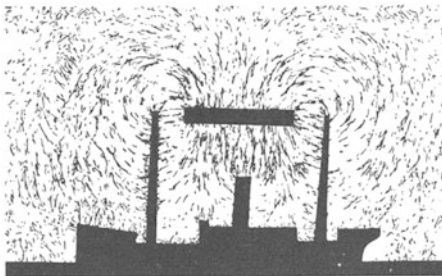


Abb. 53. Elektrische Feldlinien zwischen Antenne und Schiffskörper.

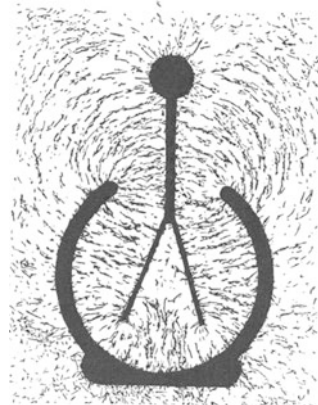


Abb. 54. Elektrische Feldlinien im statischen Voltmeter, oder das Elektrometer als Kondensator.

Wir werden im folgenden ganz überwiegend von dem homogenen Felde hinreichend flacher Plattenkondensatoren Gebrauch machen. Als Richtung des Feldes werden wir allgemein die Richtung von Minus nach Plus angeben.

§ 13. Das elektrische Feld im Vakuum. (ROBERT BOYLE vor 1694.) Alle im vorigen Paragraphen beschriebenen Versuche verlaufen im Hochvakuum genau so wie in Luft. Ein elektrisches Feld kann auch im leeren Raum existieren. Die Luft ist für die Beobachtungen im elektrischen Felde von ganz untergeordneter Bedeutung. Ihr Einfluß ist, von Funken und dergleichen abgesehen, nur bei sehr genauen Messungen erkennbar. Bei gewöhnlichem Atmosphärendruck werden nur etliche Zahlen in Luft um $0,6\text{‰}$ anders beobachtet als im Hochvakuum. Dieser durch vielfache Erfahrung völlig gesicherte Befund wird durch das molekulare Bild der Luft verständlich. Die Abb. 55 ruft kurz das Wichtigste in Er-

innerung: Sie stellt Zimmerluft bei etwa $2 \cdot 10^6$ facher Linearvergrößerung dar, und zwar als „Momentbild“. Die Moleküle sind als schwarze Punkte gezeichnet. Die Kugelgestalt ist willkürlich und gleichgültig. Der Durchmesser beträgt etwa $3 \cdot 10^{-8}$ cm. Ihr mittlerer gegenseitiger Abstand ist rund zehnmal größer. Das Eigenvolumen der Luftmoleküle verschwindet also praktisch fast ganz neben der leeren Umgebung.

Für spätere Zwecke (Leitungsmechanismus in Kapitel XII) ergänzen wir das Bild der Luft gleich durch eine „Zeitaufnahme“ von rund 10^{-8} Sekunden Belichtungsdauer (Abb. 56). Es sind die Flugbahnen für drei Moleküle eingezeichnet, aber diesmal nur in $6 \cdot 10^4$ facher Vergrößerung. Die geraden Stücke sind die „freien Weglängen“ zwischen zwei Zusammenstößen (etwa 10^{-5} cm). Jeder Knick entspricht einem Zusammenstoß mit einem der nicht gezeichneten Moleküle. Die Bahngeschwindigkeit beträgt bei Zimmertemperatur im Mittel rund 500 m/sek. 1 cm³ Zimmerluft enthält rund $3 \cdot 10^{19}$ Moleküle.

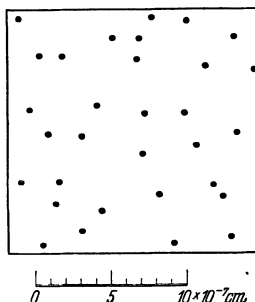


Abb. 55. Schematisches Momentbild von Zimmerluft in $2 \cdot 10^6$ facher Vergrößerung.

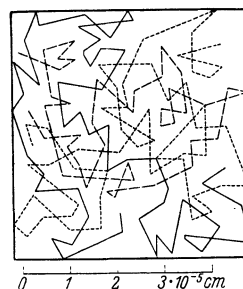


Abb. 56. Freie Weglänge von Gasmolekülen in Zimmerluft. Vergrößerung $6 \cdot 10^4$ fach.

§ 14. Die elektrischen Ladungen oder Substanzen. Wir fahren in der experimentellen Untersuchung des elektrischen Feldes fort und kommen zu folgendem, hier vorweggenommenen Befund: An den Enden der Feldlinien sitzt etwas Umfüllbares oder Übertragbares. Wir nennen es elektrische Ladung oder elektrische Substanz. Dabei müssen wir zwei Sorten unterscheiden (CHARLES F. DU FAY 1733), und zwar nach einem Vorschlag von LICHTENBERG (Göttingen 1778) als + und -. Wir bringen aus einer Fülle von Versuchen zwei Beispiele:

1. In Abb. 57 ist zwischen den beiden Platten eines Kondensators durch kurzdauerndes Berühren mit der +- und --Klemme der städtischen Zentrale eine Spannung von 220 Volt hergestellt worden. Dann bringen wir zwischen die Platten einen scheibenförmigen Elektrizitätsträger (Abb. 52) und bewegen ihn im Sinne des Doppelpfeiles hin und her. Am Ende der Bahn lassen wir den Träger jedesmal die Plattenfläche berühren. Bei jeder solchen Übertragung sinkt die Spannung. Der Träger schleppt negative Ladung von links nach rechts und positive von rechts nach links.

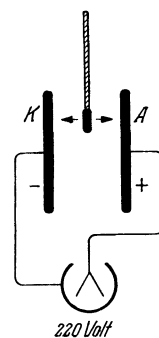


Abb. 57. Ein Elektrizitätsträger überträgt elektrische Ladungen.

2. In Abb. 58 sehen wir oben die +- und die --Klemme der städtischen Zentrale, unten den Plattenkondensator mit dem Voltmeter, jedoch diesmal ohne Spannung. Dann bewegen wir einen kleinen Elektrizitätsträger abwechselnd im Pfeilsinne längs den gestrichelten Bahnen. Zwischen den Kondensatorplatten entsteht eine Spannung, und sie wächst bei jeder weiteren Übertragung. Dann überkreuzen wir die Bahnen, also von der --Klemme nach A und von der +-Klemme nach K: Jetzt sinkt die Spannung, es werden Ladungen vom „verkehrten“ Vorzeichen übertragen.

Später werden wir sehen: Wie alle Substanzen sind auch die elektrischen in Atome unterteilbar. Die Existenz positiver und negativer Elektrizitätsatome ist

für unser ganzes physikalisches Weltbild von fundamentaler Bedeutung. Ein negatives Elektrizitätsatom wird meistens kurz als „Elektron“ bezeichnet, ein positives als „Positron“. Das sei der Klarheit halber schon hier be-

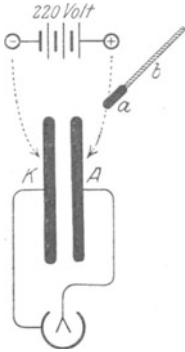


Abb. 58. Umfüllen elektrischer Substanzen von den Polen der städtischen Zentrale in die Platten eines Kondensators.

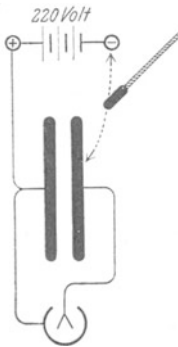


Abb. 59. Vereinfachte Variante dieses Versuchs. Die positiven Elektrizitätsatome werden der linken Kondensatorplatte durch Leitung, die negativen der rechten Kondensatorplatte mittels eines „Elektrizitätsträgers“ zugeführt.

merkt. Wir können fortan ohne unzulässige Vorwegnahme durcheinander die Worte „elektrische Ladungen“ oder „Elektrizitätsatome“ benutzen.

§ 15. Feldzerfall durch Materie. Wir stellen in üblicher Weise ein elektrisches Feld her und überbrücken dann nachträglich die Kondensatorplatten durch einen Körper (Abb. 60). Diesen Versuch führen wir nacheinander mit verschiedenen Substanzen aus, etwa in der Reihenfolge Metall, Holz, Pappe, Taschentuch, Glas, Hartgummi, Bernstein. In allen Fällen ist das Ergebnis qualitativ das gleiche:

das elektrische Feld zerfällt, die Spannung zwischen seinen Enden verschwindet. Quantitativ aber finden wir krasse Unterschiede: Metalle zerstören das Feld sehr rasch, die Fäden des Voltmeters klappen in unmeßbar kurzer Zeit zusammen. Beim Holz dauert es schon einige Sekunden, bei der Pappe oder dem Gewebe noch länger. Beim Hartgummi sind viele Minuten erforderlich, beim Bernstein erfolgt der Feldzerfall erst im Verlauf von Stunden oder Tagen.

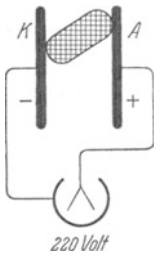


Abb. 60. Ein Körper überbrückt die beiden Kondensatorplatten.

Auf diese Weise ordnet man die Körper in eine Reihe, genannt die Reihe abnehmender „Leitfähigkeit“. Die Anfangsglieder der Reihe nennt man gute Leiter, die Endglieder Isolatoren.

Es gibt keinen Leiter schlechthin und keinen Isolator schlechthin. Kein Leiter ist vollkommen, er braucht zur Zerstörung des Feldes eine zwar nur sehr kurze, aber doch endliche Zeit. Jeder Isolator leitet etwas, d. h. er zerstört das Feld, wenn auch erst in langer Zeit. Dauernd beständig vermag ein elektrisches Feld nur zwischen zwei kalten, im Vakuum frei schwebenden Körpern zu existieren.

Die Unterscheidung von Leitern und Isolatoren stammt von STEPHAN GRAY (1729), den stetigen Übergang zwischen beiden hat FRANZ ULRICH THEODOR AEPINUS (1759) gefunden.

§ 16. Beweglichkeit der Elektrizitätsatome in Leitern, Unbeweglichkeit in Isolatoren. Wir knüpfen unmittelbar an die letzten Versuche an und fragen: Wie können die ins Feld gebrachten Körper das Feld zerstören? Eine einleuchtende Antwort ergibt sich aus einem Vergleich der Abb. 60 und 57.

In Abb. 57 wurden elektrische Ladungen durch einen Träger von der einen Platte zur anderen hinüberschafft, die negativen von links nach rechts, die positiven von rechts nach links. So können sich die Elektrizitätsatome paarweise vereinigen und eng zusammenlegen. Dann treten ihre Feldlinien nach außen hin nicht mehr in Erscheinung, das Feld zwischen den Kondensatorplatten verschwindet.

In Abb. 60 verschwindet das Feld bei einer Überbrückung der Kondensatorplatten durch einen Körper. Daraus ergibt sich zwanglos die Folgerung: Die Elektrizitätsatome können sich irgendwie durch den Körper hindurchbewegen, sich so einander nähern und paarweise vereinigen¹⁾. Somit kommen wir zu dem Schluß: Elektrizitätsatome sind in Leitern beweglich.

Für Isolatoren hat man dann sinngemäß das Fehlen einer nennenswerten Beweglichkeit anzunehmen. Das Experiment bestätigt diese Auffassung. Man kann das feste Haften elektrischer Ladungen auf oder in Isolatoren in mannigfacher Weise vorführen. Wir beschränken uns auf zwei Beispiele:

1. Wir wiederholen den in Abb. 59 gezeigten Umfüllversuch, benutzen jedoch als Elektrizitätsträger diesmal außer der Metallscheibe auch eine Scheibe aus Siegellack, also irgendeinem guten Isolator. Außerdem nehmen wir (Abb. 61) zur Abwechslung einmal etwas größere Hilfsmittel: Als Stromquelle eine kleine Influenzmaschine, als Voltmeter das aus Abb. 25, S. 8 bekannte Zeigerinstrument. Beide Elektrizitätsträger verhalten sich durchaus verschieden. Beim leitenden Metallöffel genügt eine punktweise Berührung sowohl bei der Aufnahme wie bei der Abgabe der Ladungen. Ganz anders beim Träger aus isolierendem Material. Bei punktweiser Berührung bekommen wir nur kleine Ausschläge am Meßinstrument. Zur Übertragung größerer Elektrizitätsmengen müssen wir sowohl bei der Aufnahme wie bei der Abgabe den Träger an den Klemmen bzw. Kondensatorplatten entlang streichen. Bei der Aufnahme müssen wir nacheinander die Elektrizitätsatome auf die einzelnen Teile des Trägers „aufschmieren“, bei der Abgabe wieder „abkratzen“.

2. Man kann auf Isolatorflächen „Flecken“ elektrischer Ladungen machen. Man kann diese Flecken auch wie Fettflecken auf einem Stoff durch Einstauben sichtbar machen. Man legt z. B. eine isolierende Platte aus Glas zwischen ein Metallblech und eine Drahtspitze. Das Blech verbindet man mit dem einen Pol einer Stromquelle hoher Spannung, z. B. einer Influenzmaschine. Vom anderen Pol der Stromquelle läßt man zur Drahtspitze einen kleinen Funken überschlagen. — Zunächst sieht das Auge nichts. Die Elektrizitätsatome auf der Glasplatte sind unsichtbar. Aber es gehen Feldlinien von ihnen in den Raum hinaus. Wir stauben ein feines Pulver, etwa Schwefelblume, auf die Fläche. Die Endpunkte der Feldlinien markieren sich durch haftenden Staub, genau wie unter einer elektrischen Leitung über einer weißen Zimmerwand (vgl. S. 17). Abb. 62 gibt das Bild einer solchen „Lichtenbergischen Figur“ (Göttingen 1777).

§ 17. Influenz und ihre Deutung. (JOHANN CARL WILCKE, 1757.) Bei den bisherigen Versuchen über den Feldzerfall haben wir die beiden Kondensator-

¹⁾ Hier taucht erfahrungsgemäß für den Anfänger eine ernste Schwierigkeit auf. Die Elektrizitätsatome sollen Substanzen sein, also unzerstörbar. Infolgedessen muß der Leiter an der Vereinigungsstelle positiver und negativer Elektrizitätsatome anschwellen und an Masse zunehmen. Diese Überlegung ist vollständig richtig und keineswegs mit der experimentellen Erfahrung in Widerspruch. Die ganze vermeintliche Schwierigkeit erledigt sich später durch die quantitative Erforschung des Leitungsmechanismus im XII. Kapitel in einfachster Weise.

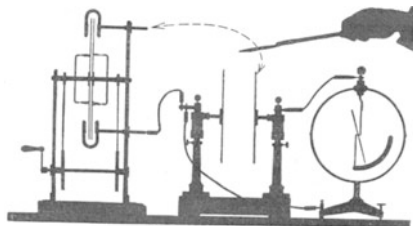


Abb. 61. Übertragung von Ladungen mit Elektrizitätsträgern aus verschiedenem Material. Links Influenzmaschine.

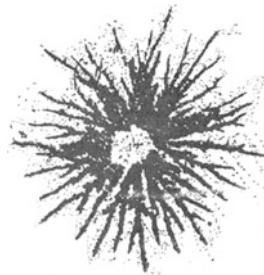


Abb. 62. Elektrischer Fleck (Lichtenbergische Figur).

platten durch den Leiter überbrückt. In der Fortführung der Versuche bringen wir jetzt ein begrenztes Leiterstück in ein elektrisches Feld. Damit gelangen wir zu der hochbedeutsamen Erscheinung der Influenz. Die Influenz wird uns später das Haupthilfsmittel zum Nachweis elektrischer Felder sein (Induktionsspule, Radioempfangsantenne usw.). Jetzt wird sie uns zunächst das folgende, hier vorangestellte Ergebnis bringen: Ein Leiter enthält stets positive und negative Elektrizitätsatome, jedoch im gewöhnlichen „ungeladenen“ Zustand gleich viel von beiden Vorzeichen. Die „Ladung“ eines Körpers bedeutet nur den Überschuß von Elektrizitätsatomen eines Vorzeichens.

Zur Vorführung der Influenz benutzen wir das homogene Feld eines hinreichend flachen Plattenkondensators AK (Abb. 63) und begleiten die einzelnen Schritte mit Feldlinienbildern im flächenhaften Modell. Als leitenden Körper benutzen wir eine Metallplatte. Sie ist aus zwei aufeinandergelegten

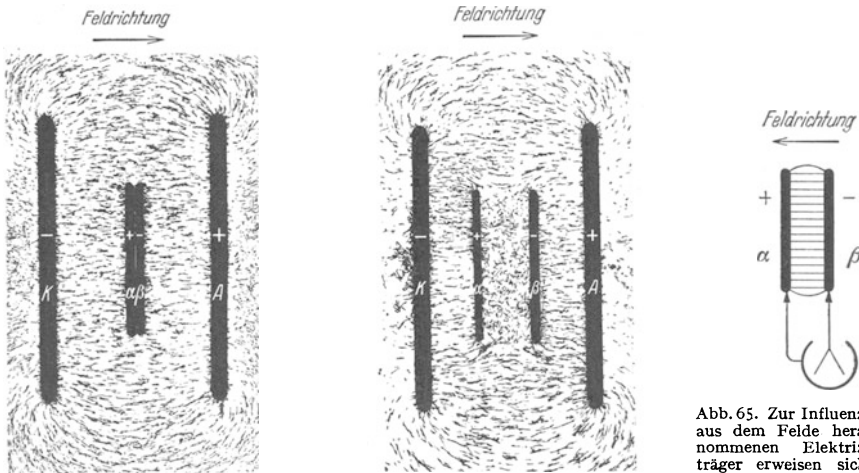


Abb. 63. Zur Entstehung der Influenz. Zwei plattenförmige Elektrizitätsträger α und β berühren sich im Felde.

Abb. 64. Die beiden Elektrizitätsträger α und β sind im Felde getrennt worden.

Abb. 65. Zur Influenz. Die aus dem Felde herausgenommenen Elektrizitätsträger erweisen sich als geladen.

Scheiben (mit isolierenden Handgriffen) zusammengesetzt. Ihre Berührungsfläche steht senkrecht zu den Feldlinien. Es folgen die einzelnen Beobachtungen:

1. Wir trennen die beiden Scheiben im Felde und finden den Raum zwischen ihnen feldfrei, der Faserstaub zeigt keinerlei Ordnung (Abb. 64). — Deutung: Das elektrische Feld mußte im Leiter zusammenbrechen, zwischen der rechten und der linken Scheibe konnte sich keine Spannung aufrechterhalten. Feldzerfall bedeutet eine Wanderung von Elektrizitätsatomen im Leiter. Woher stammen diese? — Unabweisbarer Schluß: Sie mußten bereits vorher in der leitenden Platte vorhanden sein, jedoch paarweise (+ und -) eng vereinigt und daher von uns zuvor unbemerkt.

2. Wir nehmen beide Scheiben getrennt aus dem Felde heraus und verbinden sie gemäß Abb. 65 mit einem Zweifadenvoltmeter. Das Voltmeter zeigt uns Spannung und Feld an, beide Scheiben tragen einander entgegengesetzte Ladungen. Deutung: Infolge des Feldzerfalles im Leiter mußten die Feldlinien in Abb. 63 und 64 auf den Scheibenflächen enden. Die rechte Scheibe bekam in diesen Bildern negative, die linke positive Ladung.

3. Die Summe dieser Ladungen ist Null: Wir bringen in Abb. 65 die beiden Scheiben zur Berührung, und sofort ist die Spannung restlos verschwunden.

4. Wie sind die beiden Feldlinienbilder der Abb. 65 und 64 miteinander in Einklang zu bringen? — Antwort: Die Richtung des Feldes in Abb. 65 ist dem ursprünglichen des Kondensators *AK* entgegengesetzt. Die Felder heben sich in Abb. 64 gegenseitig auf, sind also gleich.

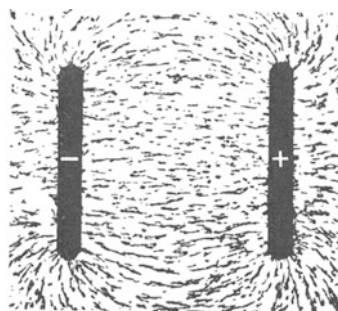
Das homogene elektrische Feld sollte uns bei den Influenzversuchen nur die Übersicht erleichtern. Im allgemeinen Falle hat man es mit inhomogenen Feldern und beliebiger Gestalt der eingeführten Körper zu tun. Dann werden die Feldlinien nicht nur unterbrochen, sondern auch verzerrt, z. B. Abb. 66. Stets treten an den Unterbrechungsstellen der Feldlinien „influenzierte“ Elektrizitätsatome auf. Auch kann man sie in jedem Falle einzeln nachweisen. Man hat nur den Leiter im Felde an der richtigen Stelle in zwei Teile zu zerlegen. Das ist in Abb. 66 b durch die punktierte Gerade angedeutet.

§ 18. Sitz der ruhenden Ladungen auf der Leiteroberfläche. Wir bringen jetzt, weiter experimentierend, zum dritten Male einen leitenden Körper in ein elektrisches Feld. Das erstmal überbrückte der Körper den Raum zwischen beiden Kondensatorplatten. Das Feld zerfiel, und wir folgerten eine Beweglichkeit der Elektrizitätsatome im Leiter. Das zweitemal stand der Körper frei im Felde, wir fanden die Trennung von Ladungen durch Influenz. Jetzt, im dritten Fall, soll der Leiter nur einen der beiden das Feld begrenzenden Körper berühren. Wir fragen: Wie verteilen sich die beweglichen Elektrizitätsatome im Leiter? Die Antwort wird lauten: Sie begeben sich auf die Oberfläche des Leiters und bleiben dort in Ruhe.

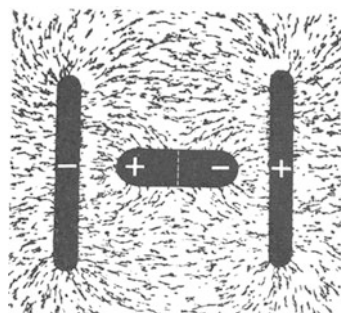
Das folgern wir zunächst aus einem flächenhaften Modellversuch mit Faserstaubfeldlinien. In Abb. 67 markieren zwei schwarze Kreisflächen die Klemmen der städtischen Zentrale. Das Feld zwischen ihnen glich ursprünglich dem in Abb. 49 auf S. 17 gezeigten. Jetzt aber haben wir an den negativen Pol einen Leiter in Form eines hohlen Blechkastens angeschlossen. Der Kasten hat oben ein Loch. Wir sehen alle Feldlinien auf der Oberfläche des Kastens enden. Im Innern fehlen Feldlinien, also auch Feldlinienenden oder Ladungen.

Dieser Modellversuch verlangt selbstverständlich eine Nachprüfung durch weitere Experimente. Wir geben deren drei:

1. Die Abb. 68 entspricht unserem Modellversuch, nur haben wir außerdem den positiven Pol der Zentrale mit dem Gehäuse unseres Zweifadenvoltmeters



a



b

Abb. 66a, b. Beispiel einer Influenz mit Verzerrung des elektrischen Feldes.

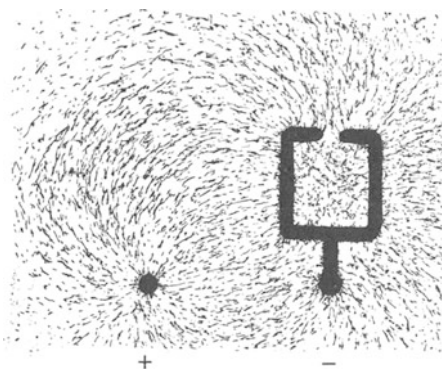


Abb. 67. Feldlinienbild zwischen einer Kugel und einem Kasten mit enger Öffnung.

verbunden. Das Voltmeter ist ein Kondensator (Abb. 54), wir können ihm also Ladungen zuführen. Die positiven sollen durch den Draht zuwandern, die negativen hingegen sollen durch einen kleinen „Elektrizitätsträger“ („Löffel“) übertragen werden (Abb. 52). Wir bewegen den Träger zunächst längs des Weges 1 und erhalten einen Ausschlag des Voltmeters. Das gleiche gilt für den Weg 2. Hingegen überträgt der Träger auf dem Wege 3 keinerlei Ladung. Der Versuch wirkt außerordentlich verblüffend. Der Kasten steht mit den großen Maschinen der städtischen Zentrale in leitender Verbindung. Trotzdem kann man von seiner Innenseite nicht die kleinste Elektrizitätsmenge abschöpfen. Auf der Innenseite des leitenden Kastens gibt es keine Ladungen.

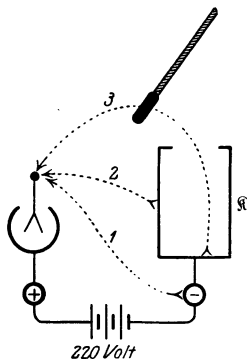


Abb. 68. Auf der Bodenfläche eines fast allseitig geschlossenen Kastens \mathfrak{K} oder eines Bechers befinden sich keine Elektrizitätsatome. (BENJAMIN FRANKLIN, 1755)¹⁾.

2. In einem zweiten Versuche setzen wir einen Kasten \mathfrak{K} auf unser Voltmeter (Abb. 69). Das Voltmetergehäuse sei dauernd mit dem positiven Pol verbunden, der Kasten vorübergehend mit dem negativen. Dann herrscht im Voltmeter ein Feld von 220 Volt Spannung. Wir berühren die Außenseite unseres Kastens mit dem Schöpflöffel und führen den Löffel dann etwa 1m fort nach a . Das Voltmeter zeigt eine kleinere Spannung; einige der im

Kasten und den Fäden aufgespeicherten negativen Elektrizitätsatome sind mit dem Löffel nach a gebracht worden. Dann gehen wir auf dem Weg 2 zur Innenwand des Kastens und füllen die negativen Elektrizitätsatome restlos zurück. Das Voltmeter zeigt wieder 220 Volt. Als Teil der Innenwand eines Kastens vermag der Löffel keine Elektrizitätsatome zu halten, wir heben ihn ohne Ladung wieder heraus.

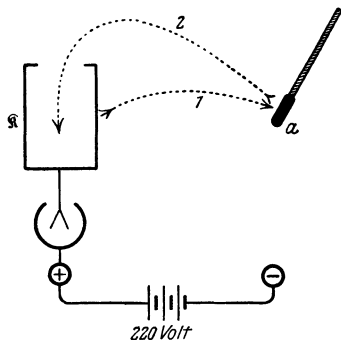


Abb. 69. Entnahme und Wiederabgabe von Elektrizitätsatomen mit dem Elektrizitätsträger a .

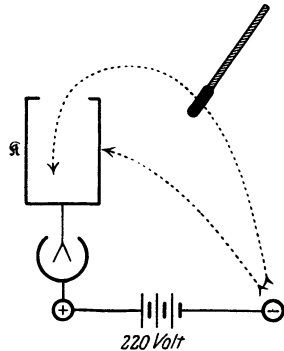


Abb. 70. Erzeugung hoher Spannungen zwischen dem Kasten \mathfrak{K} und dem Voltmetergehäuse. (Man hüte sich vor ungewollten Kombinationen dieses Versuches mit dem S. 15 unter 1. beschriebenen.)

3. Endlich ein dritter Versuch mit der gleichen Anordnung. Zunächst bewegen wir den Löffel in Abb. 70 zwischen dem negativen Pol und der Außenwand des Kastens hin und her. Dabei bringen wir das Voltmeter nicht über 220 Volt

¹⁾ Ergänzung zu § 29, I: Nach einer Wiederholung dieser Versuche bemerkt JOSEPH PRIESTLEY 1767: „Sollte nicht nach diesen Experimenten die Anziehung der Elektrizität dem gleichen Gesetz wie die Schwerkraft unterworfen sein und sich also nach den Quadraten der Entfernungen richten? Hätte die Erde die Gestalt einer Hohlkugel, so würde ein inwendig befindlicher Körper ja von der einen Seite nicht mehr als von der anderen angezogen werden.“ — Den gleichen Gedanken hat dann HENRY CAVENDISH 1771–73 in großartigen Untersuchungen weiter verfolgt und damit das beste Verfahren zur experimentellen Prüfung der Gleichung (24) angegeben. Doch ist sein Manuskript erst 1879 durch J. CLERK MAXWELL veröffentlicht worden.

hinaus. Wir können also keine höhere als die ursprünglich verfügbare Spannung herstellen. Dann aber lassen wir die Wege des Löffels auf der Innenwand des Kastens enden: Sogleich können wir die Spannung des Voltmeters beliebig über 220 Volt hinaus erhöhen. Es werden jedesmal sämtliche Elektrizitätsatome des Löffels abgegeben. Dieser Kunstgriff wird technisch bei der Konstruktion altertümlicher, aber weit verbreiteter Influenzmaschinen ausgenutzt (§ 37, s. auch § 38).

§ 19. Strom beim Feldzerfall. An Hand unserer Beobachtungen haben wir den Feldzerfall auf eine Bewegung der Elektrizitätsatome im Leiter zurück-

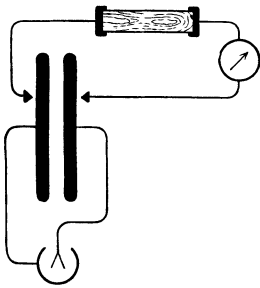


Abb. 71. Langsamer Feldzerfall durch ein schlecht leitendes Stück Holz.

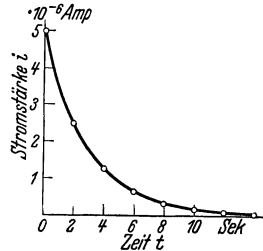


Abb. 72. Strom während des Feldzerfalles. Galvanometer wie in Abb. 37.

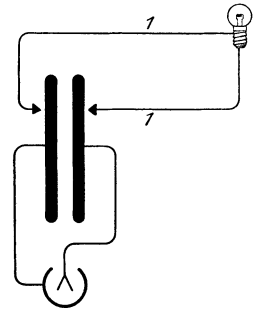


Abb. 73. Beim Feldzerfall durch einen Leitungsdraht 1 leuchtet eine eingeschaltete Glühlampe auf.

geführt. Wir suchen experimentell von dieser Bewegung eine nähere Kenntnis zu gewinnen und finden: Während des Feldzerfalles fließt durch den Leiter ein elektrischer Strom. Wir beobachten diesen Strom mit einem technischen Strommesser, z. B. einem Spiegelgalvanometer von kurzer Einstellzeit. Dazu benutzen wir in Abb. 71 einen großen, aus 100 Plattenpaaren zusammengesetzten Kondensator (insgesamt 12 m^2 Fläche in 2 mm Abstand, vgl. Abb. 91). Diesem erteilen wir in üblicher Weise eine Spannung von 220 Volt. Dann wird das Feld mit einem Leitungsdraht zerstört. In diesen Draht ist das Galvanometer eingeschaltet und außerdem ein Stückchen Holz. Dieses soll als schlechter Leiter den Feldzerfall verlangsamen und auf etwa 10 Sekunden Dauer ausdehnen. Während der ganzen Zeit dieses Feldzerfalles zeigt uns der Galvanometerausschlag einen Strom an (1 Skalenteil $\doteq 2 \cdot 10^{-7}$ Ampere). Der zeitliche Verlauf dieses Stromes ist mit Hilfe einer Stoppuhr in Abb. 72 aufgezeichnet worden. Selbstverständlich kann man den kurzdauernden Strom beim Feldzerfall auch durch die Wärmewirkung oder durch Elektrolyse nachweisen. Wir zeigen beide nach dem Schema der Abb. 73 und 74.

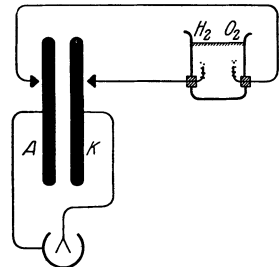


Abb. 74. Beim Feldzerfall durch einen Leitungsdraht zeigen sich in einem eingeschalteten flüssigen Leiter elektrolytische Wirkungen. (Elektrodenoberfläche $< 1\text{ mm}^2$.)

§ 20. Messung elektrischer Ladungen durch Stromstöße. Bei der Untersuchung des elektrischen Feldes haben wir den Feldzerfall mit besonderem Nutzen verfolgt: Er hat uns zu wichtigen Erscheinungen geführt: zunächst zur Influenz, dann zum Sitz der ruhenden Ladungen auf der Leiteroberfläche und endlich zum Strom im felderstörenden Leiter. Dieser Strom bringt uns jetzt an ein wichtiges Ziel, nämlich zur Messung elektrischer Ladungen in internationalen elektrischen Einheiten.

Wir knüpfen an die Abb. 72 an, also an ein beliebiges Beispiel für den zeitlichen Verlauf des Stromes während eines Feldzerfalles. Die eingeschlossene Fläche

ist die „Zeitsumme eines Stromes“ oder kurz ein „Stromstoß“ ($\int i dt$) (vgl. Abb. 38 a auf S. 12). Ein Stromstoß wird in Amperesekunden gemessen, also „dimensionsmäßig“ durch ein Produkt von Strom und Zeit. Praktisch mißt man Stromstöße sehr bequem mit einer einzigen Zeigerablesung, nämlich mit dem Stoß-

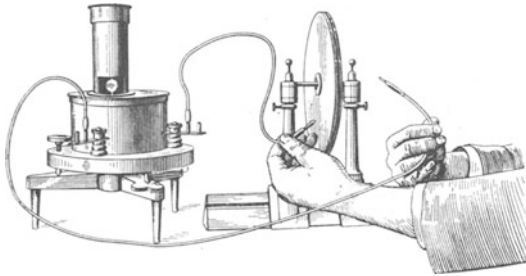


Abb. 75. Technische Ausführung des Versuches von Abb. 71. Links ein hochempfindlicher Drehspulstrommesser (Spiegelgalvanometer) auf einem Eisenfuß. Durch das rechteckige Fenster am Fuß des Turmes sieht man den Spiegel, der den Lichtzeiger auf die Skala wirft. Die Schwingungsdauer T dieses Galvanometers beträgt ca. 34 Sekunden. — Rechts der Plattenkondensator mit etwa 4 mm Plattenabstand. — Siehe später § 25.

Diesen Versuch führen wir nacheinander mit verschiedenen Abänderungen aus. In allen Fällen werden die Platten anfänglich auf den gleichen Abstand, etwa 4 mm, eingestellt und ein Feld von 220 Volt Spannung erzeugt (Zweifadenvoltmeter!). — Dann die Versuche:

1. Der zum Feldzerfall benutzte Draht enthält nur das Drehspulgalvanometer mit seiner gut leitenden Spule. Das Feld bricht in unmeßbar kurzer Zeit zusammen.

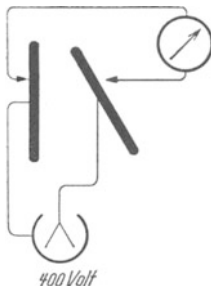


Abb. 76. Feldzerfall nach Änderung der Kondensatorgestalt.

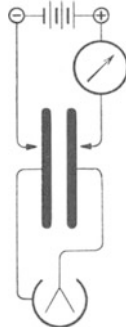


Abb. 77. Stromstoß beim Aufbau des Feldes.

2. In den Draht wird außerdem ein schlecht leitender Körper, etwa ein Stück Holz, eingeschaltet (vgl. Abb. 71). Der Feldzerfall erfordert jetzt einige Sekunden.

3. Erst wird der Plattenabstand vergrößert und die Spannung dadurch erheblich erhöht. Dann folgt die Zerstörung des Feldes, entweder ganz rasch oder durch das Holzstück verzögert.

4. Die eine Kondensatorplatte wird vorübergehend von ihrer Verbindung mit dem Zweifadenvoltmeter gelöst, im Zimmer herumgetragen und schließlich in der

Nähe der ersten Platte in beliebigem Winkel zu ihr aufgestellt (Abb. 76). Erst dann wird das Galvanometer angeschaltet und dadurch das Feld zerstört.

Weiter bringen wir im Anschluß daran gleich zwei Versuche über den Aufbau des Feldes. Wir stellen die Platten wieder auf den gleichen Abstand ein (4 mm), schalten aber diesmal das Galvanometer in einen der beiden zum Feldaufbau benutzten Leitungsdrähte (Abb. 77). Wir bauen im fünften Versuch das Feld momentan auf, im sechsten nach Einschaltung eines schlechten Leiters langsam in einigen Sekunden.

In allen sechs Fällen beobachten wir Stromstöße der gleichen Größe, nämlich rund 10^{-8} Amperesekunden. — Wir haben während dieser Versuche die Gestalt des Feldes geändert, die Größe seiner Spannung, wir haben

ausschlag eines langsam schwingenden Galvanometers. D. h. die Schwingungsdauer des Galvanometers muß groß gegen die Flußzeit des Stromes sein. Dieser meßtechnisch wichtige Punkt ist bereits in § 10 eingehend klar gestellt worden. Wir können jetzt das dort in Amperesekunden geeichte Galvanometer von etwa 30 Sekunden Schwingungsdauer in Benutzung nehmen. Wir messen mit ihm den Stromstoß beim Feldzerfall in unserem kleinen, oft gebrauchten Plattenkondensator, man vgl. Abb. 75.

es aufgebaut und zerfallen lassen, und wir haben die Zeitdauer dieser Vorgänge geändert. Was allein blieb ungeändert? Nur die den Kondensatorplatten zugeführten elektrischen Ladungen oder Substanzen, die negativen auf der einen und die positiven auf der anderen Platte. — Daraus folgern wir: Der Stromstoß $\int idt$ beim Zerfall oder Aufbau eines Feldes ist ein Maß für die Größe der beiden zum Felde gehörenden elektrischen Ladungen Q . Wir können elektrische Ladungen Q mit Hilfe von Stromstößen messen.

Als erstes Beispiel messen wir in Abb. 78 die Ladung eines kleinen „Elektrizitätsträgers“ (Löffel am Bernsteinstiel). Wir laden ihn negativ durch kurze Berührung mit dem Minuspol der städtischen Zentrale. Zuvor schon haben wir die linke Klemme des auf Amperesekunden geeichten Galvanometers mit dem Pluspol der Zentrale verbunden.

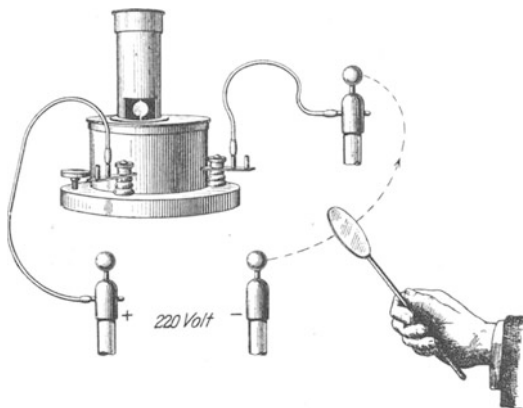


Abb. 78. Messung der Ladung eines „Elektrizitätsträgers“.

Wir führen unseren Träger auf einem beliebigen Wege zum rechten Anschluß des Galvanometers und beobachten einen Stromstoß von $6 \cdot 10^{-10}$ Amperesekunden. Also enthält unser Träger eine negative Ladung dieser Größe.

An diese Versuche werden wir später die quantitative Behandlung des Leitungsmechanismus (Kapitel XII) anknüpfen.

§ 21. Die elektrische Feldstärke \mathcal{E} . Auf die Messung der Ladungen folgt jetzt die Messung des elektrischen Feldes. Wiederum bildet eine experimentelle Erfahrung den Ausgangspunkt. Wir gewinnen diese Erfahrung mit zwei Hilfsmitteln (Abb. 79):

1. Flächen Plattenkondensatoren von verschiedener Plattengröße F und verschiedenem Plattenabstand l ,

2. Einem beliebigen Indikator für das elektrische Feld (Elektroskop).

Der Indikator soll lediglich zwei räumlich oder zeitlich getrennte elektrische Felder als gleich erkennen lassen. Er soll also nicht messen, sondern nur die Gleichheit zweier Felder feststellen.

Als Indikator wählen wir die beiden kleinen¹⁾ feinen, schon aus der Abb. 45 bekannten, vergoldeten Quarzhaare. Wir stellen sie mit ihrer Ebene parallel zu den Feldlinien und beobachten mit einer optischen Projektion den Abstand ihrer Spitzen auf einer Skala.

Bei den Versuchen können wir die Spannung zwischen den Kondensatorplatten beliebig verändern. Dazu dient uns die bekannte Spannungsteilerschaltung (Abb. 33). — Wir benutzen der Reihe nach flache Kondensatoren von verschiedener Plattenfläche F und verschiedenen Feldlinienlängen (Plattenabständen) l . Durch Veränderung der Spannung stellen wir jedesmal die gleiche Spreizung der Haare ein. Diese Gleichheit der Spreizung bedeutet Gleichheit der Felder.

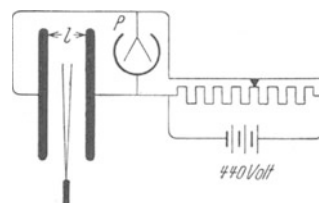


Abb. 79. Zur Definition der elektrischen Feldstärke.

¹⁾ Sonst würden sie die Felder unzulässig verzerren, vgl. Abb. 66b.

Auf diese Weise finden wir experimentell ein einfaches Ergebnis: Die elektrischen Felder sind gleich, sobald das Verhältnis

$$\frac{\text{Spannung } P}{\text{Plattenabstand } l}$$

das gleiche ist. Auf die Flächen der Platten kommt es nicht an. Das homogene elektrische Feld eines hinreichend flachen Plattenkondensators wird durch das Verhältnis P/l eindeutig bestimmt. Dieser Befund ermöglicht eine Messung eines elektrischen Feldes mit Hilfe der elektrischen Spannung bzw. deren internationalen Einheit, des Volt:

Es sei ein elektrisches Feld beliebiger Herkunft und Gestalt gegeben. Wir denken uns seine einzelnen, noch praktisch homogenen Bereiche durch das homogene Feld eines flachen Plattenkondensators ersetzt; dabei denken wir uns seine Platten senkrecht zu den ursprünglich vorhandenen Feldlinien gestellt. Für diesen „Ersatzkondensator“ bestimmen wir die Größe P/l . Diese Größe P/l bekommt den Namen elektrische Feldstärke \mathcal{E} , also

$$\mathcal{E} = \frac{P}{l}. \quad (2)$$

Als Einheit von \mathcal{E} benutzen wir 1 Volt/m. (Üblich ist auch 1 Volt/cm = 100 Volt/m.) Die elektrische Feldstärke \mathcal{E} ist eine gerichtete Größe, ein Vektor. Seine Richtung ist die Richtung der Feldlinien. Schräg zu den Feldlinien ist nur mit einer Komponente der Feldstärke zu rechnen. — Diese Definition der Feldstärke \mathcal{E} führt uns auf einen oft gebrauchten Zusammenhang:

Wir haben in Abb. 80 eine beliebige Kurve durch eine gebrochene Linie angenähert. Längs der einzelnen geraden Stücke soll das Feld noch praktisch homogen sein und die Feldstärke die Komponenten $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2 \dots \mathcal{E}_m$ besitzen. So bekommen wir die Summe

$$\mathcal{E}_1 s_1 + \mathcal{E}_2 s_2 + \dots + \mathcal{E}_m s_m = P_1 + P_2 + \dots + P_m = P$$

oder im Grenzübergang

$$\int \mathcal{E} ds = P \quad (3)$$

d. h. in Worten: Die Liniensumme der elektrischen Feldstärke längs einer beliebigen Kurve ist gleich der Spannung P zwischen den Enden dieser Kurve. Von dieser Beziehung werden wir vielfältigen Gebrauch machen.

Abb. 80. Zur Liniensumme der Feldstärke \mathcal{E} .



In der Meßtechnik spielt die Messung elektrischer Feldstärken eine ganz untergeordnete Rolle. In der überwiegenden Mehrzahl der Fälle berechnet man die Feldstärke \mathcal{E} . Beispiele finden sich in § 25. Für das weitaus wichtigste elektrische Feld, das homogene des flachen Plattenkondensators, erledigt sich diese Berechnung einfach durch die Definitionsgleichung

$$\text{Feldstärke } \mathcal{E} = \frac{\text{Spannung } P \text{ zwischen den Kondensatorplatten}}{\text{Abstand } l \text{ der Kondensatorplatten}}. \quad (2)$$

§ 22. Proportionalität von Flächendichte der Ladung und elektrischer Feldstärke. In allen uns bisher bekannten elektrischen Feldern hatten die Feldlinien Enden, und an diesen Enden saßen elektrische Ladungen. Daher ist ein quantitativer Zusammenhang zwischen den Ladungen Q und der Feldstärke \mathcal{E} zu erwarten. Wir suchen ihn experimentell im geometrisch einfachsten Felde, dem homogenen des Plattenkondensators. Wir sehen einen solchen Kondensator links in Abb. 81. Die Fläche jeder seiner Platten sei F (m^2), die Spannung zwischen ihnen P (Volt), der Abstand zwischen ihnen sei l (m). Folglich herrscht in seinem elektrischen Feld die Feldstärke $\mathcal{E} = \frac{P}{l}$ Volt/m. Rechts steht unser

langsam schwingendes Galvanometer. Es ist auf Amperesekunden geeicht und mißt uns die Stromstöße $\int i dt$ beim Feldzerfall (Kontakte 1 und 2 schließen!). So messen wir die beiden gleich großen positiven und negativen Ladungen Q des Kondensators in Amperesekunden.

Diese Messungen wiederholen wir mehrfach für verschiedene Werte der Plattenfläche F und der Feldstärke $\mathcal{E} = \frac{P}{l}$. Das Ergebnis der Messungen ist von überraschender Einfachheit. Es lautet

$$\frac{Q}{F} = \epsilon_0 \mathcal{E}, \tag{4}$$

oder in Worten: die Flächendichte Q/F der Ladungen auf den Kondensatorplatten ist der Feldstärke \mathcal{E} proportional ($\epsilon_0 =$ konstanter Proportionalitätsfaktor).

Nach diesem Ergebnis greifen wir auf die Influenzversuche in den Abb. 63 und 64 zurück. Wir wiederholen sie hier in Abb. 82 in schematischen Skizzen mit recht dünnen, das Feld nicht verzerrenden Scheiben. Links sind die beiden Scheiben nahe in Berührung. Die auf ihnen influenzierten Ladungen haben dem Augenschein nach die gleiche Flächendichte wie die Ladungen auf den Kondensatorplatten. Rechts sind die beiden Scheiben getrennt und bilden einen kleinen „Hilfskondensator“. Zwischen seinen Platten herrscht keinerlei Feld. Das beweist uns die Richtigkeit des Augenscheines: Die beiden einander entgegengerichteten Felder des Hilfskondensators und des großen Kondensators sind gleich groß, sie haben die gleiche Feldstärke. Folglich ist nach Gleichung (4) (siehe oben) die Flächendichte der influenzierten Ladungen mit der Flächendichte auf den Kondensatorplatten identisch. Wir brauchen die Flächendichte der Ladungen also nicht an den Feldgrenzen zu messen. Wir können statt dessen irgendwo im Felde den Influenzversuch mit zwei dünnen Scheiben ausführen und die Flächendichte der influenzierten Ladungen in Amperesekunden messen. Dazu nehmen wir die Scheiben ohne Berührung aus dem Felde heraus und lassen ihr Feld mit der Galvanometerleitung zusammenbrechen (Abb. 83). Die Flächendichte dieser influenzierten Ladungen bekommt einen eigenen Namen, nämlich Verschiebungsdichte \mathfrak{D} , mit der Einheit 1 Amperesek./m².

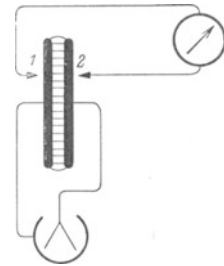


Abb. 81. Proportionalität von Feldstärke und Flächendichte.

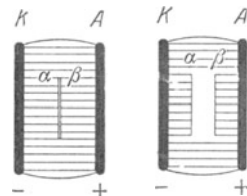


Abb. 82. Schematische Wiederholung des Influenzversuches.

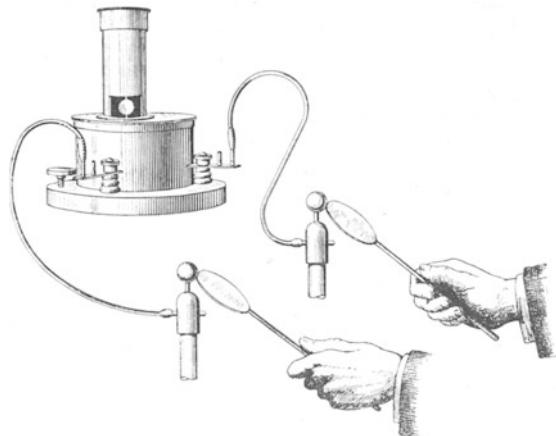


Abb. 83. Zur Messung der Verschiebungsdichte \mathfrak{D} . Eichung des Galvanometers in Amperesekunden gemäß Abb. 40.

Das Wort „Verschiebung“ ist keine glückliche Bildung. Es sollte an die Verschiebung der Ladungen beim Feldzerfall im Influenzvorgang erinnern.

Die Gleichung (4) von S. 29 nimmt dann die Gestalt an

$$\mathfrak{D} = \varepsilon_0 \mathfrak{E}. \quad (5)$$

Das ist der wesentliche Inhalt des von CHARLES A. COULOMB 1785 entdeckten Gesetzes. Dies Gesetz verknüpft mit einem Proportionalitätsfaktor ε_0 eine mit einem Stromstoß gemessene Ladungsdichte (Amp.Sek/m²) mit einem durch eine Spannung gemessenen elektrischen Feld (\mathfrak{E} in Volt/m).

Für den Faktor ε_0 findet man im leeren Raum und praktisch ebenso in Luft den Wert

$$\varepsilon_0 = 8,859 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Amperesek.}}{\text{Volt Meter}}.$$

Über die Benennung von ε_0 herrscht noch kein Einvernehmen. Der Name „Influenzkonstante“ hat den Vorzug der Kürze.

Für genaue Messungen der Influenzkonstante nimmt man statt des einfachen, in Abb. 81 skizzierten Kondensators einen solchen mit einem „Schutzring“, siehe Abb. 84. Man mißt die Flächendichte nur für den inneren Teil des Kondensators und vermeidet so die Störungen durch das inhomogene elektrische Streufeld zwischen den Plattenrändern.

§ 23. Die Verschiebungsdichte \mathfrak{D} . Wir wiederholen kurz: Gegeben ein elektrisches Feld beliebiger Gestalt. In einem kleinen, praktisch noch homogenen Bereich wird mit zwei dünnen Metallscheiben ein Influenzversuch ausgeführt: Die Scheiben werden senkrecht zu den Feldlinien gestellt, im Felde getrennt und herausgenommen. Dann mißt man die auf ihnen sitzenden Ladungen Q mit dem Stoßauschlag eines Galvanometers (Abb. 83) in Amperesekunden. Die Flächendichte Q/F dieser influenzierten Ladungen, gemessen in Amperesek./m², erhält den Namen Verschiebungsdichte \mathfrak{D} . Diese ist der Feldstärke \mathfrak{E} , gemessen in Volt/m, streng proportional. Es gilt

$$\mathfrak{D} = \varepsilon_0 \mathfrak{E} \quad (5)$$

$$(\varepsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \text{ Amperesek./Volt Meter}).$$

Diese Erfahrungstatsache läßt sich nach Wahl in dreierlei Weise auswerten:

1. Man betrachtet die leicht meßbare Größe \mathfrak{D} als bequemes Hilfsmittel zur Messung der elektrischen Feldstärke \mathfrak{E} , also $\mathfrak{E} = \mathfrak{D}/\varepsilon_0$.

2. Man betrachtet die Verschiebungsdichte \mathfrak{D} lediglich als sprachliche Kürzung für das oft auftretende Produkt $\varepsilon_0 \mathfrak{E}$.

3. Man betrachtet \mathfrak{D} als selbständige, der Feldstärke \mathfrak{E} gleichberechtigte, zweite Maßgröße des elektrischen Feldes

und stellt sie ebenfalls durch einen Vektor dar; die Dichte der influenzierten Ladung hängt ja von der Neigung der Meßplatten gegenüber den Feldlinien ab.

Die Darstellung dieses Buches wird allen drei Möglichkeiten in gleicher Weise gerecht¹⁾.

§ 24. Das elektrische Feld der Erde. Raumladung und Feldgradient.

Unsere Erde ist stets von einem elektrischen Felde umgeben. (LE MONNIER, 1752.) Die Feldlinien gehen in ebenem Gelände senkrecht nach oben. Zum Nachweis dieses elektrischen Feldes und zur Messung seiner Größe dient ein flacher, um

¹⁾ Der Abstand l zwischen zwei Punkten im Vakuum ist der Laufzeit t des Lichtes zwischen diesen Punkten proportional, also $l = ct$. Der Proportionalitätsfaktor c ist die Lichtgeschwindigkeit, also $3 \cdot 10^8$ m/sec. Man kann den Abstand nach Belieben in Metern oder in Lichtsekunden messen. — Man kann aber auch c dimensionslos gleich 1 machen, indem man für diesen Zweck eine neue Zeiteinheit $3 \cdot 10^8$ m vereinbart. Dann bekommen Länge und Zeit nicht nur gleiche Dimension, sondern im Vakuum auch gleiche Zahlenwerte. Das ist begrifflich einwandfrei, aber unzumutbar. Aus dem gleichen Grunde soll man nicht, wie in veralteten Maßsystemen, ε_0 dimensionslos gleich eins oder $= (4\pi)^{-1}$ machen, indem man für Strom und Spannung neue Einheiten vereinbart.

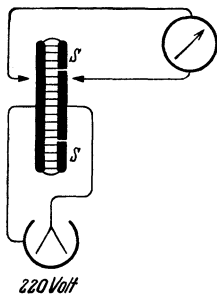


Abb. 84. Gleicher Versuch wie in Abb. 81, jedoch mit Schutzringkondensator.

eine horizontale Achse drehbarer Plattenkondensator (Abb. 85). Er wird im Freien aufgestellt. Seine Platten haben eine Fläche F von etwa 1 m^2 Größe. Sie bestehen aus einem leichten Metallgewebe auf einem Rahmen. Sie entsprechen den kleinen Scheiben im Influenzversuch. Von beiden Platten führt je eine Leitung zu einem Galvanometer mit Amperesekundeneichung. Wir stellen die Scheibenebene abwechselnd vertikal und horizontal, also abwechselnd parallel und senkrecht zu den Feldlinien. Bei jedem Wechsel zeigt das Galvanometer einen Stromstoß Q von etwa 10^{-9} Amperesekunden. Der Quotient Q/F ist die Verschiebungsdichte \mathfrak{D} des Erdfeldes. Man findet im zeitlichen Mittel

$$\mathfrak{D} = 1,15 \cdot 10^{-9} \text{ Amperesek./m}^2$$

oder

$$\mathfrak{E} = \frac{\mathfrak{D}}{\epsilon_0} = 130 \text{ Volt/m.}$$

Die Erdkugel hat eine Oberfläche F_e von $5,1 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$. Somit ist ihre gesamte negative Ladung $F_e \cdot \mathfrak{D} = \text{rund } 6 \cdot 10^5$ Amperesekunden. Wo befinden sich die zugehörigen positiven Ladungen? Man könnte an das Fixsternsystem denken. In diesem Falle hätte man das gewöhnliche, radialsymmetrische Feld einer geladenen Kugel in weitem Abstand von anderen Körpern (Abb. 88). Die elektrische Feldstärke müßte in etlichen Kilometern Höhe noch praktisch die gleiche Größe haben wie am Boden (Erdradius = 6370 km!). Davon ist aber keine Rede. Schon in 1 km Höhe ist die Feldstärke auf etwa 40 Volt/m gesunken. In 10 km Höhe mißt man nur noch wenige Volt/m.

Diese Beobachtungen führen uns auf eine neue Art elektrischer Felder. Die uns bisher bekannten waren beiderseits von einem festen Körper als Träger der elektrischen Ladungen begrenzt. Beim Erdfeld haben wir nur auf der einen Seite einen festen Körper, nämlich die Erde als Träger der negativen Ladung. Die positive Ladung befindet sich auf zahllosen winzigen, dem Auge unsichtbaren Trägern in der Atmosphäre. Diese Träger bilden in ihrer Gesamtheit eine Wolke positiver Raumladung (Abb. 86). Die räumliche Dichte ρ dieser Ladung (Amperesek./m³) bedingt das „Gefälle“ oder den „Gradienten“ des Feldes. Es gilt

$$\rho = \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial x} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial x}. \quad (6)$$

Herleitung. In der Abb. 87 sind zwei homogene Feldbereiche mit dem Querschnitt F und den Verschiebungsdichten \mathfrak{D} und $(\mathfrak{D} + \Delta \mathfrak{D})$ übereinander skizziert. \mathfrak{D} soll also beim Abstieg um die vertikale Wegstrecke Δx um den Betrag $\Delta \mathfrak{D}$ zunehmen. Dann ist

$$\epsilon_0 \Delta \mathfrak{E} = \Delta \mathfrak{D} = \Delta Q / F \quad \text{Gl. (4) v. S. 29}$$

oder

$$\epsilon_0 \frac{\Delta \mathfrak{E}}{\Delta x} = \frac{\Delta \mathfrak{D}}{\Delta x} = \frac{\Delta Q}{F \Delta x} = \rho. \quad (6)$$

Denn ΔQ ist die im Volumen $F \Delta x$ enthaltene Ladung. Sie ist in Abb. 87 durch die $+$ -Zeichen markiert.

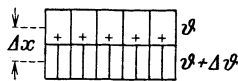


Abb. 87. Zusammenhang von Feldgradient und Raumladung.

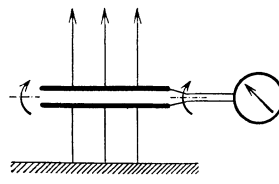


Abb. 85. Messung der Verschiebungsdichte des elektrischen Erdfeldes mit einem drehbaren Plattenkondensator.

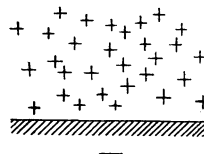


Abb. 86. Die Wolke positiver Raumladung über der negativ geladenen als Ebene angenäherten Erdoberfläche.

§ 25. Kapazität von Kondensatoren und ihre Berechnung. Durch eine Zusammenfassung der beiden Gleichungen

$$\mathfrak{D} = \epsilon_0 \mathfrak{E} \quad (5)$$

und

$$\int \mathfrak{E} ds = P \quad (3)$$

berechnet man die Verteilung der elektrischen Feldstärke \mathfrak{E} in Feldern beliebiger Gestalt. Dabei gelangt man zu dem physikalisch wie technisch gleich wichtigen

Begriff der Kapazität. Als Kapazität definiert man für jeden Kondensator das Verhältnis

$$C = \frac{\text{Ladung } Q \text{ an den Feldgrenzen}}{\text{Spannung } P \text{ zwischen den Feldgrenzen}}. \quad (7)$$

Die Kapazität mißt also das elektrische Fassungsvermögen eines Kondensators. Ihre Einheit ist 1 Amperesek./Volt, oft gekürzt als 1 Farad bezeichnet. Üblich ist auch 1 Mikrofarad = 10^{-6} Farad.

Q bedeutet die Menge positiver elektrischer Substanz auf der einen Feldgrenze oder die gleich große negative auf der anderen. Oft spricht man bequem, aber weniger streng, einfach von der „Ladung eines Kondensators“ und demgemäß auch kurz von seiner „Aufladung“ und „Entladung“. Wir bringen die Kapazität für einige Kondensatoren mit geometrisch einfachen Feldern:

I. Flacher Plattenkondensator. In seinem homogenen Felde ist die Verschiebungsdichte \mathfrak{D} gleich der Flächendichte Q/F der beiden Kondensatorladungen. Die Gleichung (2) von S. 28 ergibt als Feldstärke $\mathfrak{E} = \frac{P}{l}$. Beides in Gleichung (5) von S. 30 eingesetzt, ergibt

$$C = \varepsilon_0 \frac{F}{l}. \quad (8)$$

Zahlenbeispiel: 2 Kreisplatten von 20 cm Durchmesser und $3,14 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$ Fläche in 4 mm Abstand.

$$\begin{aligned} C &= 8,86 \cdot 10^{-12} \cdot 3,14 \cdot 10^{-2} / 4 \cdot 10^{-3} \\ &= 7 \cdot 10^{-11} \text{ Amperesek./Volt oder Farad.} \end{aligned}$$

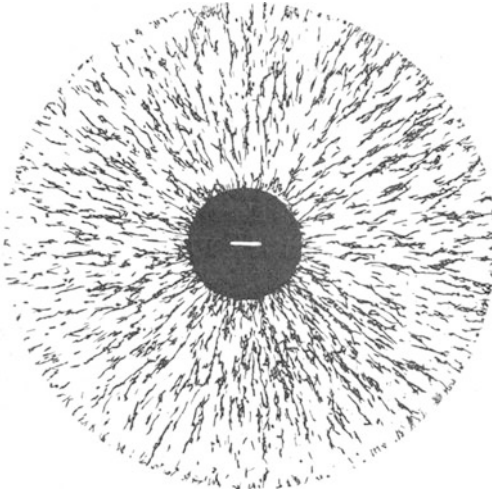


Abb. 88. Radialsymmetrische elektrische Feldlinien zwischen einer negativ geladenen Kugel und sehr weit entfernten positiven Ladungen.

II. Kugelförmiger Elektrizitätsträger vom Radius r mit radialsymmetrischem Feld (Abb. 88). Auf der Kugeloberfläche sitzt die Ladung Q . Sie erzeugt im Abstände R vom Kugelmittelpunkt die Flächendichte

$$\mathfrak{D} = \frac{Q}{4\pi R^2}$$

und nach Gleichung (5) die Feldstärke

$$\mathfrak{E} = \frac{Q}{\varepsilon_0 4\pi R^2}. \quad (9)$$

Die Spannung P zwischen der geladenen Kugel und der sehr weit entfernten anderen Feldgrenze (z. B. Zimmerwände) erhalten wir gemäß Gleichung (3) von S. 28 als Liniensumme der Feldstärke. Also

$$P = \int_{R=r}^{R=\infty} \mathfrak{E} \cdot dR = \int_{R=r}^{R=\infty} \frac{Q \cdot dR}{\varepsilon_0 4\pi R^2} = \frac{Q}{\varepsilon_0 4\pi r}. \quad (10)$$

(7) und (10) zusammengefaßt ergeben als Kapazität eines kugelförmigen Elektrizitätsträgers

$$C = \varepsilon_0 \cdot 4\pi r. \quad (11)$$

„Die Kapazität einer Kugel ist ihrem Radius proportional.“

In Abb. 89 messen wir zur Prüfung der Gleichung (10) die Kapazität C eines isoliert aufgehängten Globus aus Pappe (vgl. § 15, Schluß). Dazu genügt uns schon ein Feld von nur 220 Volt Spannung.

Unsere Erde hat einen Radius von $r = 6,37 \cdot 10^6 \text{ m}$. Sie bildet daher nach Gleichung (11) mit dem Fixsternsystem einen Kondensator von 708 Mikrofarad.

In genau entsprechender Weise berechnet man auch für elektrische Felder von komplizierterer Gestalt die räumliche Verteilung der Feldstärke und die Kapazität¹⁾.

Für einen Überblick in komplizierten Feldern sei ein nützlicher Hinweis gegeben: Die Zusammenfassung der Gleichung (9) und (10) gibt uns als Feldstärke unmittelbar an der Kugeloberfläche

$$\mathcal{E}_r = \frac{P}{r}. \quad (12)$$

Man kann jede scharfe Ecke oder Spitze in erster Annäherung als Kugeloberfläche vom kleinen Krümmungsradius r betrachten. Nach Gleichung (12) sind für eine Kugel Feldstärke \mathcal{E} an ihrer Oberfläche und Krümmungsradius r einander umgekehrt proportional. Daher hat man in der Nähe von Ecken schon bei kleinen Spannungen sehr hohe Feldstärken. Die Luft verliert bei hohen Feldstärken ihr Isolationsvermögen, sie wird leitend. Ein violettes Aufleuchten zeigt dabei tiefgreifende Veränderungen in den Molekülen der Luft. Näheres in § 101.

Die aus den Spitzen abströmenden Elektrizitätsträger rufen Reaktionskräfte hervor, entsprechend dem Rückstoß der Granate auf die Kanone. Infolgedessen dreht sich das in Abb. 90 skizzierte Spitzenrad in der Richtung des Pfeiles. Wir haben ein Analogon zum rotierenden Rasensprenger. Die Spannung zwischen Rad und Zimmerwänden braucht nur wenige tausend Volt zu betragen.

§ 26. Kondensatoren verschiedener Bauart. Dielektrika und ihre Elektrisierung. Wir haben Kondensatoren praktisch bisher nur in zwei Ausführungsformen benutzt. Sie bestanden entweder aus einem Plattenpaar (Abb. 42) oder aus mehreren Plattenpaaren (Abb. 91). Eine Abart dieser Mehrplattenkondensatoren ist der heute durch die Rundfunkapparate allgemein bekannt gewordene Drehkondensator (Abb. 92). Man kann durch eine

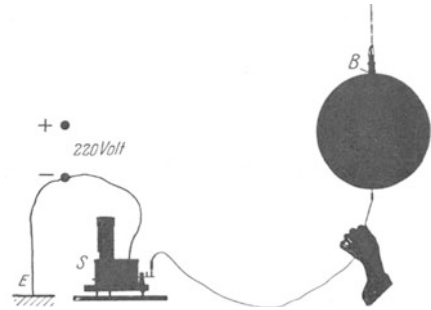


Abb. 89. Messung der Kapazität eines aus Kugel und HÖrsaalboden gebildeten Kondensators. Zur Aufladung wird die Kugel (vgl. § 15, Schluß) vorübergehend mit dem + -Pol der städtischen Zentrale verbunden ($P = 220$ Volt). Die negative Leitung ist schon in der Zentrale leitend mit dem Erdboden verbunden worden („geerdet“, s. Zeichenschema E). Eichung des Galvanometers S in Amperekunden gemäß Abb. 40.

Ecken und Spitzen der Kondensatorsehr hohe Feldstärken. Die Luft ver-

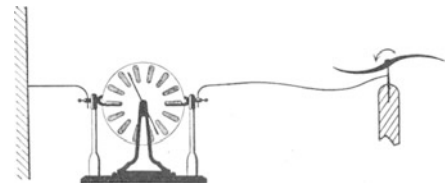


Abb. 90. In Gebieten hoher elektrischer Feldstärken vor Spitzen isoliert die Luft nicht mehr. Näheres s. § 101.

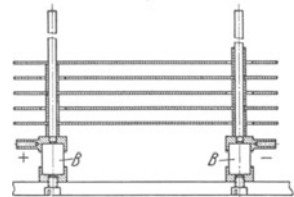


Abb. 91. Bauart von Vielplattenkondensatoren. Meist benutzt man drei statt des einen gezeichneten Trägerpaares.

$B =$ Bernsteinisolator.

¹⁾ Beispiele:

$$2 \text{ konzentrische Kugeln } C = 4\pi\epsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}, \quad (11 a)$$

$$2 \text{ konaxiale Zylinder der Länge } a: C = 2\pi\epsilon_0 \frac{a}{\ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (11 b)$$

Drehung die Platten mit verschiedenen Bruchteilen ihrer Fläche einander gegenüberstellen und so die Kapazität des Kondensators verändern.

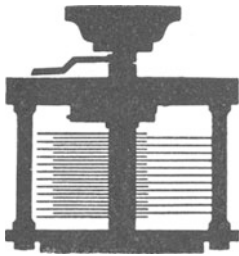


Abb. 92. Schattenriß eines Drehkondensators.

Man findet im Handel die Kapazität der Kondensatoren, also das Verhältnis Ladung/Spannung, mystischerweise oft in der Längeneinheit Zentimeter angegeben. Man merke sich den Schlüssel dieser Geheimsprache: 1 cm soll in diesem Falle $1,11 \cdot 10^{-12}$ Amperesek./Volt oder $1,11 \cdot 10^{-6}$ Mikrofarad bedeuten.

Technische Kondensatoren haben zwischen ihren Platten statt Luft häufig flüssige oder feste Isolatoren. Wir nennen zwei vielbenutzte Ausführungsformen:

1. Die altbekannte Leidener Flasche¹⁾. Abb. 94 zeigt rechts eine primitive Ausführung: Ein Glaszylinder ist innen und außen mit einer Stanniolschicht beklebt.

Abb. 93 gibt eine nach technischen Gesichtspunkten konstruierte Flasche mit dicken, elektrolytisch aufgetragenen Kupferüberzügen. Solche Flaschen sind bei $5 \cdot 10^4$ Volt noch gut brauchbar. Ihre Kapazität liegt meist in der Größenordnung 10^{-9} bis 10^{-8} Farad.

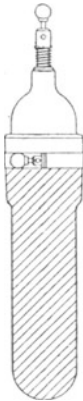


Abb. 93. Neuzeitliche, technische Leidener Flasche.

Eine kleine Influenzmaschine liefert Ströme von etwa 10^{-5} Ampere (§ 9). Sie kann mit diesem Strom eine Flasche von 10^{-8} Farad in 30 Sekunden auf etwa $3 \cdot 10^4$ Volt Spannung aufladen (Abb. 94). Als roher Spannungsmesser kann eine parallel geschaltete Kugelfunkenstrecke von etwa 1 cm Abstand dienen. Bei etwa 30000 Volt schlägt ein laut knallender Funke über. Die Zeitdauer eines solchen Funkens beträgt etwa 10^{-6} Sekunden. Das läßt sich mit einer schnell rotierenden photographischen Platte feststellen. Der Strom im Funken muß demnach $30/10^{-6} = 3 \cdot 10^7$ fach größer sein als der Strom der Influenzmaschine. Er muß etwa 300 Ampere betragen. Diese große Stromstärke verursacht die starke Erwärmung der Luft, und deren Folge ist die Knallwelle.

2. Der „Papierkondensator“. Man legt zwei Stanniolstreifen *K* und *A* und zwei Papierstreifen *PP* aufeinander, rollt sie auf und preßt sie zusammen (Abb. 95). Die Papierisolation ist nicht entfernt so vollkommen wie die mit

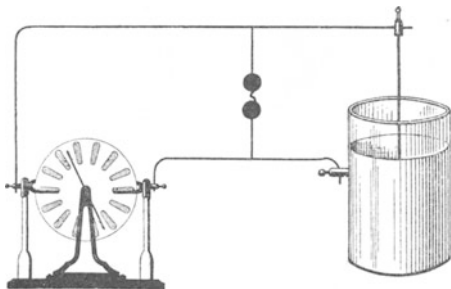


Abb. 94. Aufladung einer Leidener Flasche.

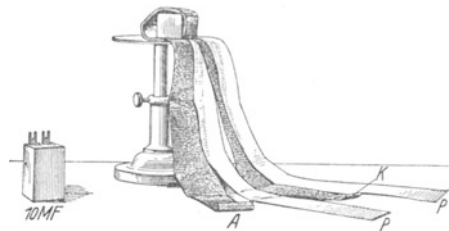


Abb. 95. Links ein zusammengesetzter, rechts ein teilweise auseinander gewickelter technischer Papierkondensator von 10 Mikrofarad Kapazität. Die beiden Stanniolstreifen haben je rund 4 m^2 Fläche. Ihr Abstand oder die Dicke der Papierstreifen *P* beträgt rund 0,02 mm.

Bernstein und Luft (Abb. 42). Man nimmt jedoch die geringere Haltbarkeit des elektrischen Feldes in einem solchen „Papierkondensator“ mit in Kauf.

¹⁾ Sie ist 1745 nicht in Leiden, sondern in Cammin in Pommern von v. KLEIST erfunden worden. Durch sie sind die elektrischen Erscheinungen zuerst in weiten Kreisen bekannt geworden und ihre Anwendung hat zur Auffindung vieler neuer Tatsachen geführt.

Denn die außerordentlich gedrängte Bauart hat den Vorteil großer Raumersparnis und Billigkeit.

Die Darstellung dieses und des nächsten Kapitels beschränkt sich durchaus auf das elektrische Feld im leeren Raum, also praktisch in Luft. Materie im elektrischen Felde soll erst im V. Kapitel zusammenfassend behandelt werden. Trotzdem haben wir hier mit den beiden letzten Kondensatortypen unsere Stoffgliederung absichtlich durchbrochen. Es sollen schon hier zwei neue Begriffe eingeführt werden, nämlich das „Dielektrikum“ und seine „Elektrisierung“.

Ein guter Isolator zerstört ein elektrisches Feld erst sehr langsam. Er kann längere Zeit von einem elektrischen Felde „durchsetzt“ werden: Daher sein Name „Dielektrikum“.

Ein Dielektrikum erhöht die Kapazität eines Kondensators, vermindert also bei gegebener Ladung dessen Spannung. Es wirkt ebenso wie die teilweise Ausfüllung des Kondensatorfeldes mit einem Leiter (Abb. 96). Der Leiter läßt das Feld in seinem Innern zusammenbrechen. Er verkürzt dadurch die Feldlinien um den Betrag seiner Dicke. Gleichzeitig erscheinen auf seiner Oberfläche Ladungen: Das ist der Vorgang der Influenz.

In einem Isolator oder Dielektrikum fehlt die Beweglichkeit der Elektrizitätsatome. Diese können nicht wie in einem Metall bis zur Oberfläche durchwandern.

Trotzdem kann auch ein Isolator im Felde eine Verkürzung der Feldlinien bewirken: Man braucht nur eine Influenzwirkung innerhalb der einzelnen Moleküle anzunehmen. Das veranschaulicht die Abb. 97 in einem groben zweidimensionalen Modell. Die Moleküle sind willkürlich als kleine leitende Kugeln dargestellt worden. Eine solche Influenzwirkung auf die einzelnen Moleküle nennt man eine „elektrische Polarisierung der Moleküle“. Sie erzeugt eine „Elektrisierung des Dielektrikums“. Bei der Elektrisierung erscheinen ebenso wie bei der Influenz in Leitern auf der Oberfläche Ladungen, in Abb. 97 links positive und rechts negative. Aber man kann sie im Gegensatz zur Influenz der Leiter nicht zur Ladungstrennung benutzen. Man denke sich den „elektrisierten“ oder „polarisierten“ Isolator in Abb. 97 im Felde längs der Fläche *ab* in zwei Teile gespalten und die beiden Hälften getrennt aus dem Felde herausgenommen: Dann enthält jede Hälfte für sich gleich viel $+$ - und $-$ -Ladungen, ist also als Ganzes ungeladen.

Der Modellversuch in Abb. 97 enthält selbstverständlich recht willkürliche Vereinfachungen. Sie berühren aber nicht das Wesen der Sache. Die Moleküle sind in Wirklichkeit keine leitenden Kugeln. Die Elektrizitätsatome wandern auch nicht ganz bis zu den Molekülgrenzen durch. Sie verschieben sich nur um gewisse Wegstrecken in der Feldrichtung aus ihrer Ruhelage. Weiteres in § 49.

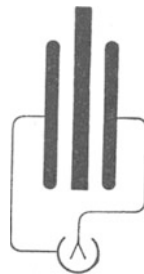


Abb. 96. Leiter im Felde eines Plattenkondensators.

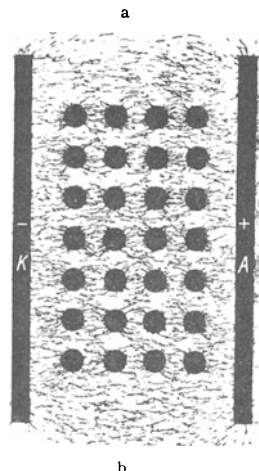


Abb. 97. Modellversuch zur Erläuterung der Elektrisierung eines Dielektrikums durch Polarisierung seiner Moleküle.

III. Kräfte und Energie im elektrischen Feld.

§ 27. Vorbemerkung. Wir haben alle Messungen im elektrischen Felde mit international geeichten elektrischen Meßinstrumenten ausgeführt. Wir maßen Ladungen Q durch Stromstöße in Amperesekunden, Feldstärken \mathcal{E} als Spannung/Feldlinienlänge in Volt/m. Die Verschiebungsdichte \mathcal{D} maßen wir als Flächendichte der influenzierten Ladung, also in Amperesek./m² und die Kapazität C durch das Verhältnis Ladung/Spannung in Amperesek./Volt. Kräfte spielten

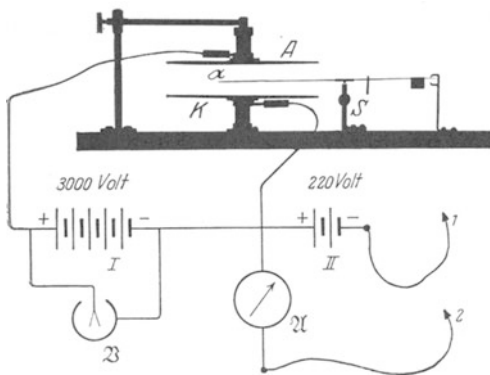


Abb. 98. Grundversuch über die Abhängigkeit der Kräfte von Ladung und Feldstärke. Der Waagebalken aus Quarz trägt rechts zwei Reiter aus Al-Blech und spielt zwischen zwei Anschlägen. S ist ein kleiner Klotz, der den Schwerpunkt des Waagebalkens unter die Schneide verlegt. — Die Kondensatorplatten A und K werden durch Bernsteinsäulen getragen. Man kann wegen ihrer vorzüglichen Isolation die gezeichnete Batterie I durch ganz primitive Mittel (geriebene Siegellackstange!) ersetzen!

bei all diesen Messungen nur eine ganz untergeordnete Rolle. Kräfte dienten lediglich als Indikatoren bei Vergleichen oder zur Zeigerbewegung in den Meßinstrumenten.

Jetzt kommt die Frage: Wie hängen die im elektrischen Felde auftretenden Kräfte mit den elektrischen Größen zusammen? Wie kann man die Größe der Kräfte bei Benutzung der internationalen Einheiten von Strom und Spannung, also Ampere und Volt, berechnen? Die Antwort bildet den Inhalt dieses Kapitels.

Diese Gliederung des Stoffes soll folgende Tatsache betonen: Strom und Spannung sind spezifisch elektrische Größen. Sie

müssen daher nach elektrischen Verfahren gemessen, d. h. in Vielfachen von elektrischen Einheiten angegeben werden. Man kann elektrische Größen auf keine Weise in mechanischen Einheiten messen. Diese Tatsache läßt sich zwar durch mancherlei Darstellungsarten verschleiern, aber nie aus der Welt schaffen.

§ 28. Der Grundversuch. Wir beginnen, wie stets, mit einer experimentellen Erfahrung. Die Abb. 98 zeigt uns einen scheibenförmigen Elektrizitätsträger α am Arm eines Kraftmessers, einer kleinen Balkenwaage. Der Träger befindet sich genau in der Mitte zwischen den Platten K und A eines Kondensators. Seine Gestalt und seine Stellung senkrecht zu den Feldlinien sind mit Absicht gewählt worden. Der Träger soll im ungeladenen Zustand keinen merklichen Einfluß auf die Gestalt eines elektrischen Feldes zwischen K und A haben (Abb. 99 A). Ein solches Feld stellen wir mit Hilfe der Stromquelle I her. Die Spannung heiße P , und somit ist in dem homogenen Kondensatorfelde die Feldstärke $\mathcal{E} = P/l$. Mit dieser Anordnung verfahren wir folgendermaßen:

1. Wir laden den Träger α negativ. Zu diesem Zweck verbinden wir ihn vorübergehend mit dem Minuspol (Kontakt *I*), die beiden Kondensatorplatten mit dem Pluspol der Stromquelle *II*. — Nach erfolgter Aufladung des Trägers haben wir das Feld *B* in Abb. 99.

2. Wir stellen jetzt außerdem mit der Stromquelle *I* zwischen den Platten *K* und *A* die Spannung *P* her. Dadurch entsteht ein ganz neues Feldlinienbild *C*. Es entsteht durch eine Überlagerung der Felder *B* und *A* (vgl. später Abb. 106).

3. Der Elektrizitätsträger wird vom Felde nach oben gezogen. — Wir messen erst in beliebigen Einheiten, z. B. Millipond, die Kraft mit der Waage und dann die Trägerladung *q*. Dazu dient das in Amperesekunden geeichte Galvanometer \mathfrak{A} . (Träger α mit Drahtende \mathfrak{Z} berühren!)

4. Diese Messungen führen wir für verschiedene Trägerladungen *q* und für verschiedene Werte $P/l = \mathfrak{E}$ aus. Dabei kommen wir zu einem seltsamen Ergebnis, nämlich

$$\text{Kraft } K = \text{const } q \cdot \mathfrak{E}. \tag{13}$$

In Worten: Die beobachtete Kraft ist proportional der Trägerladung *q* und außerdem der Feldstärke \mathfrak{E} des ursprünglichen, noch nicht durch die Trägerladung veränderten Feldes (Bild *A*). \mathfrak{E} ist nicht etwa die Feldstärke des wirklich während der Messung vorhandenen Feldes (Bild *C*)! Das ist eine wesentliche, neue experimentelle Erfahrung.

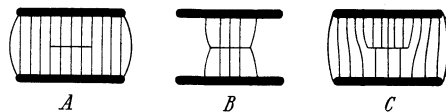


Abb. 99. Feldlinienbilder zum Grundversuch in Abb. 98.

Wir haben die Kraft *K* zunächst in irgendeiner beliebigen Einheit gemessen. Dadurch ist die Konstante in der Gleichung (13) unbestimmt geblieben. Zur Festlegung ihrer Größe müssen wir uns durch Wahl für irgendeine mechanische Krafteinheit entscheiden. Wir wählen als solche 1 Großdyn = 0,102 Kilopond. Dann ergeben die Beobachtungen den Zahlenwert der Konstanten nahezu gleich 1. Präzisionsmessungen liefern 1,00043. Wir erhalten

$$\begin{array}{l} \text{Kraft } K = 1,00043 \cdot \text{Ladung } q \cdot \text{Feldstärke } \mathfrak{E} \\ \text{gemessen in:} \quad \text{Großdyn} \qquad \qquad \text{Amperesekunden} \qquad \text{Volt/m} \end{array} \tag{14}$$

Diese Gleichung formen wir ein wenig um. Wir multiplizieren ihre beiden Seiten mit der Länge *l* der Feldlinien und bekommen

$$\begin{array}{l} \text{Arbeit} = \text{Kraft } K \cdot \text{Weg } l = 1,00043 \cdot \text{Ladung } q \cdot \text{Spannung } P \\ \text{mechanisch gemessen in Großdynmeter} \qquad \qquad \text{elektrisch gemessen in Volt-} \\ \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \text{amperesekunden} \end{array} \tag{15}$$

Diese Gleichung lesen wir: Ein elektrisches Feld bewege eine Ladung *q* längs eines Weges, zwischen dessen Enden die Spannung *P* herrscht. Dann ist die vom Felde geleistete Arbeit oder abgegebene Energie im elektrischen Maße *qP* Voltamperesekunden, oder gekürzt Wattsekunden. Zur Umrechnung auf das mechanische Energiemaß „Großdynmeter“ ist die elektrisch in Voltamperesekunden gemessene Energie mit dem Faktor 1,00043 zu multiplizieren. Die mechanische Energieeinheit „1 Großdynmeter“ ist ein ganz bißchen kleiner als die elektrische „1 Voltamperesekunde“ oder „1 Wattsekunde“.

Wir behandeln also Energien unabhängig von der Art ihrer Messung als „dimensionsgleich“ und schreiben

$$1 \text{ Voltamperesekunde} = 1,00043 \text{ Großdynmeter} \tag{16}$$

Aus der Wärmelehre kennen wir

$$1 \text{ Gro\ss}dynmeter = 2,389 \cdot 10^{-4} \text{ Kilokalorien,} \quad (17)$$

(16) und (17) zusammen ergeben

$$1 \text{ Voltamperesekunde} = 2,390 \cdot 10^{-4} \text{ Kilokalorien}^1). \quad (18)$$

Im übrigen wollen wir nach dieser grundsätzlichen Klarstellung den kaum von 1 abweichenden Zahlenfaktor 1,00043 nun in Zukunft nicht in allen Gleichungen mitschleppen. Wir wollen ihn aber auch zunächst nicht ganz unterdrücken. Wir schreiben deshalb bis zur Herleitung der Grundgleichungen

$$\text{Kraft} = \overset{\circ}{\text{Ladung}} q \cdot \text{Feldstärke } \mathfrak{E} \quad (19)$$

Gro\ssdyn Amperesekunden Volt/m

und

$$\text{Arbeit} = \overset{\circ}{\text{Ladung}} q \cdot \text{Spannung } P. \quad (20)$$

Gro\ssdynmeter Amperesekunden Volt

Wir erinnern also den Leser durch das kleine Merkzeichen $\overset{\circ}$ an den fortgelassenen Zahlenfaktor 1,00043. Es bleibt namenlos und normalerweise unbeachtet. Es kann uns aber bis zum Schluß des VIII. Kapitels auf folgende Tatsachen hinweisen:

1. Das Merkzeichen findet sich in den mit Benutzung der Gleichung (19) gewonnenen Formeln. Manche von ihnen eignen sich viel besser zur Bestimmung des Zahlenfaktors als der an den Anfang gestellte Schauversuch (Abb. 98).

2. Es kommt gelegentlich bei elektrischen Präzisionsmessungen auch auf Einheiten der vierten Dezimale an. Dann ist das Merkzeichen durch 1,00043 zu ersetzen.

3. Viele Rechnungen enthalten sowohl mechanische wie elektrische Größen. Bei der Nachprüfung ihrer „Dimensionsrichtigkeit“ gelangt man letzten Endes immer auf die Gleichsetzung Arbeit = Voltamperesekunde. Auch daran kann das Merkzeichen in den Gleichungen erinnern.

4. Wie jede Me\ss-technik macht auch die elektrische Fortschritte. Damit können unter Umständen die in internationaler Vereinbarung festgelegten Eichungen unserer Me\ssinstrumente ein wenig geändert werden. Zum 1. Januar 1940 war von den Eichinstituten eine bessere Angleichung des Zahlenfaktors an den Wert 1 in Aussicht genommen. Nach, der zunächst unterbliebenen, Durchführung dieser Änderung könnte in späteren Jahren das Merkzeichen durch den Wert 1 ersetzt werden.

5. Volt und Ampere werden zwar überall auf der Welt benutzt, aber die Kraft- und Längeneinheiten sind keineswegs einheitlich. Liebhaber anderer Kraft- und Längeneinheiten können mit Hilfe des Merkzeichens die Formeln auch für ihre Einheiten umschreiben.

§ 29. Erste Anwendungen der Gleichung $K = \overset{\circ}{q} \cdot \mathfrak{E}$. I. Kräfte zwischen zwei kleinen Kugeln in großem Abstände R . Eine Kugel mit der Ladung q gibt für sich allein ein radialsymmetrisches Feld (vgl. Abb. 88). Sie erzeugt im Abstände r die Feldstärke

$$\mathfrak{E} = \frac{q}{\epsilon_0 4\pi r^2}. \quad \text{Gl. (9) v. S. 32}$$

¹⁾ Die Energieäquivalente sind hier also, allgemeinem Brauch folgend, als dimensionslose Zahlen behandelt. Nur selten findet man die strengeren Fassungen:

Mechanisches Äquivalent der elektrisch gemessenen Energie	1,00043 Gro\ssdynmeter/Wattsekunden
Mechanisches Äquivalent der thermisch gemessenen Energie (mechanisches Wärmeäquivalent).	4186 Gro\ssdynmeter/Kilokalorie
Elektrisches Äquivalent der thermisch gemessenen Energie (elektrisches Wärmeäquivalent)	4184 Wattsekunden/Kilokalorie.

Nach Hinzufügen der zweiten Kugel mit einer Ladung q' entsteht ein ganz anderes Feld. Man findet es für den Sonderfall $q = q'$ in Abb. 100 für ungleiche Vorzeichen beider Ladungen, in Abb. 101 für gleiche Vorzeichen.

Für die Anwendung der Gleichung

$$K = {}^\circ q' \cdot \mathcal{E} \quad \text{Gl. (19) v. S. 38}$$

muß man das ursprüngliche Feld der ersten Kugel allein zugrunde legen, also die Gleichung (9) und Gleichung (19) zusammenfassen. So erhält man

$$K = \frac{{}^\circ 1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q'}{r^2}. \quad (21)$$

Diese Gleichung ist in der Form $K = qq'/r^2$ zuerst von COULOMB hergeleitet worden. Sie beschließt 1785 einen rund hundertjährigen Abschnitt experimenteller Forschung. Trotzdem stellen sie viele Darstellungen der Elektrizitätslehre an den Anfang, und zwar als Definitionsgleichung, nicht etwa als Naturgesetz. Man definiert mit dieser einen Gleichung zwei Begriffe, nämlich sowohl die Ladung wie die Spannung!

II. Anziehung der beiden Platten eines flachen Plattenkondensators. Eine Platte für sich allein erzeugt das in Abb. 102 links skizzierte Feld. Die Feldlinien denke man sich bis zu Ladungen des anderen Vorzeichens auf den Zimmerwänden usw. verlängert. Man vergleiche dazu die Abb. 51. Das Feld ist vor und hinter der Plattenfläche bis zu merklichem Abstand noch homogen. Dort ist seine Verschiebungsdichte

$$\mathfrak{D} = \frac{Q}{2F}$$

und seine Feldstärke

$$\mathcal{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{Q}{2F}. \quad (22)$$

Dies Feld hat man bei der Anwendung der Gleichung (19)

zu benutzen. Es wirkt auf die Ladung Q der zweiten Platte mit der Kraft

$$K = {}^\circ Q \frac{1}{\epsilon_0} \frac{Q}{2F} = \frac{1}{2\epsilon_0} \cdot \frac{Q^2}{F}. \quad (23)$$

Nach Hinzufügen der zweiten Platte ist das Feld von Grund auf verändert (Abb. 102, rechts). Alle Feldlinien auf der oberen Plattenseite sind fortgefallen. Es verbleibt das uns wohlbekannte homogene Feld des flachen Plattenkondensators.

Jetzt wechseln wir die Bedeutung der Buchstaben \mathfrak{D} und \mathcal{E} . Wir benutzen sie fortan wieder für das Feld des fertig zusammengesetzten Kondensators. Somit bekommen wir

$$Q = \mathfrak{D} \cdot F = \epsilon_0 \mathcal{E} F. \quad \text{Gl. (4) v. S. 29}$$

$$K = {}^\circ \frac{1}{2} Q \mathcal{E} \quad (24)$$

oder

$$K = \frac{{}^\circ \epsilon_0}{2} \cdot \mathcal{E}^2 F = \frac{{}^\circ \epsilon_0}{2} \cdot \frac{P^2 \cdot F}{l^2}, \quad (25)$$

d. h. die Kraft ist proportional zum Quadrat der Spannung P und umgekehrt dem Quadrat des Plattenabstandes l .

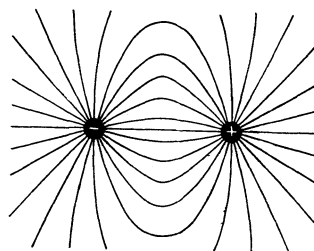


Abb. 100. Feldlinien zwischen ungleichnamigen Ladungen.

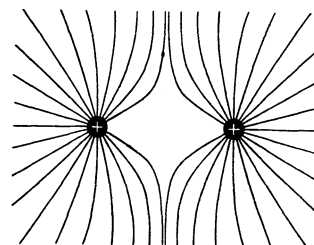


Abb. 101. Feldlinien zwischen gleichnamigen Ladungen.

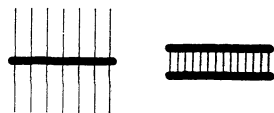


Abb. 102. Zur Anziehung zweier Kondensatorplatten.

Die Abb. 103 zeigt eine Anordnung zur Prüfung dieser Gleichung. Sie soll vor allem eine richtige Vorstellung von den Größenordnungen vermitteln. Für

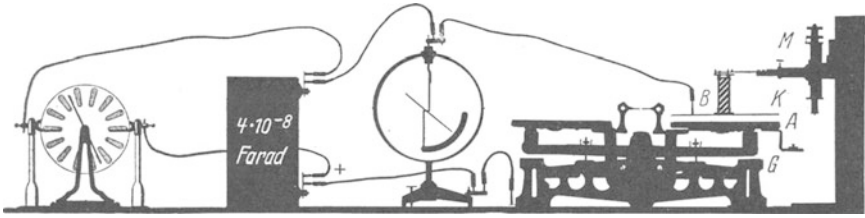


Abb. 103. Anziehung von zwei Kondensatorplatten K und A ; B = Bernsteinträger, nachträglich schraffiert. M = Schraubenmikrometer mit mm-Skala und Teiltrommel. G = Gewichtstück. — Zahlenbeispiel: $F = 20 \times 20 \text{ cm}^2 = 4 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$; $K = 10 \text{ Pond} = 0,098 \text{ Großdyn}$; Plattenabstand $l = 10,2 \text{ mm} = 10,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$; Spannung P berechnet 7600 Volt, an dem nur roh geeichten Voltmeter abgelesen 8000 Volt.

Präzisionsmessungen muß man auch hier einen flachen Plattenkondensator mit „Schutzring“ anwenden (Abb. 84 auf S. 30).

Nach Gleichung (25) wachsen die Kräfte umgekehrt mit dem Quadrat des Plattenabstandes. Man hat daher für technische Zwecke Kondensatoren mit winzigem Plattenabstand gebaut. Man setzt zu diesem Zweck einen Leiter und einen Halbleiter mit glatter Oberfläche aufeinander. Abb. 104 zeigt eine Metallplatte M

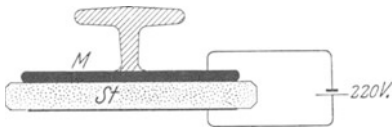


Abb. 104. Anziehung zweier Kondensatorplatten, die aus einem guten Leiter M und einem schlechten Sf bestehen. Infolge der unvermeidlichen Unebenheiten sind die Abstände stellenweise sehr klein und dort die elektrische Feldstärke sehr groß.

in Berührung mit einem Lithographenstein Sf . Beide haben etwa 20 cm^2 Fläche. Der Stein hat ein Gewicht von 200 Pond. Beim Anlegen einer Stromquelle von 220 Volt Spannung „klebt“ der Stein. Man kann ihn an dem Handgriff zugleich mit der Metallplatte hochheben. Natürlich isoliert dieser Kondensator nicht. Es fließt in unserem Beispiel ein Strom von etlichen 10^{-6} Ampere.

Unser Körper spürt (S. 11) erst Ströme von 3–5 Milliampere. Wir können ihn also ruhig statt einer der in Abb. 104 skizzierten Drahtzuleitungen benutzen und den Stein dadurch zum „Kleben“ bringen.

In beiden Fällen I und II haben wir die Kräfte zwischen den Hälften oder Grenzkörpern eines Kondensators mit Hilfe der Gleichung (19) ausgerechnet. In beiden Fällen war die Aufgabe einfach: Das von dem einen Körper (z. B. linke Kugel, obere Platte) erzeugte Feld wurde durch das des zweiten Körpers ohne Ladung nicht verzerrt. Bei Kondensatoren von weniger einfacher Bauart tritt jedoch eine solche Verzerrung schon ohne Ladung ein. Die Berechnung dieser Verzerrung ist mühsam, und daher müssen wir uns auf die beiden Beispiele I und II beschränken.

§ 30. Druck auf die Oberfläche geladener Körper. Verkleinerung der Oberflächenspannung. Als Druck Z definiert man allgemein die senkrecht an der Flächeneinheit angreifende Kraft, also $Z = K/F$. Für das homogene Feld eines flachen Plattenkondensators ergibt sich somit aus Gleichung (25) von S. 39

$$Z_e = \frac{\epsilon_0}{2} \mathfrak{E}^2. \quad (26)$$

Dabei ist \mathfrak{E} die Feldstärke unmittelbar an der Plattenoberfläche.

Wir wenden diese Gleichung auf den Fall einer geladenen Kugel an. Die Spannung zwischen ihr und den weit entfernten Trägern der entgegengesetzten Ladung sei P . Dann herrscht an ihrer Oberfläche die Feldstärke

$$\mathfrak{E} = \frac{P}{r}. \quad \text{Gl. (12) v. S. 33}$$

Wir setzen diesen Wert in Gleichung (26) ein und erhalten als Druck an der Oberfläche der geladenen Kugel

$$Z_e = \frac{\epsilon_0}{2} \frac{P^2}{r^2} \tag{27}$$

(Z in Großdyn/m² = $1,02 \cdot 10^{-5}$ Atm., P in Volt, r in m).

Dieser Druck ist nach außen gerichtet, er wirkt wie eine Verkleinerung der Oberflächenspannung σ . Diese liefert für sich allein einen nach innen gerichteten Druck $Z_\sigma = 2\sigma/r$. Bei Anwesenheit des elektrischen Feldes verbleibt also als nach innen gerichteter Druck nur

$$Z = \frac{2\sigma}{r} - \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \frac{P^2}{r^2} \tag{28}$$

Die Verkleinerung der Oberflächenspannung durch ein elektrisches Feld läßt sich auf mannigfache Weise vorführen, z. B. mit der Anordnung der Abb. 105. Aus der Düse eines Glasbehälters fließt Wasser anfänglich als Strahl ab, dann bei verminderter Wasserhöhe H nur in Form einzelner Tropfen. Das Zusammenballen des Wassers zu Tropfen ist eine Folge der Oberflächenspannung. Dann stellen wir mit einer Influenzmaschine zwischen dem Wasser und den Zimmerwänden ein elektrisches Feld her. Sogleich fließt das Wasser wieder als glatter Strahl aus der Düse aus.

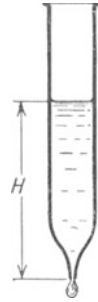


Abb. 105. Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Oberflächenspannung von Wasser. (GEORGE MATHIAS BOSE, 1745.)

§ 31. GUERICKE'S Schweberversuch (1672). Elektrische Elementarladung $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden.

Eine physikalisch besonders bedeutsame Anwendung der Gleichung $K = \epsilon_0 q \mathcal{E}$ macht man im „Schweberversuch“. Es handelt sich dabei um die Urform der in Abb. 98 gezeigten Anordnung. Man bringt einen leichten Elektrizitätsträger in ein vertikal gerichtetes elektrisches Feld. Der Träger sei beispielsweise negativ, eine über ihm befindliche Kondensatorplatte positiv geladen. Dann zieht das Gewicht G den Träger nach unten, die Kraft

$$K = \epsilon_0 q \mathcal{E} \quad \text{oder} \quad K = \epsilon_0 q \frac{P}{l} \tag{19}$$

nach oben (vgl. die Feldlinien in Abb. 106). Im Grenzfall

$$G = \epsilon_0 q \frac{P}{l} \tag{29}$$

(G in Großdyn; q in Amperesekunden; P in Volt)

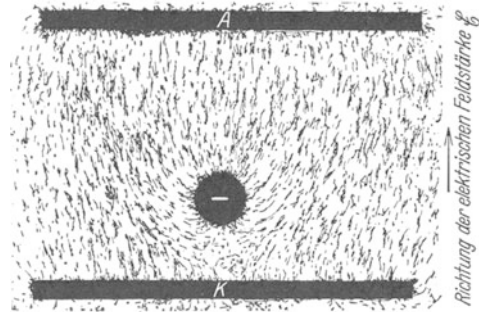


Abb. 106. Elektrische Feldlinien beim Schweberversuch.

herrscht „Gleichgewicht“, der Träger „schwebt“: Dann kann man die Ladung q aus dem Gewicht G des Trägers und der Feldstärke P/l berechnen (A. MILLIKAN, 1910 in Fortführung klassischer Versuche von J. J. THOMSON 1898 bis 1901).

Für Schauversuche eignen sich als Elektrizitätsträger alle leichten, in Luft nur langsam sinkenden Körper, z. B. tierischer oder pflanzlicher Federflaum, Blattgold, Seifenblasen usw. Diese Träger werden aufgeladen und dann mit dem elektrischen Felde zwischen zwei Platten eingefangen (Abb. 107). Man ändert die elektrische Feldstärke durch Änderung des Plattenabstandes. (Das Feld ist ja in Abb. 107 nicht homogen, andernfalls wäre die Feldstärke vom Plattenabstand unabhängig.) So kann man Steigen, Sinken und Schweben des Trägers

beliebig miteinander abwechseln lassen. Zur Vereinfachung wird oft die obere Platte in Abb. 107 weggelassen. Dann tritt an ihre Stelle die Zimmerdecke. In dieser Form ist der Schweberversuch zum ersten Male durch OTTO VON GUERICKE im Jahre 1672 beschrieben worden (Abb. 108).

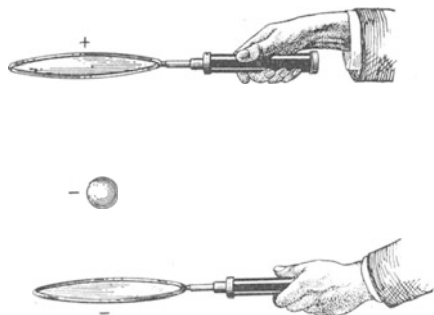


Abb. 107. Eine geladene Seifenblase im elektrischen Felde schwebend.

einen Abstand von etwa 1 cm. Die Bewegung der geladenen Tröpfchen im elektrischen Felde wird mittels eines Mikroskopes beobachtet. Das Gewicht der Teilchen wird durch mikroskopische Ausmessung des Teilchendurchmessers

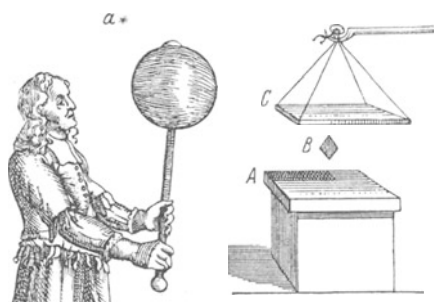


Abb. 108. Alte Darstellungen des Schweberversuches. Rechts von BENJAMIN WILSON (1746), links von OTTO VON GUERICKE (1672). B = Blattgoldfetzen, a = Flaumfeder. „Plumula potest per totum conclave portari.“

beobachten können. Deswegen nennt man die Ladung $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden die elektrische Elementarladung oder das elektrische Elementarquantum. Es ist die kleinste, einzeln beobachtete positive oder negative elektrische Ladung. In diesem Sinne spricht man von „Elektrizitätsatomen“.

Der Versuch bietet in der Ausführung keinerlei Schwierigkeit. Er gehört in jedes Anfängerpraktikum. Am eindrucksvollsten wirkt er bei subjektiver mikroskopischer Beobachtung. Bei Mikroprojektion stören leicht Luftströmungen im Kondensator. Sie entstehen bei der Erwärmung durch das intensive, zur Projektion benötigte Licht.

Zum Schluß noch eine nicht unwichtige Bemerkung: Eine Tropfflasche vermag auch ihre Medizin nur in „Elementarquanten“, nämlich einzelnen Tropfen, abzugeben. Daraus dürfen wir aber nicht die Existenz selbständiger Tropfen im Innern der Flasche folgern. Ebenso zeigt zweifellos der Schweberversuch zwar eine untere Grenze für die Teilbarkeit der elektrischen Ladungen. Er beweist aber keineswegs die gleiche Unterteilung der Ladungen auch im Innern des Körpers! Die Existenz einzelner, individueller Elektrizitätsatome innerhalb des Trägers bleibt auch weiterhin eine zwar sehr brauchbare, aber nicht erwiesene Annahme.

Der Schweberversuch läßt sich un schwer in stark verkleinertem Maßstab wiederholen. An die Stelle der Seifenblase in Abb. 107 treten kleine Flüssigkeitskugeln, meist Öl- oder Quecksilbertropfen von einigen μ Durchmesser. Sie werden durch Berührung mit einem festen Körper aufgeladen („Reibungselektrizität“). Dazu braucht man die Tropfen nur mit einem Luftstrom an der Wand einer Zerstäuberdüse entlang streichen zu lassen.

— Die Kondensatorplatten KA erhalten

Man berechnet das Volumen aus dem Durchmesser und gelangt durch Multiplikation mit dem spezifischen Gewicht zum Gewicht G. Derartige Versuche an kleinen, aber noch bequem sichtbaren Elektrizitätsträgern liefern ein ganz fundamentales Ergebnis:

Ein Körper kann elektrische Ladungen nur in ganzzahligen Vielfachen des Betrages $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden aufnehmen oder abgeben. Man hat trotz zahlloser Bemühungen noch nie in einem positiv oder negativ geladenen Körper eine kleinere Ladung als $1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden

§ 32. Energie des elektrischen Feldes. In einem Raume vom Volumen V herrsche die Feldstärke \mathcal{E} . Welcher Energiebetrag ist in diesem Felde enthalten?

Wir denken uns dies Feld als das eines flachen Plattenkondensators. Die Fläche seiner Platten sei F , ihr Abstand l , also das Feldvolumen $V = F \cdot l$. — Die eine Platte soll die andere an sich heranziehen und dabei Arbeit leisten, etwa Hubarbeit nach dem Schema der Abb. 109. Das tut sie mit einer konstanten Kraft

$$K = \frac{\epsilon_0}{2} \mathcal{E}^2 F, \quad \text{Gl. (25) v. S. 39}$$

denn Ladung Q , Verschiebungsdichte $\mathcal{D} = Q/F$ und Feldstärke $\mathcal{E} = \mathcal{D}/\epsilon_0$ bleiben ja ungeändert. Wir bekommen also als geleistete oder vorher im elektrischen Felde gespeicherte Energie

$$E_e = K l = \frac{\epsilon_0}{2} \mathcal{E}^2 F l,$$

$$E_e = \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \mathcal{E}^2 \cdot V \quad (30)$$

(Energie E_e in Voltamperesek. oder Wattsek., $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$ Amperesek./Volt Meter, \mathcal{E} in Volt/m, V in m^3).

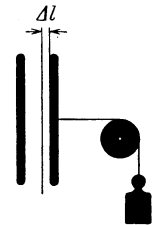


Abb. 109. Zur Herleitung der Energie eines elektrischen Feldes.

Man kann in Form elektrischer Felder nur geringfügige Energiebeträge speichern. Z. B. in einem Liter ($= 10^{-3} \text{ m}^3$) bei der technisch noch bequemen Feldstärke $\mathcal{E} = 10^7$ Volt/m nur 0,44 Voltamperesekunden.

Beim Papierkondensator (Abb. 95) war $\mathcal{E} = 220 \text{ Volt}/0,002 \text{ cm} = 10^7 \text{ Volt/m}$; in der Leidener Flasche (Abb. 93) war $\mathcal{E} = 50\,000 \text{ Volt}/0,5 \text{ cm} = 10^7 \text{ Volt/m}$.

Ganz anders aber liegt der Fall in den elektrischen Feldern im Innern der Moleküle. Dort hat man Feldstärken der Größenordnung 10^{11} Volt/m. Diesen entspricht nach Gleichung (30) pro Liter eine Energie von $44 \cdot 10^6$ Wattsekunden oder 12 Kilowattstunden. Man kann daher die als chemische Reaktionswärme beobachtete Energie als Energie elektrischer Molekularfelder deuten. Gibt doch z. B. die Bildung eines Liter Wassers aus Knallgas nur etwa 4,4 Kilowattstunden.

Die Gleichung (30) für die Energie eines elektrischen Feldes wird häufig in anderen Gestalten geschrieben, z. B. mit Hilfe von Gleichung (4) von S. 29 und Gleichung (2):

$$E_e = \frac{1}{2} Q P, \quad (31)$$

und weiter mit Gleichung (7) von S. 31

$$E_e = \frac{1}{2} C P^2. \quad (32)$$

Dabei bedeutet Q die Ladung des Kondensators beliebiger Gestalt, P seine Spannung, C seine Kapazität.

§ 33. Elektrische Niveaulinien und Potential. Für die Darstellung elektrischer Felder benutzt man außer den Feldlinienbildern oft mit Nutzen eine Darstellung durch „elektrische Niveaulinien“. In der Abb. 110 sehen wir einen Körper mit der positiven Ladung Q . Seine Feldlinien verlaufen zu weit entfernten negativen Ladungen. Nur ein einziger kleiner Träger mit der Ladung q befindet sich unmittelbar über der Körperoberfläche. Diesen Träger bewegen wir bis zum Punkt I . Dazu müssen wir eine Arbeit leisten, bildlich gesprochen eine elektrische „Hubarbeit“. Ihre Größe beträgt im elektrischen Maße qP Voltamperesekunden [Gleichung (20) von S. 38]. Dabei bedeutet P die Spannung zwischen Anfang und Ende des Weges. — Dann wiederholen wir den gleichen Versuch für andere Ausgangspunkte des kleinen Trägers und hinein in andere Gebiete des Feldes. Dabei halten wir jedesmal nach Leistung derselben Arbeit qP Voltampere-

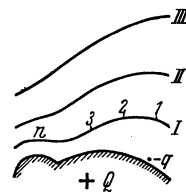


Abb. 110. Schema elektrischer Niveaulinien I, II usw.

sekunden inne. Der Träger befindet sich dann an den Endpunkten 2, 3, . . . n. Die Gesamtheit all dieser Punkte mit gleicher Hubarbeit qP nennt man eine elektrische Niveafläche. Auf dieser Niveafläche besitzt die Ladung q dank der vorausgegangenen Hubarbeit eine „potentielle Energie“. In gleicher Weise kann man eine zweite Niveafläche II durch die Endpunkte der Hubarbeit $2qP$ Voltampere sekunden festlegen, und so fort. — Zur Kennzeichnung der einzelnen Niveaflächen beziehen wir die Hubarbeit oder die potentielle Energie entweder auf die Einheitsladung, also 1 Amperesekunde, oder auf die elektrische Elementarladung $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden. Wir kennzeichnen eine Niveafläche also entweder durch die Angabe n Voltampere sekunden oder durch Ne Volt, lies N „Elektronenvolt“.

Im Schrifttum benutzt man zur Kennzeichnung einer Niveafläche oft das Verhältnis Arbeit/Ladung, also eine Spannung in Volt. In diesem Fall nennt man die Spannung unnötigerweise „das Potential“. Das Potential ist also ein Name für die Spannung zwischen einem Körper und einem beliebigen Punkt seines Feldes.

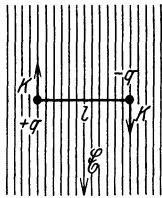


Abb. 111. Ein elektrischer Dipol steht mit seiner Längsachse senkrecht zu elektrischen Feldlinien.

§ 34. Elektrischer Dipol, elektrisches Moment. Die Grundgleichung $K = q \cdot \mathcal{E}$ verlangt für das Auftreten von Kräften im elektrischen Felde nicht nur ein Feld, sondern auch einen Körper mit elektrischer Ladung. Dem scheint bei flüchtiger Betrachtung eine uralte Erfahrung zu widersprechen: Die Bewegung ungeladener leichter Körper im elektrischen Felde. Man denke an ein Papierschnitzel in der Nähe eines geriebenen Bernsteinstückes oder die netten tanzenden Püppchen unter einer geriebenen Cellonplatte (ISAAC NEWTON, 1675).

Zum Verständnis dieser Vorgänge braucht man zwei neue Begriffe: „elektrischer Dipol“ und „elektrisches Moment“. Wir denken uns in Abb. 111 zwei kleine Elektrizitätsträger mit den Ladungen $+q$ und $-q$ durch einen äußerst dünnen und ideal isolierenden Stab im Abstände l voneinander gehalten. Dies hantelförmige Gebilde nennen wir einen „elektrischen Dipol“. Sein Feld ähnelt dem in der Abb. 49 und 100 gezeigten.

Diesen Dipol denken wir uns ferner in Abb. 111 mit seiner Längsachse senkrecht zu den Feldlinien eines homogenen elektrischen Feldes gestellt. Dann wirkt auf ihn das Drehmoment

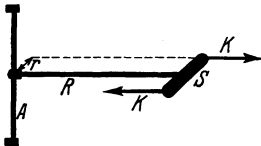


Abb. 112. Beim Drehmoment kommt es nur auf den Hebelarm r , nicht auf die Speichenlänge R an.

$$\mathfrak{M} = 2 \cdot q \mathcal{E} \frac{l}{2} = q l \mathcal{E} \cdot \sin \varphi \quad (33)$$

Wir nennen das Produkt lq das „elektrische Moment“ \mathfrak{m} des Dipoles (Einheit Amperesekundenmeter) und erhalten

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{m} \mathcal{E} \cdot \sin \varphi \quad (34)$$

Der oben idealisierte Dipol ist nicht zu verwirklichen. Wohl aber kann man auf mannigfache Weise gleich große Plus- und Minusladungen auf einem Körper getrennt lokalisieren und auch für solche Körper durch ein Meßverfahren ein elektrisches Moment definieren. Dazu knüpft man an einen Versuch der Mechanik an.

In Abb. 112 ist ein Stab S am Ende einer Speiche R gelagert. Er erfährt durch jede der beiden Kräfte K ein Drehmoment Kr . Dabei ist r der senkrechte Abstand des Kraftpfeiles von der Achse A . Die Länge der Speiche R ist ganz gleichgültig.

Jetzt denken wir uns in einem beliebigen festen Körper durch die Art der Ladungslokalisierung n Dipole gebildet. Jeder von ihnen erfährt im Felde ein Drehmoment. All diese einzelnen Drehmomente dürfen wir, trotz des verschiedenen Abstandes der Dipole von der gemeinsamen Drehachse, einfach addieren. So erhält man als beobachtbares Drehmoment

$$\mathfrak{M} = \sum \circ m \mathfrak{C} \tag{35}$$

oder

$$\mathfrak{M} = \circ \mathfrak{B} \cdot \mathfrak{C}. \tag{36}$$

Hier bedeutet \mathfrak{B} das gesamte, wirklich beobachtbare elektrische Moment des aus unbekanntem Dipolen aufgebauten Körpers.

Das Meßverfahren ist durch die Gleichung (36) gegeben: Man lagert den Körper mit einer zur Feldrichtung senkrechten Achse und ermittelt seine Ruhelage. Dann dreht man ihn um 90° aus seiner Ruhelage heraus und mißt das dazu notwendige Drehmoment als Produkt von Kraft und Hebelarm in Großdynametern. Dies Drehmoment ist dann noch durch die Feldstärke \mathfrak{C} des homogenen Feldes, gemessen in Volt/m, zu dividieren. So erhält man das elektrische Moment \mathfrak{B} in Amperesekundenmetern. Man kann es sich stets durch einen idealisierten, hantelförmigen Dipol ersetzen: Zwei punktförmige Ladungen $+Q$ und $-Q$ im Abstande l . Die Achse dieser Hantel bedeutet die Richtung des elektrischen Momentes.

Kleine Drehmomente \mathfrak{M} lassen sich nicht bequem als Produkt von Kraft und Hebelarm messen. Man bestimmt sie besser aus der Schwingungszeit T von Drehschwingungen. Nach dem Mechanikband Gleichung (44) von S. 83 ist das Verhältnis von Drehmoment zum Winkel

$$\frac{\mathfrak{M}}{\alpha} = 4 \pi^2 \frac{\Theta}{T^2} \tag{37}$$

(Θ = Trägheitsmoment). Ein horizontal gelagerter oder aufgehängter Körper stellt sich mit der Richtung seines elektrischen Momentes in seiner Ruhelage in die Richtung der elektrischen Feldlinien. Um den kleinen Winkel α aus der Ruhelage herausgedreht, erfährt er das Drehmoment

$$\mathfrak{M} = \circ \mathfrak{B} \mathfrak{C} \sin \alpha = \circ \mathfrak{B} \mathfrak{C} \alpha. \tag{38}$$

(37) und (38) zusammengefaßt ergeben

$$\mathfrak{B} = \frac{4 \pi^2 \Theta}{\circ T^2 \mathfrak{C}} \tag{39}$$

(T in Sekunden; Θ in $\text{kg} \cdot \text{m}^2$; z. B. für einen Stab = $\frac{1}{12}$ Stabmasse mal (Stablänge)²; \mathfrak{C} in Volt/m).

Soweit der elektrische Dipol oder Körper mit einem elektrischen Moment im homogenen Felde. Das Feld wirkt auf den Dipol mit einem Drehmoment und stellt die „Dipolachse“ parallel zur Feldrichtung. Das gleiche gilt auch für ein inhomogenes elektrisches Feld. Der Dipol habe sich in Abb. 113 bereits in die Feldrichtung eingestellt. Daneben tritt aber im inhomogenen Felde noch etwas Neues auf. Im inhomogenen Felde wirkt auf den Dipol in Richtung des Feldanstieges $\partial \mathfrak{C} / \partial x$ eine Kraft

$$K = \circ \mathfrak{B} \frac{\partial \mathfrak{C}}{\partial x}. \tag{40}$$

Herleitung: Auf die obere $+$ -Ladung wirkt die Kraft $\circ q \mathfrak{C}_0$ nach oben, auf die untere $-$ -Ladung die Kraft $\circ q \mathfrak{C}_u$ nach unten. Also wirkt auf den Dipol die Kraft

$$K = \circ q (\mathfrak{C}_u - \mathfrak{C}_0). \tag{41}$$

Ferner ist

$$\mathfrak{C}_u = \mathfrak{C}_0 + \frac{\partial \mathfrak{C}}{\partial x} \cdot l. \tag{42}$$

(41) und (42) zusammengefaßt ergeben die Gleichung (40).

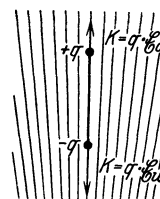


Abb. 113. Ein elektrischer Dipol im inhomogenen elektrischen Felde. Feldrichtung von oben nach unten.

Bei bekanntem Wert des Feldanstieges kann man auch diese Gleichung (40) zur Messung unbekannter elektrischer Momente benutzen (vgl. später Abb. 138).

§ 35. Herstellung elektrischer Momente. Wir haben die Begriffe elektrischer Dipol und elektrisches Moment zunächst ohne Experimente eingeführt. Jetzt kommt die Frage: Wie kann man Körper mit einem elektrischen Moment tatsächlich herstellen? In der Antwort nennen wir drei Verfahren.

I. Herstellung elektrischer Momente durch Influenz. Ein elektrisches Feld verschiebt in jedem eingebrachten Körper die positiven und negativen Ladungen gegeneinander. Im Leiter wandern sie bis zur Körperoberfläche, im Isolator kommt es nur zu Verschiebungen innerhalb der einzelnen Moleküle, zur „Elektrisierung“ oder „Polarisation des Dielektrikums“ (Abb. 97).

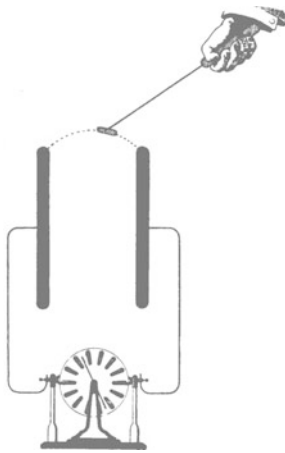


Abb. 114. Kräfte auf ungeladene Körper im elektrischen Felde. Oben ein länglicher kleiner Körper aus Metall oder einem Isolator, um eine zur Papierebene senkrechte Achse drehbar gelagert. („Versorium“, WILLIAM GILBERT, 1600, Schöpfer des Wortes „elektrisch“.)

a) Längliche Körper stellen sich zur Feldrichtung parallel (Abb. 114). So entstehen z. B. auf einer nicht reibungsfreien Unterlage die Feldlinienbilder aus Faserstaub. Außerdem bewegen sich in inhomogenen Feldern alle Körper unabhängig von ihrer Gestalt ins Gebiet höherer Feldstärke. Sie bewegen sich auf die ihnen nähere Feldgrenze zu.

b) An der Feldgrenze werden Leiter sofort aufgeladen, und sie fliegen nun als „Elektrizitätsträger“ zur anderen Elektrode hinüber. Dort beginnt das Spiel von neuem. Bei Isolatoren oder schlechten Leitern erfordert diese Aufladung meist etliche Sekunden Zeit. Währenddessen haftet der Körper an der Feldgrenze (Bernstein und Papier). Das zeigt man besonders hübsch im Schattenbild mit kleinen Wattefetzen.

II. Herstellung „permanenter“ elektrischer Momente durch Aufladung beliebiger Kondensatoren. In jedem geladenen Kondensator sind die Ladungen beider Vorzeichen räumlich gegeneinander verschoben. Das dadurch entstehende „permanente“ elektrische Moment addiert sich dem schon im ungeladenen Kondensator vom Felde „influenzierten“

elektrischen Moment. Darum haben wir im § 34 nicht mit einem Experiment begonnen. Jeder unserer Dipole hätte sich auch nach der Beseitigung seines permanenten Momentes noch im Felde bewegt.

III. Herstellung permanenter elektrischer Momente mit pyroelektrischen Kristallen (F. U. T. AEPINUS, 1756). Wir beschränken uns auf ein Beispiel: Wir kühlen einen etwa bleistiftdünnen und 5 cm langen Turmalinkristall in flüssiger Luft ab. Wieder herausgenommen ist er ein „Elektret“ mit starkem elektrischem Moment. Die positiven und negativen elektrischen Bausteine haben sich bei der Abkühlung in der Längsachse des Stabes gegeneinander verschoben. Der Stab wirkt wie ein sehr guter elektrischer Isolator mit Flecken elektrischer Ladungen an beiden Enden. Man kann diese Ladungen durch einen Influenzversuch mit einem in Amperesekunden geeichten Spiegelgalvanometer nachweisen. Man verbindet die beiden Zuleitungen mit je einem Fingerhut und schiebt diese kleinen „Faradaykästen“ rasch und gleichzeitig über die Stabenden.

IV. Kapazitive Stromquellen und einige Anwendungen elektrischer Felder.

§ 36. Vorbemerkung. Allgemeines über Stromquellen. Wir haben die systematische Darstellung des elektrischen Feldes im leeren Raume nur durch wenige, kurz geschilderte Anwendungsbeispiele unterbrochen. Diese sollten vor allem die Größenordnung der Erscheinungen veranschaulichen. — Dies Kapitel bringt jetzt einige für das physikalische Laboratorium wichtige Anwendungen. Zu ihnen gehört an erster Stelle der Bau der kapazitiven Stromquellen.

Zur allgemeinen Definition des Begriffes „Stromquelle“ oder „Generator“ dient die Abb. 115. Zwei Kondensatorplatten oder „Elektroden“ A und K sind mit einem Strommesser verbunden. Zwischen diesen Elektroden befinden sich elektrische Ladungen beider Vorzeichen. Der Abstand zwischen den positiven und den negativen Ladungen, gemessen in Richtung der Verbindungslinie der Elektroden, wird durch irgendwelche „ladungstrennenden Kräfte“ vergrößert. Währenddessen zeigt der Strommesser einen Ausschlag. Dabei haben die ladungstrennenden Kräfte Arbeit zu leisten. Diese Arbeit entnimmt man einem Vorrat mechanischer oder chemischer Energie.

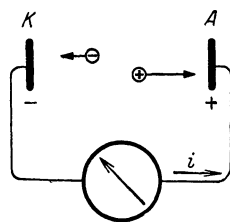


Abb. 115. Zur Definition des Wortes Stromquelle. Für Schauversuche benutzt man zwei Löffel als Elektrizitätsträger (mit Influenzmaschine aufladen).

Wird die leitende Verbindung zwischen K und A unterbrochen, so wird der Abfluß von Ladungen durch den äußeren Kreis verhindert. Folglich vermögen die ladungstrennenden Kräfte zwar zunächst die Ladungen der beiden Elektroden zu vermehren und damit die Spannung zwischen K und A zu vergrößern. Doch kann ein Grenzwert, zweckmäßig Ursprungspannung genannt, nicht überschritten werden: das entstehende elektrische Feld übt ja seinerseits auf die Ladungen zwischen K und A Kräfte aus und hält mit ihnen schließlich den ladungstrennenden Kräften das Gleichgewicht.

Die Gesamtheit dieser „ladungstrennenden Kräfte“ (kürzer „Trennkräfte“) nannte man früher „elektromotorische Kräfte“. Doch hat man leider das Wort gleichzeitig für die Ursprungspannung angewandt und durch diesen Doppelsinn unbrauchbar gemacht. Außerdem ist es viel zu lang. Man kürzt es daher wie den Namen einer Dienststelle als EMK. Auf jeden Fall muß man sauber die ladungstrennende Kraft von einer elektrischen Größe, nämlich der durch die Kraft hergestellten Ursprungspannung, unterscheiden.

Bei den kapazitiven Stromquellen bringt man Ladungen auf irgendwelche groben mechanischen Elektrizitätsträger und erzeugt die ladungstrennenden Kräfte mit einfachen „Maschinen“. Beispiele bringen wir in §§ 37 und 38.

§ 37. Influenzmaschinen¹⁾ sind Stromquellen für kleine Stromstärken (selten mehr als 10^{-5} Ampere) und hohe Spannungen (oft über 10^5 Volt). Man lädt Elektrizitätsträger paarweise durch Influenz und vergrößert den Abstand der Ladungen durch mechanische Bewegungen. In der Abb. 116 zeigt uns der Schritt *I* die Aufladung der Träger durch Influenz, der Schritt *II* und *III* die Trennung der Träger und ihren Weg zu den Elektroden K und A . Eine periodische Wiederholung dieser Schritte erzielt man technisch am einfachsten durch Rotation

¹⁾ Die erste Influenzmaschine war der 1775 von A. VOLTA bekanntgemachte und von J. C. WILCKE 1777 erklärte „Elektrophor“.

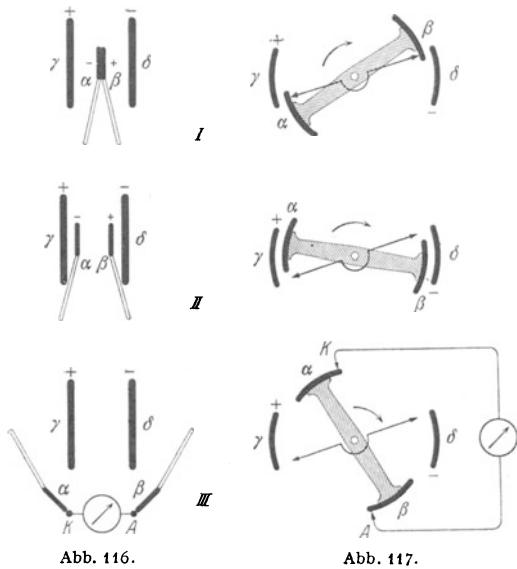


Abb. 116.

Abb. 117.

Abb. 116 u. 117. Wirkungsweise einer Influenzmaschine.

(Abb. 117). Die Elektrizitätsträger α und β sitzen an einer isolierenden Speiche. Die schwarzen Dreiecke sind Schleifkontakte an den Elektroden K und A . Die Abb. 120 gibt die Ansicht eines kleinen Vorführungsapparates. Er arbeitet genau nach dem Schema der Abb. 117. Das ursprüngliche Feld zwischen γ und δ wird durch eine kurze Berührung mit der städtischen Zentrale hergestellt. Der Strom beträgt dann etwa 10^{-8} Ampere bei einer Drehzahl von 10 sek^{-1} . Bei einer Zerstörung des Feldes zwischen γ und δ verschwindet er. Man braucht dazu nur γ und δ mit den Fingern leitend zu überbrücken.

Die zum praktischen Gebrauch gebauten Influenzmaschinen benutzen durchweg noch eine Zusatzeinrichtung. Diese bringt die Ladung der influenzierenden Kondensatorplatten γ und δ auf hohe Werte und erhält sie trotz der unvermeidlichen Verluste durch schlechte Isolation. Für diese Zusatzeinrichtung hat man zwei verschiedene Verfahren erdacht.

Bei dem ersten, dem Multiplikatorverfahren, führt man die durch Influenz gewonnenen Ladungen nicht ganz der Verbrauchsstelle zu, sondern läßt einen Rest auf den beiden Trägern α und β verbleiben. Diesen Rest überträgt man dann (Abb. 118, Vorzeichen beachten!) mit den Faradaykästen F_1 und F_2 auf die Feldplatten γ und δ und verstärkt so das für den nächsten Influenzvorgang verfügbare elektrische Feld. Beim Übergang zu rotierenden Maschinen (Abb. 119) läßt man die Faradaykästen zu zwei Blechen verkümmern. Sie umfassen die Träger nur noch von außen. Außerdem sind die Schleifkontakte oder Elektroden diesmal nicht mit einem Galvanometer, sondern mit einem statischen Voltmeter, also einem Kondensator, verbunden. Infolgedessen verlieren die Träger α und β beim Passieren der Elektroden K und A nicht ihre gesamte Ladung, sondern behalten noch einen Rest zur Einfüllung in die Faradaykästen F_1 und F_2 . Die Abb. 121 gibt ein genau nach diesem Schema gebautes Modell. Es liefert nach einigen Umläufen Tausende von Volt. Dabei braucht man in praxi meist nicht ein-

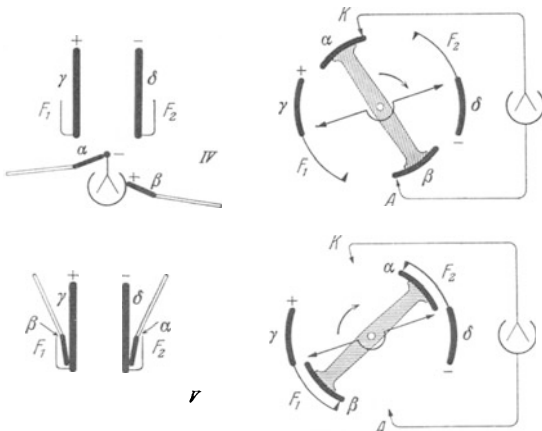


Abb. 118.

Abb. 119.

Abb. 118 u. 119. Wirkungsweise einer Influenzmaschine nach dem Multiplikatorverfahren.

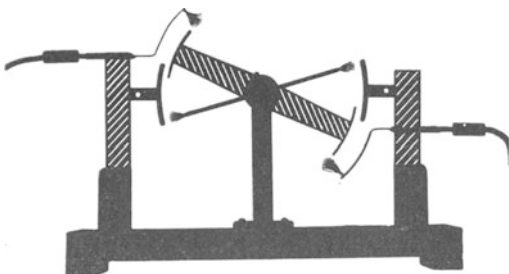


Abb. 120. Übersichtliche Influenzmaschine. Die im Schattenriß durchscheinenden Isolatoren nachträglich schraffiert.

mal das Ausgangsfeld zwischen γ und δ herzustellen. Es sind fast stets kleine zufällige Spannungen zwischen γ und δ vorhanden, und diese werden durch das Multiplikatorverfahren rasch erhöht.

Die handelsüblichen Ausführungen lassen das einfache Prinzip dieser Influenzmaschinen selbst für Geübte nur schwer erkennen. In Abb. 123 sehen wir links eine solche Maschine abgebildet.

Statt coaxialer Zylinder benutzt man radialsymmetrische Anordnungen auf Glasplatten. Die Platten γ und δ und ein Teil der Schleifkontakte werden in alter Gewohnheit aus Papier hergestellt. Die Platten α und β sind meist in mehreren Paaren angeordnet oder fehlen auch ganz. In letzterem Falle haften dann die Elektrizitätsatome oberflächlich auf den isolierenden Glasplatten, vgl. Abb. 62. Für Unterrichtszwecke sind diese weitverbreiteten Maschinen ihrer Unübersichtlichkeit halber unbrauchbar.

Das zweite Verfahren benutzt zur Vergrößerung der influenzierenden Ladungen abermals die Influenz: Die Plattenpaare $\alpha\beta$ und $\gamma\delta$ sind in größerer Anzahl vorhanden und vertauschen fortgesetzt ihre Rolle.

Abb. 122 zeigt uns zwei Kränze von Kondensatoren. Sie können gegenläufig rotieren. 1 bis 4 sind Schleifkontakte. Sie sind paarweise metallisch verbunden.

Die mit dem dicken + -Zeichen markierte Platte trage eine zufällige positive Ladung. Zwischen den Platten + und 1 sowie zwischen den Platten - und 2 herrscht ein schwaches elektrisches Feld. Es ist durch zwei Feldlinien angedeutet. Der äußere Kranz stehe fest. Den inneren drehen wir gegen den Uhrzeiger um drei Segmente. Am Schluß der Drehung haben wir das Bild der Abb. 122b. Je drei Platten des inneren Kranzes haben durch Influenz Ladungen erhalten. Ihre Feldlinien, das ist der springende Punkt, greifen alle nach den metallisch verbundenen Platten 3 bzw. 4 herüber.

Jetzt wird der innere Kranz festgehalten, der äußere mit dem Uhrzeiger um drei Segmente gedreht. Der Influenzvorgang spielt sich bei 3 und 4 ab. Dabei wirken diesmal sechs Feldlinien, die

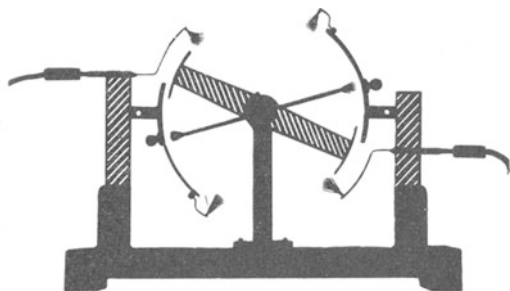


Abb. 121. Übersichtliche Influenzmaschine nach dem Multiplikatorverfahren.

Pohl, Elektrizitätslehre. 6./7. Aufl.

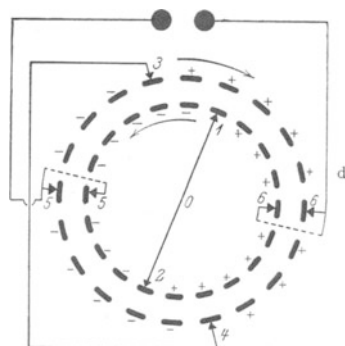
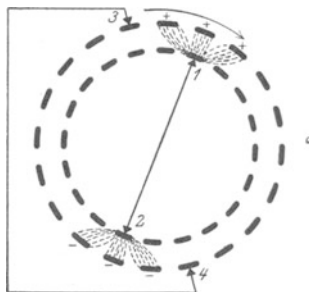
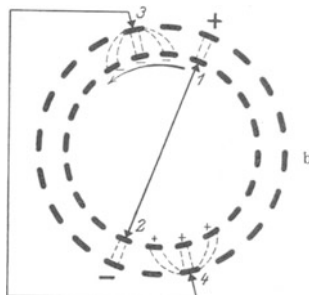
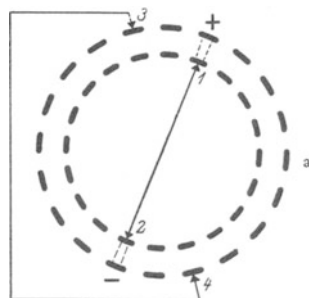


Abb. 122. Wirkungsweise der Holtz'schen Influenzmaschine.

influenzierten Ladungen sind dreimal so groß wie die Anfangsladungen in Abb. 122a. Am Schluß dieser Drehung haben wir das Bild der Abb. 122c. Alle 3×6 Feldlinien enden bei 1 bzw. 2.

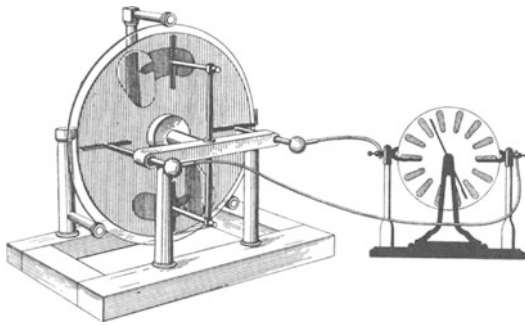


Abb. 123. Links altertümliche Influenzmaschine als Motor, rechts halbschematisch die HOLTZsche Influenzmaschine als Generator.

Nun folgt wieder eine Drehung des inneren Kranzes, bei 1 und 2 influenzieren jetzt 18 Feldlinien, usw. —

Statt der abwechselnden schrittweisen Drehung benutzt man im Betriebe selbstredend eine kontinuierliche gegenläufige Drehung beider Scheiben (Abb. 122d). In den Gebieten des stumpfen Winkels $1 \cdot 0 \cdot 4$ sind beide Platten positiv geladen, im

Winkelgebiet $3 \cdot 0 \cdot 2$ beide negativ. Dort bringt man Schleifbürsten 5 und 6 an, und diese dienen als Polklemmen zur Stromentnahme.

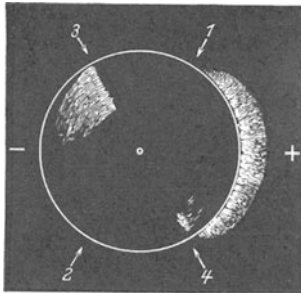


Abb. 124. Verteilung der Ladungen auf einer im Betrieb befindlichen HOLTZschen Influenzmaschine.

Abb. 123 gibt rechts halbschematisch eine sehr bequeme Ausführungsform mit radial angeordneten Kondensatorplatten. Es ist die ungemein brauchbare HOLTZsche Influenzmaschine. Die Kondensatorplatten sind auch hier nicht notwendig. Die Ladungen können direkt auf den Oberflächen der isolierenden Scheiben haften (vgl. § 16).

Sehr lehrreich ist im Dunkeln der Anblick der laufenden Maschine nach Entfernung der Polklemmen 5 und 6. Die entgegengesetzten Ladungen der Winkelgebiete $1 \cdot 0 \cdot 4$ und $3 \cdot 0 \cdot 2$ markieren sich durch lebhaftes Sprühen. Es gibt lange rötliche Büschel auf der positiven Seite und ein violettes Glimmen auf der negativen Seite (Abb. 124).

Im Betriebe benutzt man die Influenzmaschine lediglich als Stromquelle oder Generator. Grundsätzlich kann man sie auch in kinematischer Umkehr

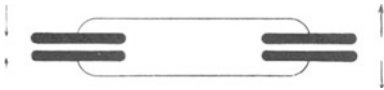


Abb. 125. Schema der Anordnung von Abb. 123. Zugleich Schema für statisches „Fernsprechen“ (für das Fernsprechen ist in eine der beiden Leitungen eine Batterie einzuschalten und dadurch eine dauernde Spannung aufrechtzuerhalten).

als Motor verwenden. In Abb. 123 sind die Polklemmen der beiden Influenzmaschinen paarweise durch Drähte („die beiden Fernleitungen“) verbunden. Die rechts stehende HOLTZsche Maschine wird als Generator mit der Hand gedreht. An der linken altertümlichen Maschine ist das Riemen-

gelege entfernt und dadurch die Lagerreibung erheblich vermindert worden. Diese Maschine läuft dann als Motor.

Der Versuch erscheint ein wenig als Spielerei. Er erläutert aber ganz gut das Wesen der elektrischen Energieübertragung. Es handelt sich in letzter Linie um das einfache Schema der Abb. 125. Abstandsänderungen der Platten auf der einen Seite erhöhen oder erniedrigen die Spannung. Diese Spannungsänderungen verkleinern oder vergrößern den Plattenabstand auf der anderen Seite. Dies Schema läßt sich technisch mannigfach ausgestalten, z. B. zum Fernsprechen. Man denke sich die oberen Platten als dünne, gegen Schallwellen nachgiebige Membranen. Dann können sich zwei gegen die Membranen sprechende Leute miteinander unterhalten. Solche Membran-

kondensatoren heißen Kondensator-telefon und Kondensatormikro-phon.

§ 38. Kapazitive Stromquellen für sehr hohe Spannungen bis zu einigen Millionen Volt baut man neuerdings nach dem Schema der Abb. 126. Man braucht sie für künstliche Atomzertrümmerung. Das Feld wird zwischen zwei großen kugelförmigen Elektroden *A* und *K* hergestellt. Dadurch vermeidet man alle „Sprühverluste“ durch „Spitzenströme“ (vgl. Abb. 90 und § 25, vorletzter Absatz). *A* wird mit dem $+$ -Pol einer kleinen Batterie verbunden. Der andere Pol dieser Batterie schmiert mit einem schleifenden Pinsel *1* negative Ladungen auf einen beweglichen Elektrizitätsträger. Es ist ein endloses Band, angetrieben von einem kleinen Elektromotor. Die Ladung dieses endlosen Bandes wird im Innern der Hohlkugel *K* von dem Pinsel *2* abgenommen und restlos der Kugeloberfläche zugeführt. Das Ganze ist lediglich eine technische Ausgestaltung des in Abb. 70 gezeigten Schauversuches. Man hat die Hin- und Herbewegung des Elektrizitätsträgers durch einen kontinuierlichen Transport auf einem „laufenden Band“ ersetzt. Man hat solche Generatoren mit Kugeln bis zu mehreren Metern Durchmesser gebaut und die beobachtenden Physiker in das feldfreie Innere hineingesetzt.

Man kann die kleine Batterie verkümmern lassen und die Aufladung des Bandes durch „Reibungselektrisierung“ zwischen Pinsel und Band hervorrufen. Dann erhält man die alte Reibungselektrisiermaschine (OTTO VON GUERICKE, 1672) in einer kleinen technischen Abart. Der umlaufende Elektrizitätsträger ist keine Trommel oder Scheibe mehr, sondern ein endloses Band (WALKIERS, 1784). Elektrizitätsträger in Bandform lassen sich in größeren Abmessungen herstellen als in Scheibenform, und daher erhält man größere Trennwege und Spannungen.

§ 39. Abschirmung elektrischer Felder; Käfigschutz. Oft muß man einen Raum gegen ein elektrisches Feld abschirmen. Die in Abb. 127 veranschaulichte Influenzerscheinung zeigt uns die grundsätzliche Möglichkeit: Man hat den zu schützenden Raum nur mit einer allseitig geschlossenen leitenden Hülle zu umgeben. Dann influenziert das Feld zwar auf der Außenwand der Hülle Ladungen. Das Innere der leitenden Hülle aber bleibt völlig feldfrei. Die Hülle braucht nicht einmal lückenlos geschlossen zu sein. Es genügt ein Gehäuse („Faraday-Käfig“) aus einem nicht zu weitmaschigen Drahtnetz. Es hält praktisch schon alle Feldlinien vom Innenraum fern. Das erläutert die in Abb. 128 dargestellte Anordnung.

Ohne den Käfig zeigt das statische Voltmeter einen großen Ausschlag. Mit dem Käfig zeigt das Voltmeter keinerlei Spannung an. Die Feldlinien können den Innenraum des Käfigs nicht erreichen. Man kann die Spannung der Maschine steigern und zwischen den Kugeln und dem Käfig klatschende

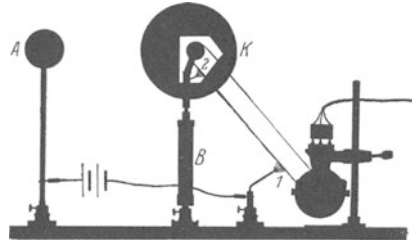


Abb. 126. Statischer Generator für hohe Spannungen ohne Sprühverluste. Das Innere der Kugel ist durch zwei Fenster sichtbar gemacht worden. *B* Isolator, unten rechts Elektromotor.

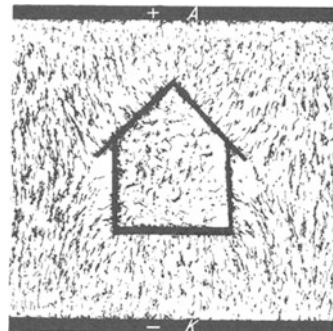


Abb. 127. Unterbrechung der elektrischen Feldlinien durch einen leitenden Hohlraum.

Funken überspringen lassen. Das Innere des Gehäuses bleibt funkenfrei. Denn zur Ausbildung eines Funkens muß vorher ein Feld vorhanden gewesen sein.

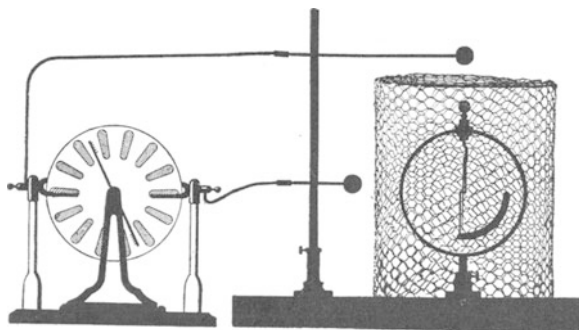


Abb. 128. Abschirmung eines elektrischen Feldes durch ein Sieb. (J. S. WARTZ, 1745.) Voltmeter wie in Abb. 25.

Während des Funkenüberganges werden die Wände des Gehäuses von einem schwachen Strom durchflossen. Dadurch entsteht nach dem Ohmschen Gesetz zwischen den Enden der Strombahn eine Spannung. Diese Spannung erzeugt auch ein Feld innerhalb des Gehäuses. Doch ist es sehr schwach, und daher macht es sich nicht durch eine Influenzierung auf das Voltmeter bemerkbar.

Der Käfigschutz spielt im Laboratorium und in der Technik eine erhebliche Rolle. Die Technik benutzt

ihn als Blitzschutz. Sie umkleidet z. B. Pulvermagazine mit einem weitmaschigen Drahtnetz. Nur darf sie nicht als weitere Sicherheitsmaßregel isoliert die Wasserleitung eines Löschhydranten einführen. Dann springt natürlich der Blitz vom Drahtkäfig durch das Haus zur Wasserleitung, und das Unglück ist da. Die Praxis hat mit solchen Anordnungen nicht gerade ruhmreiche Erfahrungen gesammelt!

Ein Hohlraum mit einem isoliert eingeführten Leiter ist kein Käfigschutz, sondern ein Kondensator. Das ist später vor allem bei den schnell wechselnden Feldern der elektrischen Schwingungen zu beachten.

§ 40. Messung kleiner Zeiten mit Hilfe des Feldzerfalles. Es handelt sich um eine Anwendung der Kondensatorgleichung $Q = C \cdot P$. — Es soll die Flugzeit einer Pistolenkugel längs weniger Zentimeter Flugbahn bestimmt werden.

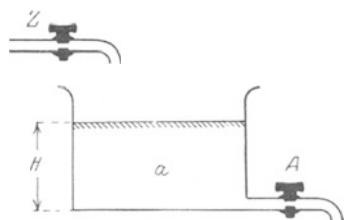


Abb. 129. Wassermodell zur Erläuterung einer elektrischen Zeitmessung.

Zur Erläuterung des Verfahrens geben wir zunächst eine mechanische Analogie. In Abb. 129 sei a ein Wasserbassin, Z der Zufluß-, A der Abflußhahn. Anfänglich seien beide Hähne offen. Dann stellt sich im Gleichgewicht eine gewisse Wasserhöhe H her; hängt doch die Ausfließgeschwindigkeit von der Höhe H ab. Jetzt schließen wir erst den Zufluß Z , dann Δt Sekunden später den Abfluß A . Dabei senkt sich der Wasserspiegel um die kleine Strecke ΔH . Diese Höhenabnahme ΔH ist der Zeit Δt proportional.

Die Übertragung dieser einfachen Zeitmessung ins Elektrische ist in Abb. 130 erläutert. An die Stelle des Wasserbehälters tritt der Kondensator KA . Der Zufluß der negativen elektrischen Substanz erfolgt durch die Leitung 1, der Abfluß durch die Leitung 2. Diese enthält einen Widerstand R von 10^4 Ohm. Statt der Hähne ist in beiden Leitungen ein Stanniolstreifen eingeschaltet. Die Pistolenkugel durchschlägt erst den Stanniolstreifen 1 und sperrt den Zufluß. Nach 2 cm Flugstrecke durchschlägt sie den Streifen 2 und versperrt auch den Abfluß. Während der Flugzeit Δt sinkt die Kondensatorspannung in Analogie zur Wasserstandshöhe um den kleinen Betrag ΔP . Der durch den Widerstand R abfließende Strom i ist dabei praktisch konstant. Er transportiert nach § 20 die Elektrizitätsmenge $Q = i \cdot \Delta t = C \cdot \Delta P$ durch den Widerstand hindurch.

Nach dem Ohmschen Gesetz, Gleichung (1), ist $i = P/R$, also haben wir für die Flugzeit

$$\Delta t = \frac{C \cdot \Delta P}{P} \cdot R \text{ Sekunden.} \quad (43)$$

Für einen praktischen Versuch machen wir $C = 2 \cdot 10^{-7}$ Farad (technischer Papierkondensator), $R = 10^4$ Ohm, $P = 200$ Volt. Wir beobachten für 2 cm (= 0,02 m) Flugbahn eine Spannungsabnahme ΔP von 10 Volt. Das gibt für die Flugzeit Δt den Wert 10^{-4} Sekunden. Dem entspricht eine Geschwindigkeit $v = 0,02/10^{-4} = 200$ m/sek.

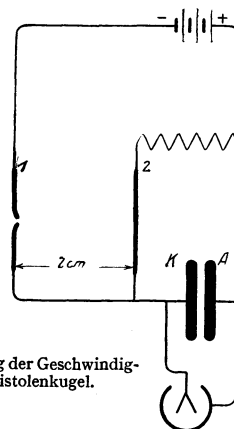


Abb. 130. Messung der Geschwindigkeit einer Pistolenkugel.

§ 41. Messung großer Widerstände mit Hilfe des Feldzerfalls. Im vorigen Paragraphen war die Spannungsabnahme ΔP als sehr klein und der gleichzeitig fließende „Entladungsstrom“ als konstant angesehen worden. Ohne diese Beschränkung muß man schreiben:

$$-dQ = idt = -C dP,$$

$$dt = -CR \frac{dP}{P},$$

$$\ln \frac{P}{P_0} = -\frac{t}{CR},$$

$$P = P_0 e^{-\frac{t}{CR}} \quad (44)$$

oder

$$i = i_0 e^{-\frac{t}{CR}}, \quad (45)$$

d. h. Spannung und Strom nehmen beim Feldzerfall exponentiell mit der Zeit ab. Das Beispiel eines solchen Verlaufes findet man in Abb. 72. Spannung oder Strom mögen in der „Halbwertszeit“ t_h von einem beliebigen Anfangswerte auf die Hälfte dieses Wertes abgesunken sein. Dann ist der Widerstand des das Feld zerstörenden Leiters

$$R = \frac{1}{0,694} \cdot \frac{t_h}{C}. \quad (46)$$

Zahlenbeispiel: In Abb. 72 war $C = 5 \cdot 10^{-8}$ Amperesek./Volt oder Farad; $t_h = 2$ Sekunden; folglich betrug der Widerstand R des eingeschalteten Holzstückes $5,8 \cdot 10^7$ Volt/Ampere oder Ohm. — Dies Verfahren der Widerstandsmessung ist für Widerstände von etwa 10^7 Ohm aufwärts praktisch das einzig brauchbare.

§ 42. Statische Voltmeter mit Hilfsfeld. In der Meßtechnik reicht gelegentlich die Empfindlichkeit der sonst so vorzüglichen Zweifadenvoltmeter nicht aus. Man greift dann zu statischen Voltmetern „mit Hilfsfeld“. Die verbreitetsten Ausführungen sind das Einfadenvoltmeter und das Quadrantvoltmeter.

Beide Instrumente sind lediglich technische Varianten des für unseren Fundamentalversuch gebrauchten Apparates (Abb. 98).

Die Abb. 131 gibt das Einfadenvoltmeter. Die beiden Kondensatorplatten AK sind durch zwei Schneiden ersetzt, der scheibenförmige Elektrizitätsträger α durch einen feinen, von einem Quarzbügel gespannten Platinhaardraht α . Die Fadenbewegung wird mikroskopisch abgelesen. $1/100$ Volt ist noch gut meßbar, die Einstelldauer zählt nach Zehntelsekunden.

Die Abb. 132 zeigt das Quadrantenvoltmeter. Bei ihm läßt eine radiale Symmetrie der Anordnung nur Drehbewegungen entstehen. An die Stelle der Kondensatorplatten A und K in Abb. 98 treten je zwei Metallplatten $A_1 A_2, K_1 K_2$ in Quadrantenform, an die Stelle

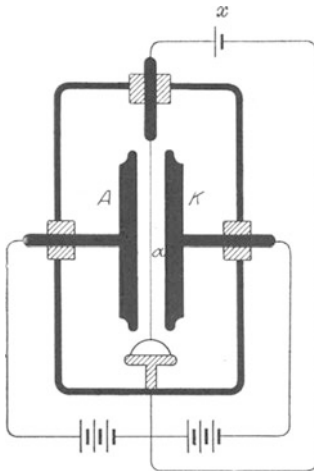


Abb. 131. Einfaden- oder Saitenvoltmeter.
 x unbekannte, zu messende Spannung.

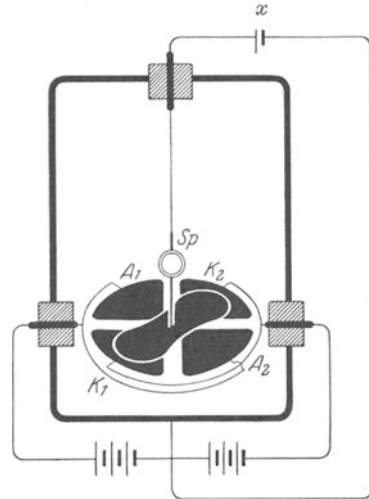


Abb. 132. Quadrantenvoltmeter. x unbekannte,
zu messende Spannung.

des scheibenförmigen Elektrizitätsträgers eine drehbar aufgehängte Metall-, „Nadel“ eigentümlich geschnittener Form. Die Ablesung erfolgt meist mit Spiegel Sp und Lichtzeiger. Die Empfindlichkeit geht bis zu etwa 10^{-4} Volt pro Skalenteil. Dafür ist die Einstelldauer sehr lang, entsprechend der nach vielen Sekunden zählenden Schwingungsdauer des drehbaren Systems. — Dieser Nachteil wird von einer modernen Konstruktion mit winziger Nadel an beiderseitig gespanntem Faden und mit Mikroskopablesung vermieden.

V. Materie im elektrischen Feld.

§ 43. **Vorbemerkung.** Wir haben im Sinne idealisierender Grenzfälle die Materie in Leiter und Isolatoren eingeteilt. In Leitern bricht ein elektrisches Feld zusammen, Isolatoren können als „Dielektrikum“ vom elektrischen Felde durchsetzt werden. Dies Kapitel behandelt „Dielektrika“ im elektrischen Felde. Sein Inhalt ist für das Verständnis der übrigen nicht erforderlich. Der einzige für die andern Kapitel unentbehrliche Punkt ist bereits in § 26 vorweggenommen worden. Dies Kapitel geht in mehreren Paragraphen über den Rahmen einer „Einführung“ hinaus und setzt in § 48 einige Kenntnisse aus dem Gebiet der Atomphysik voraus.

§ 44. **Begriffsbildung.** Bisher galt unsere Darstellung dem elektrischen Felde im leeren Raum. Die Anwesenheit der Luftmoleküle war von ganz untergeordneter Bedeutung. Ihr Einfluß macht sich erst in der 4. Dezimale mit 6 Einheiten bemerkbar.

Im Gegensatz dazu wollen wir das elektrische Feld jetzt im Dielektrikum verlaufen lassen und dessen Einfluß auf die Verschiebungsdichte untersuchen. Wir beschränken uns absichtlich auf diese Größe. Nur sie ist in Materie einwandfrei und bequem meßbar. Man mißt in Materie nur die Verschiebungsdichte \mathfrak{D} und berechnet die elektrische Feldstärke \mathfrak{E} . Das ist allgemeiner Brauch und damit ist man jeder Aufgabe gewachsen.

Wir beginnen mit dem grundlegenden Versuch. Gegeben das homogene Feld eines flachen Plattenkondensators. Dieser Kondensator kann nach Belieben mit dem Dielektrikum angefüllt oder wieder entleert werden (Abb. 133). Wir messen nacheinander mit Hilfe von Stromstößen die Verschiebungsdichte \mathfrak{D}_m des gefüllten und \mathfrak{D}_0 des leeren Kondensators.

An Hand dieser Messung im homogenen elektrischen Felde definieren wir
1. Die Dielektrizitätskonstante¹⁾

$$\varepsilon = \frac{\text{Verschiebungsdichte } \mathfrak{D}_m \text{ mit Materie}}{\text{Verschiebungsdichte } \mathfrak{D}_0 \text{ ohne Materie}} \quad (47)$$

Die Dielektrizitätskonstante ε ist also eine dimensionslose Zahl.

2. Die Elektrisierung

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{D}_m - \mathfrak{D}_0 = \mathfrak{E}_0 \varepsilon_0 (\varepsilon - 1). \quad (48)$$

Die Elektrisierung ist also die zusätzliche, von der Materie herrührende Verschiebungsdichte. Ihre Einheit ist 1 Amperesek./m².

Gleichwertig ist eine andere Definition: Es ist die Elektrisierung

$$\mathfrak{P} = \frac{\mathfrak{M}}{V} = \frac{\text{elektrisches Moment}}{\text{Volumen}}. \quad (49)$$

Herleitung: Wir denken uns eine Kiste (Basisfläche F , Länge l) homogen elektrisiert. Dann ist die Ladung an ihren Grenzflächen $Q = \mathfrak{P}F$. Ferner ist nach Gleichung (33) von S. 44 ihr elektrisches Moment $\mathfrak{M} = Q \cdot l = \mathfrak{P} \cdot Fl = \mathfrak{P} \cdot V$; folglich $\mathfrak{P} = \mathfrak{M}/V$.

¹⁾ Ein kürzerer Name, etwa „Schubzahl“, wäre vorzuziehen.

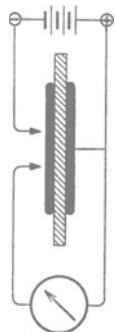


Abb. 133. Messung der Dielektrizitätskonstante ε .

3. Die elektrische Suszeptibilität

$$\xi = \epsilon - 1 = \frac{\text{Elektrisierung } \mathfrak{B} \text{ der Materie}}{\text{Verschiebungsdichte } \mathfrak{D}_0 \text{ ohne Materie}} \quad (50)$$

Die erste und dritte dieser Definitionen ist rein formal. Die zweite hingegen enthält in der rechten Hälfte der Gleichung (48) eine neue physikalische Aussage: Sie benutzt auch für den gefüllten Kondensator den Begriff einer elektrischen Feldstärke und nennt diese Feldstärke \mathfrak{E}_0 . Was soll dies \mathfrak{E}_0 bedeuten? — Die Antwort stützt sich auf das in Abb. 134 skizzierte Experiment. Wir sehen wieder einen flachen Kondensator mit Materie erfüllt. Diesmal enthält der eingeführte Körper in der Feldrichtung ein Loch von beliebigem, aber konstantem Querschnitt. Der über dem Loch gelegene Teil der einen Kondensatorplatte ist von den übrigen durch schmale Schlitzte getrennt. Wir können daher die Verschiebungsdichte $\mathfrak{D} = Q/F$ für den leeren und für den gefüllten Teil des Plattenkondensators getrennt messen.

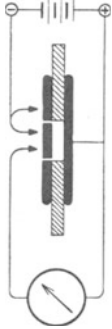


Abb. 134. Zur Definition des elektrischen Feldes im Innern der Materie.

Dabei findet man in dem leeren Loch die gleiche Verschiebungsdichte \mathfrak{D}_0 wie im leeren, von Materie freien Kondensator. Auf die Weite des Loches kommt es nicht an. Auf Grund dieses Befundes schließt man zweierlei. Erstens: In jedem noch so engen, von Materie freien Längskanal herrscht ein elektrisches Feld und so im Sinne eines Grenzüberganges auch „im Inneren“ der Materie¹⁾. — Zweitens: Die Feldstärke \mathfrak{E}_0 im freien Längskanal ist in dem hier untersuchten Sonderfall des ganz gefüllten Plattenkondensators gleich der Feldstärke $\mathfrak{E}_{\text{Kond}}$ des leeren Kondensators. (Bei einer nur teilweisen Füllung, wie in § 46, darf man keineswegs $\mathfrak{E}_0 = \mathfrak{E}_{\text{Kond}}$ setzen.) — Wir merken uns also:

1. Bei der Definition der dielektrischen Materialwerte bezeichnet \mathfrak{E}_0 die Feldstärke innerhalb eines von Materie freien, in der Feldrichtung gebohrten Längskanals von winzigem Querschnitt.

2. Auf dieser physikalischen Bedeutung der Größe \mathfrak{E}_0 auch „innerhalb“ der Materie beruht die ganze Untersuchung der dielektrischen Materialeigenschaften der Materie. Man fragt: Wie hängen \mathfrak{D}_m und \mathfrak{B} von \mathfrak{E}_0 ab?

§ 45. Verfahren zur Messung dielektrischer Materialwerte. Zahlenbeispiele.

Im Prinzip kann man die am Schluß von § 44 gestellten Fragen mit dem Meßverfahren der Abb. 133 beantworten. Man mißt mit zwei Stromstößen das Verhältnis zweier Flächendichten der Kondensatorladungen mit und ohne Materie. Ihr Verhältnis gibt uns die Dielektrizitätskonstante, und daraus kann man die übrigen Größen gemäß ihren Definitionsgleichungen (48) bis (51) berechnen. Die dazu erforderlichen Werte von \mathfrak{D}_0 und \mathfrak{E}_0 sind die des leeren Kondensators.

Für die praktische Ausführung dieser Messungen kann man natürlich mannigfache Abwandlungen angeben. Meist benutzt man statt nur eines Stromstoßes beim Entladen oder Laden des Kondensators eine periodische Folge solcher Stromstöße. Man erhält sie mit Hilfe von „Wechselströmen“. Außerdem steigert man die Empfindlichkeit nach dem Schema der „Differenz“- oder „Nullmethoden“, z. B. irgendeiner „Brückenschaltung“ (Abb. 135).

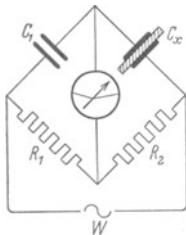


Abb. 135. Brückenschaltung zur Vergleichung zweier Kapazitäten.

¹⁾ Dabei ist die Materie durchaus als Kontinuum aufgefaßt, d. h. ihre atomistische Struktur außer acht gelassen.

Die Tabelle 1 gibt einige so gemessene Zahlenwerte.

Tabelle 1.

Substanz	Relative, auf Luft = 1 bezogene Dielektrizitätskonstante ϵ	Substanz	Relative, auf Luft = 1 bezogene Dielektrizitätskonstante ϵ
Flüssige Luft	1,5	Petroleum.	1,9—2,3
Eis	3,1	Paraffin.	2,3
Schwefel	4,0	Bernstein	2,8
Quarz	4,5	Hartgummi	etwa 2,9
Diamant	5,5	Gläser	etwa 5,5—7
Wasser	81	Porzellan	4,5

§ 46. Entelektrisierung. Elektrische Felder in Hohlräumen eines Dielektrikums. Bei den bisherigen Versuchen war das ganze elektrische Feld des Kondensators mit dem Dielektrikum ausgefüllt. Das elektrische Feld \mathcal{E}_0 „im Innern“ der Materie, also in einem fiktiven Längskanal, war mit dem des leeren Kondensators, also $\mathcal{E}_{\text{Kond}}$, identisch. Infolgedessen durften wir bisher für beide die gleichen Buchstaben \mathcal{E}_0 und \mathcal{D}_0 benutzen. Ganz anders bei einem begrenzten Stück eines Dielektrikums im elektrischen Felde, etwa dem zylindrischen Stück in Abb. 136. Auch hier ist ein Längskanal frei gelassen. In diesem Längskanal herrscht aber keineswegs noch das elektrische Feld des leeren Kondensators, sondern es ist viel kleiner: Auf den Enden des Zylinders sitzen influenzierte Ladungen, und von diesen laufen Feldlinien dem Kondensatorfeld entgegen durch den Kanal hindurch. Im letzteren mißt man nur noch die Verschiebungsdichte

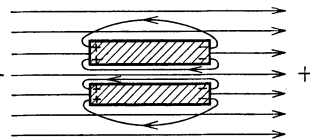


Abb. 136. Entelektrisierung durch influenzierte Ladungen.

$$\mathcal{D}_0 = \mathcal{D}_{\text{Kond}} - N\mathfrak{P}. \tag{52}$$

Dabei bedeutet $N\mathfrak{P}$ den von den gegenläufigen Feldlinien herrührenden und daher abzuziehenden Anteil. Dieser Anteil ist der Elektrizierung \mathfrak{P} des Stückes proportional und der Faktor N berücksichtigt die geometrische Gestalt des Stückes. Beim nachträglichen Ausfüllen des Längskanals mit Materie steht also für die Erzeugung der Elektrizierung nur noch das stark geschwächte Feld zur Verfügung mit seiner Feldstärke

$$\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_{\text{Kond}} - \frac{N}{\epsilon_0} \cdot \mathfrak{P}. \tag{53}$$

Ein in Richtung der Feldlinien begrenztes Versuchsstück bekommt also je Volumeneinheit ein kleineres elektrisches Moment als ein Versuchsstück von der ganzen Länge der Feldlinien. Diese Beeinträchtigung seiner Elektrizierung nennt man die Entelektrisierung.

Im allgemeinen wird das Feld im Innern des Versuchsstückes nicht nur geschwächt, sondern auch inhomogen gemacht. In Stücken jedoch von der Gestalt eines Rotationsellipsoids bleibt das Feld homogen. Das ist für die Grenzfälle „flache Platte“ und „langer Zylinder“ evident. Der allgemeine Beweis führt hier zu weit. Für Rotationsellipsoide findet man den „Entelektrisierungsfaktor“ N in Tabelle 2. — In der Meßtechnik ersetzt man meist schlanke Ellipsoide durch schlanke Zylinder.

Gelegentlich kommt auch der umgekehrte Fall vor: Ein Kondensatorfeld ist mit Ausnahme eines kleinen Hohlraumes ganz mit Materie angefüllt.

Tabelle 2.

Länge Dicke	0 (Platte)	1 (Kugel)	10	20	50	100	500	∞ endloser Draht
Entelektrisie- ungs- oder Ent- magnetisierungs- faktor N	1	$\frac{1}{3}$	0,0203	0,0068	0,0014	0,0004	0,000024	0

Im Schrifttum werden diese Zahlenwerte meistens mit dem Faktor 4π verziert. Man schreibt also als Entmagnetisierungsfaktor einer Kugel nicht $\frac{1}{3}$ sondern $4\pi/3$.

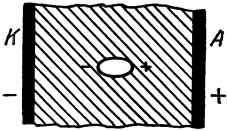


Abb. 137. Hohlraum in einem elektrisierten Dielektrikum.

In diesem Hohlraum ist das elektrische Feld größer als im leeren Kondensator. Für Hohlräume in Gestalt eines Rotationsellipsoides Abb. 137 gilt z. B.

$$\mathcal{E}_{\text{Hohlraum}} = \mathcal{E}_0 + \frac{N}{\epsilon_0} \cdot \mathfrak{P}. \tag{54}$$

Die Dielektrizitätskonstante ϵ wurde auf S. 55 durch die Gleichung (47) definiert. — An Gleichung (54) anknüpfend, kann man eine gleichwertige, in der theoretischen Physik oft benutzte Definitionsgleichung für ϵ aufstellen. Man denkt sich den Hohlraum einmal als flachen, zur Feldrichtung senkrechten Schlitz, Kennwort Querschlitz; das andere Mal als einen langen dünnen, der Feldrichtung parallelen Kanal, Kennwort Längskanal. Dann gilt für die Dielektrizitätskonstante

$$\epsilon = \frac{\text{elektrische Feldstärke im Querschlitz}}{\text{elektrische Feldstärke im Längskanal}}. \tag{54a}$$

Beweis: Im Querschlitz ist der Entelektrisierungsfaktor $N = 1$, im Längskanal ist $N = 0$. Somit liefert Gleichung (54)

$$\frac{\mathcal{E}_{\text{Querschlitz}}}{\mathcal{E}_{\text{Längskanal}}} = \frac{\mathcal{E}_0 + \frac{\mathfrak{P}}{\epsilon_0}}{\mathcal{E}_0} = 1 + \frac{\mathfrak{P}}{\epsilon_0 \mathcal{E}_0}.$$

Für \mathfrak{P} fanden wir auf S. 55 die Beziehung

$$\mathfrak{P} = \epsilon_0 \mathcal{E}_0 (\epsilon - 1). \tag{48}$$

Die Zusammenfassung beider Gleichungen liefert Gleichung (54 a).

§ 47. Messung dielektrischer Materialwerte an homogen elektrisierten Ellipsoiden. Die dielektrischen Materialwerte gewinnen für die Chemie und für die Atomphysik dauernd an Bedeutung. Es liegt aber viel Material nur in kleinen Versuchsstücken vor. Es reicht oft im entferntesten nicht zum Ausfüllen des ganzen Meßkondensators. In diesen Fällen mißt man nicht die Dielektrizitätskonstante ϵ , sondern die Elektrizierung \mathfrak{P} (in Amperesek./m²) und berechnet daraus ϵ usw. gemäß den in § 44 gegebenen Definitionsgleichungen.

Man bringt den Körper vom Volumen V in ein elektrisches Feld und mißt das durch die Elektrizierung \mathfrak{P} entstehende elektrische Moment $\mathfrak{M} = \mathfrak{P} \cdot V$. (49)

Dazu benutzt man meistens eine Kraftmessung im inhomogenen radialsymmetrischen Felde einer Kugel (Abb. 138). Dabei gilt

$$K = \mathfrak{M} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial R}. \tag{40} \text{ v. S. 45}$$

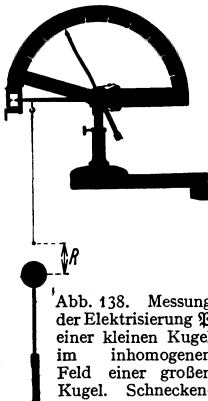


Abb. 138. Messung der Elektrizierung \mathfrak{P} einer kleinen Kugel im inhomogenen Feld einer großen Kugel. Schneckenfederwaage als Kraftmesser.

An der Oberfläche der großen Kugel herrscht die Feldstärke

$$\mathcal{E}_r = \frac{P}{\epsilon_0} \tag{12} \text{ v. S. 33}$$

und folglich am Beobachtungsort im Abstände R die Feldstärke

$$\mathcal{E}_R = \frac{P}{\epsilon_0} \cdot \frac{r^2}{R^2} = \frac{P r}{R^2}. \tag{55}$$

Durch Differentiation erhält man als Feldanstieg

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_R}{\partial R} = \frac{2Pr}{R^3}, \quad (56)$$

und somit aus Gleichung (40)

$${}^{\circ}\mathfrak{B} = \frac{KR^3}{2Pr}. \quad (57)$$

Durch Division mit dem Volumen V des Versuchsstückes bekommt man nach Gleichung (49) von S. 55 dessen Elektrisierung

$$\mathfrak{B} = \frac{KR^3}{{}^{\circ}2PrV}. \quad (58)$$

Aus der Elektrisierung \mathfrak{B} berechnet man dann die elektrischen Materialwerte, z. B.

$$(\varepsilon - 1) = \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{D}_0}. \quad \text{Gl. (50) v. S. 56}$$

Dabei ist \mathfrak{D}_0 die Verschiebungsdichte „im Inneren“ des Versuchsstückes. Sie ist infolge der Entelektrisierung kleiner als die Verschiebungsdichte $\varepsilon_0 \mathfrak{E}_R$ am Beobachtungsort ohne das Versuchsstück. „Im Inneren“ des Versuchsstückes herrscht nur die Verschiebungsdichte

$$\mathfrak{D}_0 = \varepsilon_0 \mathfrak{E}_R - N\mathfrak{B}. \quad (52)$$

Somit bekommen wir

$$(\varepsilon - 1) = \frac{\mathfrak{B}}{\varepsilon_0 \mathfrak{E}_R - N\mathfrak{B}}, \quad (59)$$

und zusammen mit (55) und (58)

$$\left(\frac{1}{\varepsilon - 1}\right) + N = \varepsilon_0 \frac{{}^{\circ}2P^2 r^2 V}{R^5 K}. \quad (60)$$

Zahlenbeispiel: Kugelförmiges Versuchsstück aus Bernstein; $\varnothing = 6 \text{ mm}$; $V = 1,13 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3$; $r = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$; $P = 10^5 \text{ Volt}$; $R = 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$; $\varepsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \text{ Amperesek./Volt Meter}$; Entelektrisierungsfaktor $N = 1/3$ (Tabelle 2 von S. 58); K beobachtet = 2,9 Millipond = $2,9 \cdot 10^{-5} \text{ Gro\ss} \text{dyn}$; dann ergibt sich aus Gl. (60) ε , die Dielektrizitätskonstante des Bernsteins = 2,8.

§ 48. Die molekulare elektrische Polarisierbarkeit \mathfrak{p} . Auf S. 55 definierten wir die

$$\text{Elektrisierung } \mathfrak{B} = \mathfrak{E}_0 \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) = \frac{\text{elektrisches Moment}}{\text{Volumen}} = \frac{\mathfrak{B}}{V}. \quad (61)$$

Ferner benutzen wir die Bezeichnung¹⁾

$$\mathfrak{N} = \frac{\text{Molekülzahl } n}{\text{Volumen } V}.$$

Im molekularen Bilde muß sich das elektrische Moment \mathfrak{B} aus den elektrischen Elementarmomenten w der n Moleküle zusammensetzen, also $\mathfrak{B} = n \cdot w$. Wir erhalten demgemäß aus (48)

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{N} w \quad (61)$$

und definieren

$$\frac{\text{elektrisches Moment } w \text{ eines Moleküls}}{\text{Feldstärke } \mathfrak{E}_0 \text{ ohne Materie}} = \text{molekulare elektrische Polarisierbarkeit } \mathfrak{p}$$

oder

$$w = \mathfrak{p} \cdot \mathfrak{E}_0 \quad (62) \quad \text{und} \quad \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon - 1)}{\mathfrak{N}} = \mathfrak{p}. \quad (62a)$$

In Gleichung (62) wird das elektrische Moment w der einzelnen Moleküle der Feldstärke \mathfrak{E}_0 des leeren Kondensators proportional gesetzt und dann der Proportionalitätsfaktor \mathfrak{p} gemäß Gleichung (62a) berechnet. Ist das beim Übergang zum atomistischen Bilde noch sinnvoll?

Für Gase, Dämpfe und verdünnte Lösungen ist diese Frage zu bejahen. Bei ihnen ist der Abstand der einzelnen polarisierten Moleküle groß. Man darf die Wechselwirkung zwischen den polarisierten Molekülen vernachlässigen. Man

¹⁾ Die Bestimmung von \mathfrak{N} findet man auf S. 274.

kann auch im atomistischen Bilde als polarisierendes Feld \mathcal{E}_0 in Gleichung (62) einfach das ursprüngliche des leeren Kondensators nehmen.

In Flüssigkeiten und Festkörpern hingegen ist im atomistischen Bilde die Wechselwirkung zwischen den polarisierten Molekülen zu berücksichtigen. Zu diesem Zweck faßt man ein einzelnes Molekül a ins Auge. Die übrigen Moleküle teilt man in zwei Gruppen von ungleicher Größe. Zur ersten kleineren Gruppe zählt man alle Moleküle in der Nachbarschaft von a . Als Grenze dieses nachbarlichen Bereiches setzt man willkürlich eine Kugeloberfläche mit a als Zentrum fest. Als Radius dieser Kugel denkt man sich willkürlich etwa das 10fache des Moleküldurchmessers. Zur zweiten größeren Gruppe der Moleküle zählt man dann alle übrigen, außerhalb dieser Kugel befindlichen. In amorphen Körpern und regulären Kristallen sind die Nachbarmoleküle innerhalb der gedachten Grenzfläche vom Molekül a aus gesehen kugelsymmetrisch angeordnet. Daher hebt sich ihr Einfluß auf. Es verbleibt nur der Einfluß der zweiten Gruppe. Das Molekül a schwebt, bildlich gesprochen, in einem kugelförmigen Hohlraum des elektrisierten Körpers. Man hat also den in Abb. 137 behandelten Fall. In diesem Hohlraum kommt zum ursprünglichen Feld \mathcal{E}_0 ein der Elektrisierung \mathfrak{P} proportionales Zusatzfeld hinzu. In ihm herrscht die Feldstärke

$$\mathcal{E}_{\text{Hohlkugel}} = \mathcal{E}_0 + \frac{1}{3 \varepsilon_0} \mathfrak{P} \quad (54)$$

($1/3$ = Entelektrisierungsfaktor N bei Kugelgestalt; $\varepsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$ Amperesek./Volt Meter).

Diese Feldstärke ist bei der Elektrisierung des ins Auge gefaßten Moleküles a wirksam und deswegen schreibt man für Flüssigkeiten und Festkörper statt Gleichung (62) als Definitionsgleichung

$$w = p \left(\mathcal{E}_0 + \frac{1}{3 \varepsilon_0} \mathfrak{P} \right). \quad (64)$$

Dazu nimmt man

$$\mathcal{E}_0 = \frac{\mathfrak{P}}{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)} \quad \text{Gl. (48) v. S. 55}$$

und

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{N} w. \quad \text{Gl. (61) v. S. 59}$$

So bekommt man die von CLAUDIUS und MOSSOTTI angegebene Beziehung zur Berechnung der molekularen elektrischen Polarisierbarkeit

$$p = \frac{3 \varepsilon_0}{\mathfrak{N}} \frac{(\varepsilon - 1)}{(\varepsilon + 2)} \left[\frac{\text{Amperesek. Meter}}{\text{Volt/Meter}} \right] \quad (65)$$

[ε_0 siehe oben; \mathfrak{N} = (Zahl der Moleküle)/Volumen vgl. S. 274].
Diese Gleichung geht für ε nahezu = 1 in Gl. (62a) über.

§ 49. Die Deutung der molekularen elektrischen Polarisierbarkeit p . Dielektrische und parelektrische Moleküle. Die Gleichung (62) von S. 59 $w = p \mathcal{E}_0$ war lediglich eine Definitionsgleichung für die molekulare Polarisierbarkeit p . Die Beobachtungen ergeben einen wichtigen Befund: Man findet p experimentell als eine für das Molekül charakteristische Konstante. Wie ist die Tatsache dieser Konstanz zu deuten? Es ergeben sich zwei Möglichkeiten:

1. Die Moleküle haben für sich allein kein elektrisches Moment, sie sind „unpolar“. Ihr Moment entsteht erst unter der Einwirkung des elektrischen Feldes durch einen Influenzvorgang, die an sich unpolaren Moleküle werden durch die Influenz „elektrisch deformiert“.

2. Die Moleküle besitzen schon unabhängig vom äußeren Feld ein elektrisches Moment. Solche Moleküle sollen fortan „polare“ oder „parelektrische Moleküle“ heißen. Das äußere elektrische Feld \mathcal{E}_0 sucht diese kleinen Dipole in seine Richtung einzustellen. Dem wirkt die molekulare Wärmebewegung entgegen und dreht die Dipole wieder aus der Feldrichtung heraus.

Diesen Fall der „polaren Moleküle“ wollen wir weiter erörtern:

Ein quer zur Feldrichtung gedrehter elektrischer Dipol enthält die potentielle Energie

$$E = w \mathcal{E}_0 \text{ [Wattsekunden]} \tag{66}$$

[folgt aus Gl. (33) von S. 44].

Diese potentielle Energie setzen wir $= 3 \cdot k T_{\text{abs}}$, also größenordnungsmäßig gleich der Energie der anstoßenden Moleküle ($k = \text{BOLTZMANNSCHE KONSTANTE} = 1,38_4 \cdot 10^{-23} \text{ Wattsek./Grad}$, $T_{\text{abs}} = \text{absolute Temperatur}$, vgl. Mechanikband § 149), also

$$w \mathcal{E}_0 = 3 k T_{\text{abs}}. \tag{67}$$

Dazu nehmen wir die Gleichung

$$w = p \mathcal{E}_0 \tag{62} \text{ v. S. 59}$$

und erhalten

$$p = \frac{w^2}{3 k T_{\text{abs}}} \left[\frac{\text{Amperesek. Meter}}{\text{Volt/Meter}} \right]. \tag{68}$$

in Worten: Die Anwesenheit von „polaren“ oder „parelektrischen Molekülen“ ist an der Temperaturabhängigkeit der molekularen elektrischen Polarisierbarkeit p zu erkennen (DEBYE, 1912)¹⁾.

Die Abb. 139 zeigt uns als Beispiel die experimentell beobachtete Temperaturabhängigkeit der molekularen elektrischen Polarisierbarkeit p des HCl-Moleküls²⁾. Aus ihr berechnet man mit Hilfe der Gleichung (68) als permanentes elektrisches Moment des einzelnen HCl-Moleküls

$$w = 3,44 \cdot 10^{-30} \text{ Amperesek. Meter}^3).$$

Man kann sich also das Molekül in elektrischer Hinsicht ersetzt denken durch zwei elektrische Elementarladungen von je $1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden im Abstände von $2,2 \cdot 10^{-11}$ m. (Zum Vergleich: die Größenordnung des Moleküldurchmessers ist einige 10^{-10} m.)

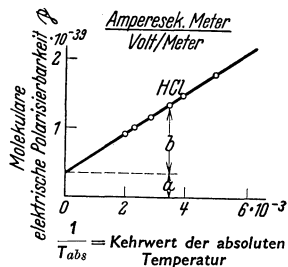


Abb. 139. Polarisierbarkeit eines Dipolmoleküles bei verschiedenen Temperaturen. Der konstante Anteil a rührt von „Influenz“ oder „Moleküldeformation“ her, der veränderliche b von der Ausrichtung der thermisch ungeordneten polaren Moleküle. Er allein ist in Gl. (68) einzusetzen.

¹⁾ Eine strenge Herleitung der Gl. (68) und ebenso später der Gl. (136) auf S. 110 führt hier zu weit.

²⁾ Im Schrifttum wird die Polarisierbarkeit, also Ladung · Abstand/Feldstärke oft in cm^3 angegeben. Solche Werte muß man mit $1,11 \cdot 10^{-16}$ multiplizieren, um die Polarisierbarkeit in $\frac{\text{Amperesek. Meter}}{\text{Volt/Meter}}$ zu erhalten.

³⁾ Im Schrifttum gibt man w (meist μ genannt) oft in der Einheit $\text{cm}^{3/2} \text{ gr}^{1/2} \text{ sek}^{-1}$ an. Solche Werte muß man mit $3,33 \cdot 10^{-12}$ multiplizieren, um das elektrische Moment in Amperesekunden · Meter zu erhalten. So ist z. B. das elektrische Moment des HCl-Moleküls $= 1,03 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{3/2} \text{ gr}^{1/2} \text{ sek}^{-1} = 3,43 \cdot 10^{-30} \text{ Amperesek. Meter}$. — Berechnung: In Abb. 139 hat der von den parelektrischen Molekülen herrührende Anteil b der elektrischen

Polarisierbarkeit bei $T_{\text{abs}} = 273$ Grad den Zahlenwert $p = 1,05 \cdot 10^{-39} \frac{\text{Amperesek. Meter}}{\text{Volt/Meter}}$. Einsetzen dieses Wertes in Gleichung (68) ergibt

$$w^2 = 1,05 \cdot 10^{-39} \cdot 3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2,73 \cdot 10^2$$

$$w = \sqrt{11,8 \cdot 10^{-60}} = 3,44 \cdot 10^{-30} \text{ Amperesek. Meter.}$$

oder

VI. Das magnetische Feld.

§ 50. Herstellung verschieden gestalteter magnetischer Felder durch elektrische Ströme (OERSTED, 1820). Die einführende Übersicht des I. Kapitels nannte drei Kennzeichen des Stromes in einem Leiter: 1. das den Leiter umgebende Magnetfeld, 2. die Erwärmung und 3. chemische Veränderungen des Leiters.

Diese drei Kennzeichen sind durchaus nicht gleichwertig. Chemische Änderungen fehlen in den technisch wichtigsten Leitern, den Metallen. Auch die Erwärmung des Leiters kann unter bestimmten Bedingungen fortfallen (Supraleitung, § 113). Aber das Magnetfeld bleibt unter allen Umständen. Das Magnetfeld ist der unzertrennliche Begleiter des elektrischen Stromes.

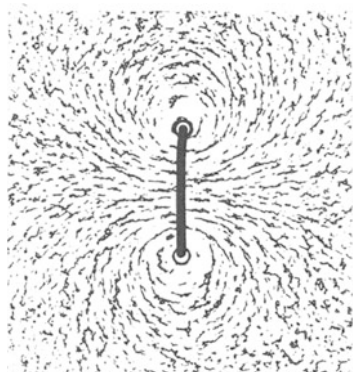


Abb. 140. Magnetische Feldlinien eines stromdurchflossenen Kreisringes, mit Eisenfeilicht sichtbar gemacht.

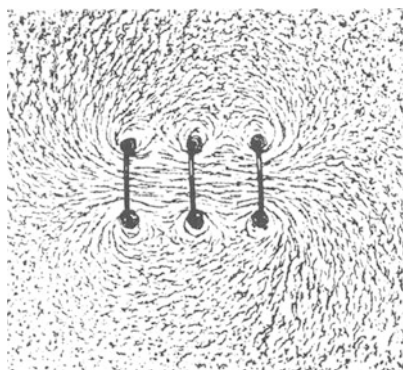


Abb. 141. Magnetische Feldlinien dreier paralleler, von gleichen Strömen durchflossener Kreisringe.

Das Magnetfeld kann genau wie das elektrische Feld im leeren Raum existieren. Die Anwesenheit der Luftmoleküle (vgl. Abb. 55) ist von gänzlich untergeordneter Bedeutung. Auch das Magnetfeld lernen wir nur durch die Erfahrung kennen. Wir beobachten in einem magnetischen Feld andere Vorgänge als in einem gewöhnlichen Raum. Das ist auch hier das Entscheidende. Der wichtigste dieser Vorgänge war uns bisher die kettenförmige Anordnung von Eisenfeilicht in den Bildern magnetischer Feldlinien.

Wir wollen das Magnetfeld jetzt weiter erforschen. Wir beginnen mit der Betrachtung einiger typischer Gestalten des magnetischen Feldes:

Die magnetischen Feldlinien eines langen geraden stromdurchflossenen Leiters sind konzentrische Ringe (Abb. 4).

Für einen kreisförmigen Leiter erhalten wir Feldlinien nach Abb. 140. Die „Kreise“ erscheinen exzentrisch nach außen verdrängt und etwas verformt. Wir stellen eine Reihe Kreiswindungen nebeneinander (Abb. 141). Jetzt überlagern sich die Feldlinienbilder der einzelnen Windungen. Dabei denke man sich jede Windung an eine besondere Stromquelle angeschlossen. Bequemer

schickt man denselben Strom durch alle Windungen. Das macht man am einfachsten durch schraubenförmiges Aufspulen eines Drahtes (vgl. Abb. 142 u. 143).

Eine Kompaßnadel zeigt normalerweise mit einem Ende nach Norden. Man nennt es ihren Nordpol und markiert es durch eine Pfeilspitze. — Im Magnetfeld einer Spule stellt sich die Kompaßnadel überall in die Richtung der Feldlinien (Abb. 142). Die Richtung der Pfeilspitze nennt man vereinbarungsgemäß die positive Feldrichtung.

Dasselbe Feld wie mit einer einzelnen Spule erhält man mit einem Bündel gleich langer, dünner Spulen. Das Bündel muß nur den gleichen Querschnitt ausfüllen, und alle Spulen müssen von Strömen gleicher Amperezahl durchflossen werden. Abb. 144 zeigt ein so experimentell gewonnenes Feldlinienbild. Man vergleiche es mit Abb. 143. Dieser experimentelle Befund ist leicht verständlich. Wir zeichnen in Abb. 145 das Spulenbündel im Querschnitt.

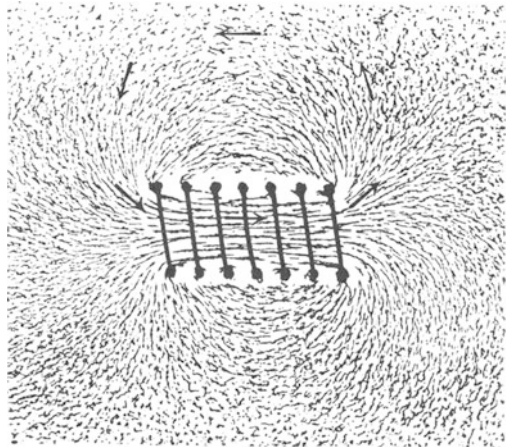


Abb. 142. Magnetische Feldlinien einer gedrungenen, stromdurchflossenen Spule. Die Pfeile bedeuten Kompaßnadeln, die Spitzen deren Nordpole. Man denke sich am Spulende oben links den + -Pol der Stromquelle.

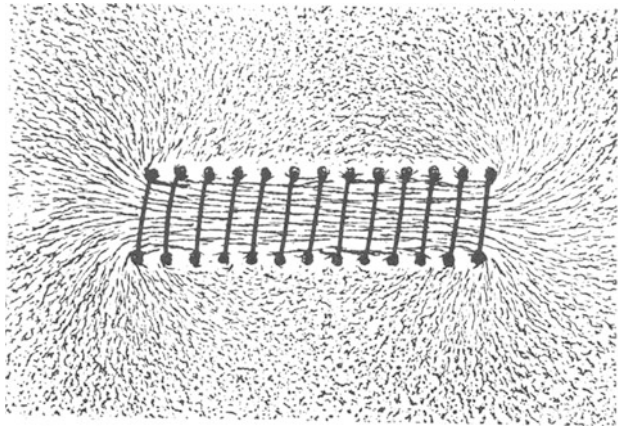


Abb. 143. Magnetische Feldlinien einer gestreckten stromdurchflossenen Spule. Im Innern der Spule ein homogenes Magnetfeld.

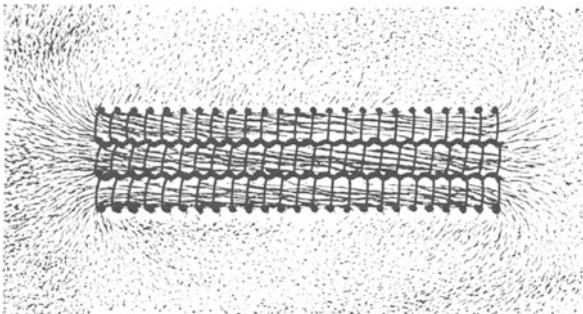


Abb. 144. Magnetfeld eines Spulenbündels. Die Einzelspulen waren bei diesem Modellversuch völlig getrennt. Die zickzackförmige Verbindung wird durch die Anhäufung von Eisenfeilicht zwischen benachbarten Drähten vorgetäuscht.

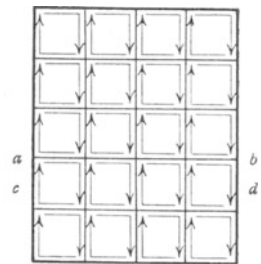


Abb. 145. Schema eines Bündels langer quadratischer Einzelspulen, *ab* Zeichenebene der Abb. 205, *cd* der Abb. 144.

Dabei wählen wir zur Vereinfachung der Zeichnung alle Querschnitte quadratisch. Man sieht in Abb. 145 im Innern überall benachbarte Ströme in einander entgegengesetztem Sinne fließen. Ihre Wirkung hebt sich auf. Es bleibt nur die Wirkung der dick gezeichneten Windungsstücke an der Oberfläche des Spulenbündels. Es bleibt also nur die Strombahn der umhüllenden Spule wirksam.

An den Enden der Spulen gehen Feldlinien in den Außenraum. Sie treten nicht nur durch die beiden Öffnungen der Spule aus, sondern in deren Nähe schon seitlich zwischen den Spulenwindungen hindurch. Diese Austrittsgebiete der Feldlinien bezeichnet man als die Pole der Spule, und zwar in Analogie zum Stabmagneten. Eine stromdurchflossene Spule verhält sich durchaus wie ein Stabmagnet: Horizontal gelagert oder aufgehängt stellt sie sich wie eine Kompaßnadel in die Nord-Süd-Richtung ein. Beim Aufstreuen von Eisenfeilicht hält die Spule an ihren Enden dicke Bärte fest (vgl. Abb. 147). Die mittleren Teile der Spule bleiben von Eisenfeilicht frei. Die Feldlinien treten

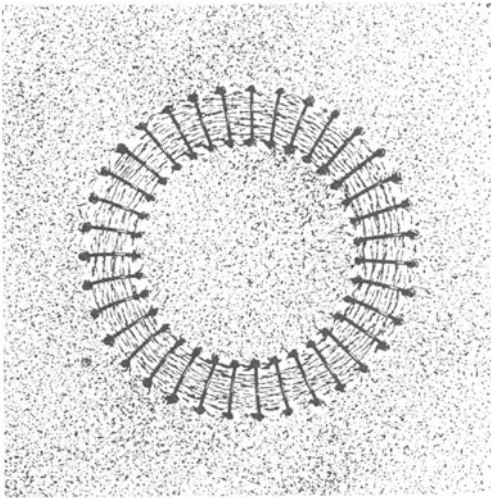


Abb. 146. Magnetische Feldlinien im Felde einer Ringspule.

Wir fassen zusammen: Die Gestalt der Magnetfelder stromdurchflossener Leiter wird allein durch die Gestalt dieser Leiter bestimmt.

In langgestreckten Spulen sind die magnetischen Feldlinien im Innern praktisch gerade Linien, abgesehen von den kurzen Polgebieten. Außerdem liegen die Feldlinien in überall gleichem Abstand. Wir haben ein homogenes Feld.

Das homogene Magnetfeld einer gestreckten Spule spielt in der Behandlung des magnetischen Feldes die gleiche Rolle wie das homogene elektrische Feld eines hinreichend flachen Plattenkondensators in der Lehre vom elektrischen Feld. Wir werden es häufig benutzen.

Die von Stahlmagneten ausgehenden Magnetfelder unterscheiden sich in keiner Weise von den Magnetfeldern stromdurchflossener Spulen, d. h. wir können das Magnetfeld jedes Stahlmagneten durch das einer Spule von der Größe und Gestalt des Stahlmagneten ersetzen. Wir müssen nur für richtige Verteilung der Wicklung Sorge tragen. Den Grund für diese Übereinstimmung werden wir

eben nur an den „Pole“ benannten Gebieten aus. Mit wachsender Länge der stromdurchflossenen Spule treten die als Pole bezeichneten Feldgebiete neben dem Feld im Spulennern immer mehr zurück. Man vergleiche beispielsweise Abb. 142 und Abb. 143.

Es lassen sich auch Spulen vollständig ohne Pole herstellen. Man muß dann die Spulen als geschlossene Ringe wickeln. Abb. 146 zeigt ein Beispiel. Bei diesem ist der Querschnitt der Spulenwindungen überall der gleiche. Doch ist das nicht erforderlich. Durch geeignete Wahl des Abstandes benachbarter Windungen kann man auch Spulen mit veränderlichem Querschnitt ohne Pole herstellen.

in § 53 kennenlernen. Die Abb. 147 zeigt uns die „Polgebiete“ eines von uns oft benutzten permanenten Stabmagneten durch „Bärte“ von Eisenfeilicht sichtbar gemacht.

§ 51. Die magnetische Feldstärke \mathfrak{H} . Das Magnetometer. Beim elektrischen Felde ermöglichte uns das homogene Feld die Festlegung einer Maßgröße. Es war die elektrische Feldstärke \mathfrak{E} , meßbar in Volt/m. Beim magnetischen Felde ermöglicht uns ebenfalls das homogene Feld die Festlegung einer Maßgröße. Es ist die magnetische Feldstärke \mathfrak{H} , meßbar in Ampere/m.

Wir gehen wiederum von einer experimentellen Erfahrung aus. Wir gewinnen sie mit zwei Hilfsmitteln, nämlich

1. gestreckten Spulen verschiedener Bauart;
2. einem beliebigen Indikator für das magnetische Feld (Magnetoskop).

Der Indikator soll lediglich zwei räumlich oder zeitlich getrennte Magnetfelder als gleich erkennen lassen. Er soll also nicht messen, sondern nur die Gleichheit zweier Felder feststellen.

Als Indikator wählen wir eine kleine ¹⁾ Magnetnadel an der Achse einer Schneckenfederwaage (Abb. 148). Die Ruhelage der Nadel ist durch die Entspannung der Schneckenfeder gegeben.

(Wir vernachlässigen also der Einfachheit halber den Einfluß des magnetischen Erdfeldes.)

Diese Magnetnadel bringen wir in das homogene Feld einer Spule und stellen sie bei entspannter Feder parallel zu den Feldlinien, also parallel der Spulenachse. Alsdann spannen wir die Feder durch Drehung des Zeigers, bis die Nadel zu den Feldlinien, also zu ihrer eigenen Ruhelage, senkrecht steht. Der zur Federspannung benutzte Winkel ²⁾ wird an der Skala abgelesen. Er ist ein Maß für das zur Senkrechtstellung der Nadel notwendige Drehmoment.

Jetzt ersetzen wir die erste Spule der Reihe nach durch andere. Sie haben andere Querschnitte Q , verschiedene Längen l und verschiedene Windungszahlen n . Einige Spulen sind einlagig, andere mehrlagig. Durch Veränderung des Stromes (Vorschaltwiderstand W !) stellen wir jedesmal auf das gleiche zur Senkrechtstellung der Kompaßnadel erforderliche Drehmoment ein. Diese Gleichheit der Drehmomente bedeutet Gleichheit der Felder.

Auf diese Weise finden wir experimentell ein sehr einfaches Ergebnis: Die Magnetfelder sind gleich, sobald die Größe

$$\frac{\text{Stromstärke } i \times \text{Windungszahl } n}{\text{Spulenlänge } l}$$

¹⁾ Die Nadel muß klein gegenüber den Lineardimensionen des Feldes sein, sonst würde sie das Feld merklich verzerren.

²⁾ Er ist um 90° kleiner als der Drehwinkel des Zeigers in Abb. 148.

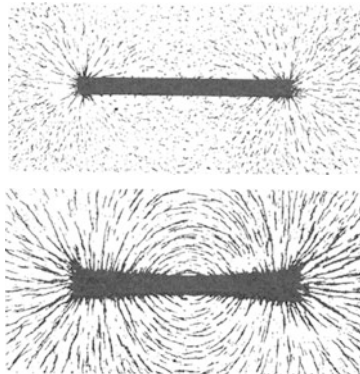


Abb. 147. Bärte von Eisenfeilicht an einer stromdurchflossenen Spule (oben) und einem Stabmagneten von gleicher Gestalt (unten). Vgl. später Abb. 204.

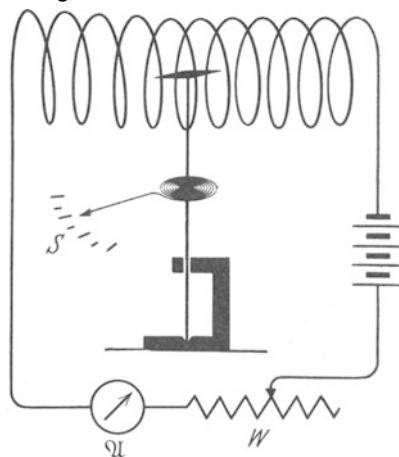


Abb. 148. Magnetfeld einer gestreckten Spule. W = Regelwiderstand zum Einstellen des Stromes i in der Feldspule.

die gleiche ist. Der Querschnitt und die Zahl der Windungslagen sind gleichgültig. Das homogene Magnetfeld einer gestreckten Spule wird durch das Verhältnis ni/l oder in Worten „Stromwindungszahl durch Spulenlänge“ eindeutig bestimmt. Dieser Befund ermöglicht eine Messung des Magnetfeldes mit Hilfe des elektrischen Stromes bzw. seiner internationalen Einheit, des Ampere:

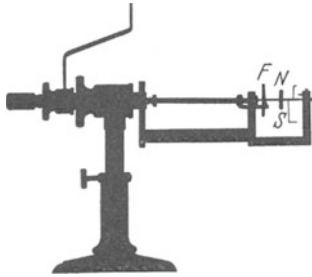


Abb. 149. Technische Ausführung eines Magnetometers mit horizontaler Achse. F = Schneckenfeder. NS = Magnetnadel. Rechts von ihr zwei mit der Achse bewegliche und eine feste Marke. Mit ihrer Hilfe stellt man die Magnetnadel ohne Federspannung den Feldlinien parallel und mit Federspannung zu ihnen senkrecht.

Es sei ein Magnetfeld beliebiger Herkunft und Gestalt gegeben. Wir denken uns seine einzelnen, noch praktisch homogenen Bereiche durch das homogene Magnetfeld einer gestreckten Spule ersetzt; dabei denken wir uns die Spulenachse parallel zu den ursprünglich vorhanden gewesenen Feldlinien gestellt. Für diese „Ersatzspule“ bestimmen wir die Größe ni/l . Diese Größe erhält den Namen magnetische Feldstärke \mathfrak{H} , also

$$\mathfrak{H} = \frac{ni}{l}. \quad (69)$$

Als Einheit von \mathfrak{H} benutzen wir 1 Amperewindung/m oder kürzer 1 Ampere/m.

(Üblich ist auch 1 Amperewindung/cm = 100 Amperewindungen/m und 1 Oersted = 79,6 Ampere/m.)

Die magnetische Feldstärke \mathfrak{H} ist eine gerichtete Größe, ein Vektor. Seine Richtung ist die Richtung der Feldlinien. Schräg zu den Feldlinien ist nur mit einer Komponente der Feldstärke zu rechnen.

Meßtechnisch kann man auf mannigfache Weise vorgehen. Wir können uns z. B. unser Magnetoskop (Abb. 148) eichen und es dadurch in ein Magnetometer verwandeln. Für diese Eichung variieren wir in einer unserer gestreckten Spulen den Strom i und somit nach Gleichung (69) die Feldstärke \mathfrak{H} . Dabei finden wir das zur Senkrechthaltung der Nadel notwendige Drehmoment der Feldstärke \mathfrak{H} proportional. Beispielsweise entsprechen bei unserem Demonstrationsmodell einem Winkelgrad 50 Ampere/m.

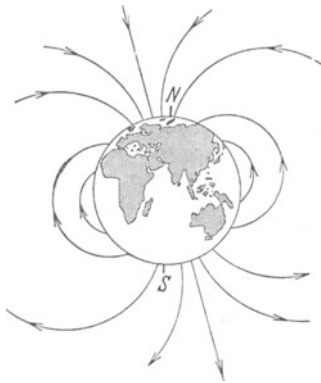


Abb. 150. Magnetische Feldlinien der Erde.

Mit einem so geeichten Magnetometer wollen wir das Magnetfeld eines Stabmagneten NS in einem Punkte P etwa 10 cm von seinem Nordpol ausmessen. Wir bringen die Nadel mit entspannter Feder in die Richtung der Feldlinien. Dann stellen wir die Nadel durch Drehung des Zeigers Z senkrecht zu den Feldlinien und lesen die zur Federspannung benutzte Zeigerdrehung von 10 Winkelgraden ab. Demnach herrscht am Orte P eine Feldstärke $\mathfrak{H} = 500$ Ampere/m.

Analog vermißt man im Prinzip auch das Magnetfeld der Erde. Die Abb. 150 zeigt schematisch das Bild ihrer Feldlinien. Die parallel der Erdoberfläche gerichtete Komponente des Feldes heißt die Horizontalkomponente. Sie beträgt in Göttingen etwa 15 Ampere/m.

Magnetometrische Messungen sind zeitraubend und daher wenig erfreulich. Man kann sie aber bei der Messung sehr kleiner Feldstärken \mathfrak{H} nicht entbehren. Man führt sie dann technisch anders aus. Das wird im VIII. Kapitel erläutert

werden. In der überwiegenden Mehrzahl der Fälle berechnet man die Feldstärke ξ (Beispiele finden sich in § 59). Für das weitaus wichtigste magnetische Feld, das homogene der gestreckten Spule, erledigt sich diese Berechnung einfach durch die Definitionsgleichung

$$\text{Feldstärke } \xi = \frac{\text{Stromwindungszahl der Spule } ni}{\text{Spulenlänge } l}. \quad (69)$$

§ 52. Erzeugung magnetischer Felder durch mechanische Bewegung elektrischer Ladungen. Die engen Beziehungen zwischen Strom und Magnetfeld sind durch den letzten Paragraphen noch deutlicher geworden: Wir brauchten Ströme in Leitern nicht nur zur Herstellung, sondern auch zur Messung magnetischer Felder.

Ein Strom im Leiter besteht in einer Bewegung von Elektrizitätsatomen in der Längsrichtung des Leiters (S. 21). Jetzt kommt etwas Überraschendes: Allein diese Bewegung elektrischer Ladungen ist für die Erzeugung des Magnetfeldes maßgebend. Es kommt auf keinerlei weitere Einzelheiten des Vorganges an. Der Leiter, der Kupferdraht, wirkt nur als eine Führung oder, grob gesagt, als Leitungsrohr für die Elektrizitätsatome. Das ergibt sich aus einem wichtigen Experiment. Wir erläutern zunächst sein Prinzip, dann Einzelheiten der Ausführung.

Wir sehen in Abb. 151 links und rechts das gleiche, hochempfindliche Magnetoskop M (Kompaßnadel mit Fadenaufhängung, Spiegel und Lichtzeiger). Rechts ist ein kreisförmiger Drahtbügel aufgestellt (Durchmesser etwa 40 cm, lange Zuleitungen senkrecht nach unten). Links hingegen ist nur ein kreisförmiger Weg der gleichen Größe gestrichelt. Rechts kann man durch den Draht einen bestimmten Strom (einige 10^{-5} Ampere) schicken. Links kann man einen Elektrizitätsträger der Ladung q (etwa 10^{-7} Amperesekunden) n -mal je Sekunde auf der gestrichelten Kreisbahn herumführen. In beiden Fällen macht das Magnetoskop einen Ausschlag: Nicht nur die im Leitungsdraht wandernden Elektrizitätsatome, sondern auch die mechanisch bewegte Ladung erzeugt ein Magnetfeld.

Beide Magnetfelder sind gleich, falls

$$i = qn \quad (70)$$

gewählt wird. n , die Zahl der Umläufe je Zeiteinheit, ist gleich dem Kehrwert der Umlaufszeit, also

$$n = 1/t. \quad (71)$$

Die Umlaufszeit t ergibt sich aus der Weglänge $2r\pi = l$ und der Trägergeschwindigkeit u , nämlich

$$t = l/u. \quad (72)$$

(72) und (70) zusammen ergeben die wichtige Beziehung

$$i = q \frac{u}{l}, \quad (73)$$

oder in Worten:

Längs des Weges l (m) mit der Geschwindigkeit¹⁾ u (m/sec) bewegt, wirkt die Ladung q (Amperesekunden) wie ein Strom der Stärke $i = qu/l$ Ampere.

¹⁾ Bezugssystem ist, wie stets bei nicht anders lautender Abmachung, der Erd- oder Hörsaalboden.

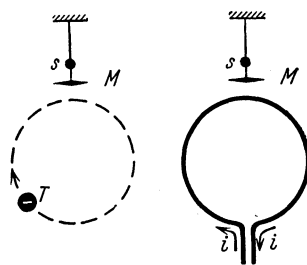


Abb. 151. Vergleich des Magnetfeldes einer bewegten Ladung (Elektrizitätsträger T , vgl. Abb. 78) mit der eines elektrischen Stromes (kreisförmige Stromschleife). M = Magnetoskop mit Spiegelablesung.

Die praktische Ausführung dieses Versuches kann in verschiedener Weise erfolgen. Beispiele:

1. Man gibt dem umlaufenden Träger die Gestalt eines Kreisringes, Abb. 152. Er kann bemerkenswerterweise aus Metall hergestellt werden. Die Ladung haftet auch auf Metall genügend. Sie nimmt auf dem rotierenden Ringe mit dessen voller Geschwindigkeit an der Kreisbahn teil. — Die elektrischen Feldlinien der kreisenden Ladung sind in Abb. 152 nicht mitgezeichnet. Sie verlaufen zu den weit entfernten Zimmerwänden, in einigem Abstand also angenähert radialsymmetrisch.

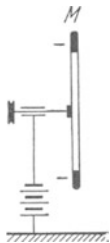


Abb. 152. Rotation eines kreisringförmigen, negativ geladenen Elektrizitätsträgers. M bedeutet ein empfindliches Magnetoskop.

2. Man stellt dicht neben den rotierenden Kreisring einen festen mit der Ladung des anderen Vorzeichens. Das elektrische Feld ist in diesem Falle angenähert homogen (Abb. 153). Trotz dieser so ganz anderen Gestalt des elektrischen Feldes gilt quantitativ wieder die Gleichung (70).

3. Man läßt beide Ringe mit ihren Ladungen gegeneinander rotieren, dann addieren sich ihre Magnetfelder am Beobachtungsort M . In Gleichung (70) ist die Summe der beiden sekundlichen Drehzahlen ($n_1 + n_2$) einzusetzen. Das ist die leichteste, schon für das Praktikum geeignete Ausführungsform des Versuches.

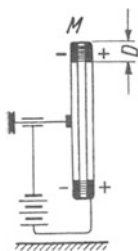


Abb. 153. Gleicher Versuch wie Abb. 152, nur enden die elektrischen Feldlinien auf einem eng benachbarten positiv geladenen feststehenden Ringe. (H. A. ROWLAND, 1876.)

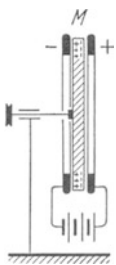


Abb. 154. Zwei feststehende Metallringe bilden einen Kondensator. Zwischen ihnen rotiert eine Scheibe mit einflussierten Ladungen. (W. C. RÖNTGEN, 1885.)

4. Bei gleichsinniger Bewegung zweier Ladungen verschiedenen Vorzeichens wirken diese am Beobachtungsort (Magnetoskop M) mit der Differenz ihrer Magnetfelder. Diese Differenz hängt bei gleicher Geschwindigkeit beider Ladungen nur von der Differenz ihrer Abstände vom Beobachtungsort M ab. Sie ist daher nur klein.

5. Man kann als gleichsinnig bewegte Ladungen die in einer rotierenden Scheibe einflussierten benutzen. Die Abb. 154 zeigt das Schema dieses schwierigen Versuches.

§ 53. Auch die Magnetfelder permanenter Magnete entstehen durch Bewegung elektrischer Ladungen. Bei unseren ersten Versuchen haben wir die Magnetfelder mit Hilfe

von Strömen in Metalldrähten hergestellt. Dann haben wir Magnetfelder mit mechanisch bewegten Ladungen erzeugt. Jetzt kommt als drittes das am längsten bekannte Verfahren, die Herstellung von Magnetfeldern durch permanente Magnete. Wie kommen die Magnetfelder permanenter Magnete zustande?

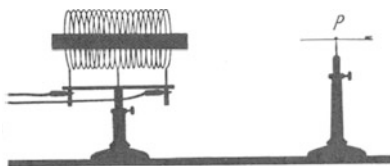


Abb. 155. Einführen eines Eisenkernes wirkt wie eine Erhöhung der Stromwindungszahl.

Wir knüpfen wieder an das Experiment an und nehmen eine vom Strom durchflossene Spule (Abb. 155). Ihr Magnetfeld sei im Punkte P noch gerade erkennbar, eine dort aufgestellte Kompaßnadel mache den Ausschlag α . Wie kann man das Magnetfeld verstärken und den Ausschlag von α vergrößern?

Entweder: Wir erhöhen die Stromstärke i in der Spule oder die Windungszahl n , oder beide. Wir erhöhen also in jedem Fall ihr Produkt $n \cdot i$, die Stromwindungszahl der Spule.

Oder: Wir führen in die Spule ein Stück zuvor unmagnetisches Eisen ein, einen Eisenkern.

Daraus schließen wir: Das Eisen erhöht die Stromwindungszahl. Es vergrößert aber weder die Zahl der Drahtwindungen noch die im Strommesser abgelesene Ampereszahl des Spulenstromes: Folglich müssen im Innern des Eisens Ströme in unsichtbaren Bahnen im gleichen Sinne wie der Spulenstrom kreisen. Ihre Stromwindungen addieren sich den sichtbaren Stromwindungen der Spule. Diese Vorstellung bereitet keinerlei Schwierigkeiten: Nach dem Fundamentalversuch des vorigen Paragraphen brauchen wir im Eisen lediglich irgendwelche Umlaufbewegungen elektrischer Ladungen anzunehmen. Elektrizitätsatome sind in allen Körpern vorhanden. Ihre Umlaufbewegungen im Eisen denkt man sich in erster Näherung als Kreisbewegung im Innern der Eisenmoleküle oder richtiger mikrokristalliner Komplexe. Man nennt dies einfache, aber schon recht brauchbare Bild das der Molekularströme. Man kann es sich zeichnerisch grob durch Abb. 156 veranschaulichen. Man vergleiche dies Bild mit dem Querschnitt durch das Spulenbündel in Abb. 145.

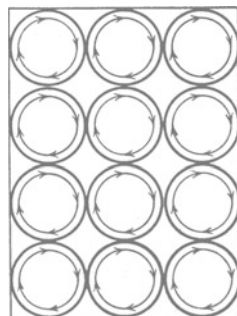


Abb. 156. Grobes Schema geordneter Molekularströme.

Die Molekularströme müssen in jedem Stück Eisen schon vor dem Einbringen in ein magnetisches Feld vorhanden sein. Nur liegen sie dann völlig ungeordnet. Die Elektrizitätsatome kreisen in den verschiedensten Ebenen und Richtungen. Erst im Magnetfelde der Spule erfolgt ihre Ordnung: Die Kreisbahnen stellen sich parallel den Windungen der Spule. Die einzelne Molekularstrombahn verhält sich wie die drehbare Spule in Abb. 10.

Man entfernt das Magnetfeld der Spule entweder durch Herausziehen des Eisenkernes oder durch Unterbrechen des Spulenstromes. Dann verschwindet das vom Eisen ausgehende Feld zum großen Teil, aber nicht ganz. Die Mehrzahl der Molekularströme klappt wieder in die alten Lagen der ungeordneten Verteilung zurück. Nur ein Teil behält die erhaltene Vorzugsrichtung bei. Das Eisen zeigt „remanenten“ Magnetismus. Es ist zu einem „permanenten“ Magneten (Kompaßnadel) geworden.

Wesentlich ist an diesen ganzen Darlegungen nur ein einziger Punkt: Die Existenz irgendwelcher Umlaufbewegungen elektrischer Elementarladungen im Innern des Eisens. Dieser entscheidende Punkt ist der experimentellen Nachprüfung zugänglich: Man kann den mechanischen Drehimpuls der umlaufenden Elektrizitätsatome vorführen und messen.

Wir erinnern an folgenden Versuch der Mechanik: Ein Mann sitzt auf einem Drehstuhl. In der Hand hält er einen beliebigen umlaufenden Körper, z. B. ein Rad. Die Drehebene steht in beliebiger Orientierung zur Körperachse, und der Stuhl ist in Ruhe. Dann stellt der Mann die Drehebene senkrecht zu seiner Körperachse (Abb. 157). Durch diese Kippung erhält der Mann einen Drehimpuls, er beginnt um seine Längsachse zu rotieren. Die Rotation kommt allmählich durch die Lagerreibung des Drehschemels zur Ruhe.



Abb. 157. Zur Erhaltung des Drehimpulses.

Jetzt denken wir uns den Mann durch einen Eisenstab ersetzt, das Rad durch die ungeordnet umlaufenden Elektrizitätsatome. Der Eisenstab hängt gemäß

Abb. 158 in der Längsachse einer Spule. Beim Einschalten des Spulenstromes stellen sich die Drehebene der umlaufenden Elektrizitätsatome senkrecht zur Stab- bzw. Spulenachse. Der Eisenstab vollführt eine Drehbewegung.

Bei der praktischen Ausführung läßt man den Strom nur eine winzige Zeit (10^{-3} Sekunden, Kondensatorentladung) fließen. Man benutzt also nur den kleinen Bruchteil der Elektrizitätsatome, die auch nach dem Stromdurchgang parallel gerichtet hängen bleiben und den remanenten Magnetismus des Eisens liefern. Bei dauernd fließendem Strom würden die unvermeidbaren kleinen Inhomogenitäten des magnetischen Spulenfeldes stören. Der Eisenstab würde daher bei längerem Stromschluß allmählich in das Gebiet der größten magnetischen Feldstärke hineingezogen werden, entsprechend dem in Abb. 11 dargestellten Versuch. — Leider eignet sich dies grundlegende Experiment nicht zur Vorführung in größerem Kreise.

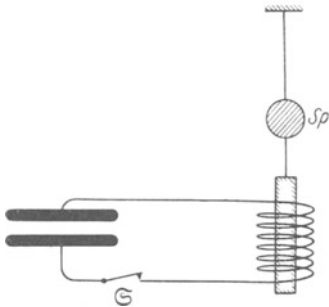


Abb. 158. Schema des Versuches zum Nachweis der Molekularströme im Eisen. (RICHARDSON, 1908.) Für die Anwendung dauernd fließender Ströme reicht die Homogenität des Magnetfeldes in der Spule nicht aus.

Die quantitative Auswertung des Versuches folgt in § 78. Sie spricht mehr für kreiselnde statt für kreisende Elektronen.

Nach diesem experimentellen Nachweis des Drehimpulses kann man heute sagen: Auch die Magnetfelder permanenter Magnete entstehen durch Bewegungen elektrischer Ladungen.

Früher hat man bei permanenten Magneten nach „magnetischen Substanzen“ als der Ursache des magnetischen Feldes gesucht. Genau wie elektrische Feldlinien, sollten auch magnetische auf einem Körper beginnen und an einem anderen enden können. An den so getrennten Enden sollten magnetische Ladungen von entgegengesetztem Vorzeichen sitzen. Alle derartigen Trennungsversuche sind vergeblich geblieben. Das Bild der Molekularströme macht diesen Mißerfolg verständlich. In diesem Bilde ist ein permanenter Magnet letzten Endes dasselbe wie ein Bündel stromdurchflossener Spulen, und bei diesen kennt man nur geschlossene Feldlinien ohne Anfang und Ende.

§ 54. Zusammenfassung. Bei der Bewegung elektrischer Ladungen entstehen magnetische Felder¹⁾. Sie überlagern sich den stets vorhandenen elektrischen Feldern.

Die Gestalt eines Magnetfeldes wird durch die Gestalt einer Strombahn, d. h. der Bahn bewegter Ladungen, bestimmt.

Ein Magnetfeld wird durch das Verhältnis Stromwindungszahl/Spulenlänge eindeutig gekennzeichnet. Man nennt dies daher die magnetische Feldstärke \mathcal{H} mit der Einheit Ampere/m.

¹⁾ Man darf diesen Satz nicht umkehren! Wir werden in § 60 noch eine andere Entstehungsart magnetischer Felder kennenlernen.

VII. Verknüpfung elektrischer und magnetischer Felder.

§ 55. Vorbemerkung. Elektrische und magnetische Felder kennen wir bisher nur in folgendem, verhältnismäßig losem Zusammenhang:

Zwischen den Kondensatorplatten K und A herrscht ein elektrisches Feld (Abb. 159). K hat einen Überschuss an negativen, A einen solchen an positiven Elektrizitätsatomen. K und A werden dann durch einen Leiter verbunden, etwa einen Draht. Infolgedessen bricht das elektrische Feld zwischen K und A zusammen. Dabei fließt im Leiter ein elektrischer Strom, und dieser erzeugt ein Magnetfeld. Es umgibt den Leiter in Form geschlossener magnetischer Feldlinien. Das Magnetfeld besteht so lange wie der Strom im Leiter. — Soweit etwa unsere bisherige, in Kapitel II und VI gewonnene Kenntnis.



Abb. 159. Leitungsstrom beim Entladen eines Kondensators (vgl. Abb. 75). Als „Richtung“ des Leitungsstromes i bezeichnen wir stets die Wanderungsrichtung der negativen Elektrizitätsatome.

Tatsächlich ist aber die Verknüpfung elektrischer und magnetischer Felder eine ungleich innigere, als die bisherigen Experimente ahnen lassen. Zwischen elektrischen und magnetischen Feldern bestehen zwei ganz eigentümliche Verkettungen. Wir gelangen zu ihnen durch Benutzung der Induktionserscheinungen.

§ 56. Die Induktionserscheinungen. (M. FARADAY, 1832.) Gegeben ist ein inhomogenes Magnetfeld beliebiger Herkunft, z. B. das der gedrungenen, stromdurchflossenen Feldspule Sp in Abb. 160. In diesem Magnetfeld befindet sich eine Drahtspule J , fortan „Induktionsspule“ genannt. Ihre Enden führen zu einem Voltmeter mit kurzer Einstelldauer, am besten einem Saitenvoltmeter. Mit diesen Hilfsmitteln machen wir dreierlei Versuche:

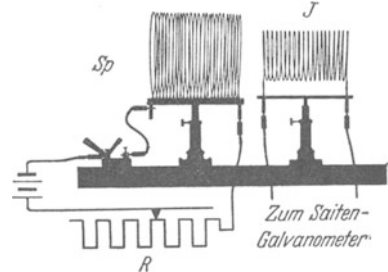


Abb. 160. Induktionsversuche.

1. Wir lassen die Lage der Induktionsspule im Magnetfeld ungeändert und ändern das Magnetfeld mit Hilfe des Feldspulenstromes (Regelwiderstand R und Schalter).

2. Wir ändern die Lage der Induktionsspule gegenüber der Feldspule durch Drehbewegungen oder Verschiebungen.

3. Wir verformen die Induktionsspule im Magnetfeld, d. h. wir ändern ihren Querschnitt und bewegen so einzelne Teile ihrer Windungen gegeneinander.

In allen drei Fällen beobachten wir während des Vorganges zwischen den Enden der Induktionsspule J eine elektrische, in Volt meßbare Spannung. Ihre Größe hängt von der Geschwindigkeit des Vorganges ab. Bei rascher Drehung beispielsweise zeigt der Voltmeterausschlag etwa den in Abb. 161 a skizzierten Verlauf: hohe Spannungen während kurzer Zeit. Bei langsamer Bewegung gibt es etwa das Bild der Abb. 161 b: kleine Spannungen während langer Zeit.

Den Inhalt der schraffierten Fläche bezeichnet man als die „Zeitsumme der Spannung“ ($\int P dt$) oder einen „Spannungsstoß“, gemessen in „Voltsekunden“.

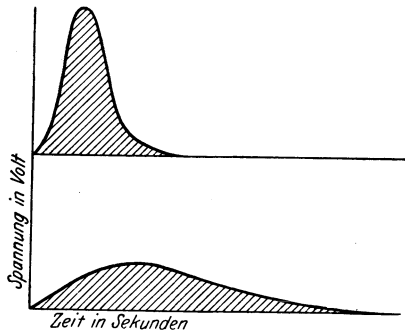


Abb. 161 a, b. Zwei gleich große „Spannungsstöße“ $\int P dt$ oder „Zeitsummen von Spannungen“, gemessen in Voltsekunden.

Wir haben hier ein Analogon zu der von uns in § 10 ausführlich behandelten Zeitsumme des Stromes, gemessen in Amperesekunden.

Für die quantitative Untersuchung der Induktionsvorgänge messen wir die Spannungsstöße mit Stoßausschlägen eines langsam schwingenden Voltmeters. Wir verfahren in völliger Analogie zur Bestimmung der Amperesekundenzahl in § 10. Als langsam schwingendes Voltmeter kommt entweder ein Quadrantvoltmeter (§ 42) in Frage oder ein umgezeichnetes Drehspulgalvanometer. Wir bevorzugen wegen seiner bequemerer Handhabung das Galvanometer. Seine Eichung in Voltsekunden wird analog der in § 10 beschriebenen

Amperesekundeneichung auf dem einfachsten Wege ausgeführt (vgl. Abb. 162).

Wir schalten während kurzer, aber genau gemessener Zeiten bekannte Spannungen an das Galvanometer. Dazu dient wieder der aus Abb. 39 bekannte Stoppuhrschalter.

Eine bekannte Spannung geeigneter Größe wird gemäß Abb. 33 durch Spannungsteilung hergestellt.

Man beobachtet Ausschläge α für verschiedene Produkte Pt . Man findet den Quotienten Pt/α konstant. Er bedeutet die Zahl der Voltsekunden für einen Skalenteil Stoßausschlag. Das Galvanometer ist zur Messung von Spannungsstößen in Voltsekunden geeicht.

Wir ersetzen das Saitenvoltmeter durch das eben geeichte Galvanometer und wiederholen die oben unter 2. genannten Versuche. Dabei machen wir eine sehr wichtige Feststellung: Es kommt bei Induktionsversuchen nur auf Relativbewegungen zwischen der Induktionsspule und der Feldspule an. Infolgedessen können wir den Fall 2 stets auf Fall 1 zurückführen. Wir brauchen nur das Bezugssystem zu wechseln und Fall 2 vom Standpunkt der Induktionsspule aus zu betrachten. Dann bleibt diese in Ruhe, es ändert sich lediglich, wie in Fall 1, das sie durchsetzende Magnetfeld.

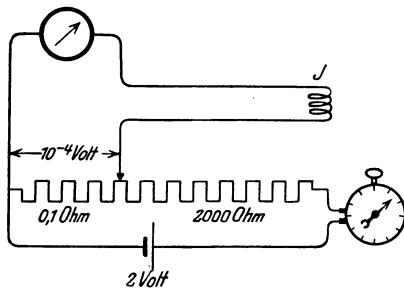


Abb. 162. Ein Drehspulgalvanometer mit eingeschalteter Induktionsspule J (vgl. Abb. 163) wird zur Messung von Spannungsstößen in Voltsekunden geeicht.

Für die quantitative Untersuchung des Induktionsvorganges haben wir also nur die Fälle 1 und 3 gesondert zu betrachten. Fall 1, der Induktionsvorgang in einer ruhenden Induktionsspule, wird in diesem Kapitel behandelt. Er führt zum Induktionsgesetz. Unter Benutzung dieses Gesetzes wird dann die Verkettung der elektrischen und der magnetischen Felder, der Inhalt der beiden MAXWELLSchen Gleichungen, dargestellt.

Im Fall 3 werden einzelne Teile der Induktionsspule gegen die anderen bewegt. Das nennt man einen Induktionsvorgang in bewegten Leitern. Diese werden ausgiebig im nächsten Kapitel behandelt werden. Sie führen zur Einwirkung des Magnetfeldes auf bewegte elektrische Ladungen und zur Berechnung aller Kräfte in magnetischen Feldern.

Im Fall 3 werden einzelne Teile der Induktionsspule gegen die anderen bewegt. Das nennt man einen Induktionsvorgang in bewegten Leitern. Diese werden ausgiebig im nächsten Kapitel behandelt werden. Sie führen zur Einwirkung des Magnetfeldes auf bewegte elektrische Ladungen und zur Berechnung aller Kräfte in magnetischen Feldern.

§ 57. Herleitung des Induktionsgesetzes mit einer ruhenden Induktionsspule. Wir benutzen das homogene Magnetfeld im Innern einer langgestreckten Feldspule. Seine Feldstärke ist nach Gleichung (69) von S. 66

$$\mathfrak{H} = \frac{\text{Stromstärke } i \times \text{Windungszahl } n \text{ der Feldspule}}{\text{Länge } l \text{ der Feldspule}}.$$

Ferner benutzen wir Induktionsspulen verschiedener Gestalt und Windungszahl n . — Eine solche Induktionsspule J umgibt die Feldspule Sp entweder von

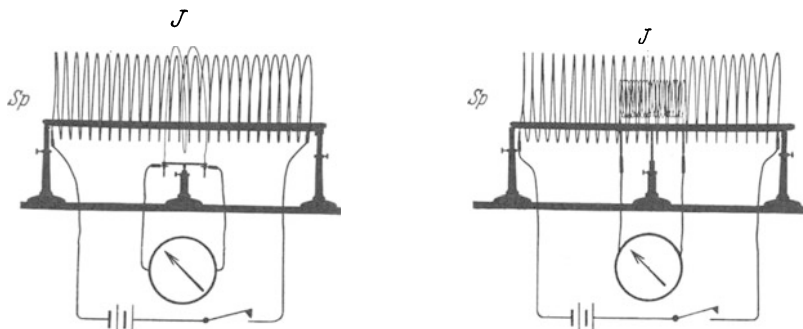


Abb. 163 und 164. Zur Herleitung des Induktionsgesetzes.

außen, wie in Abb. 163, oder sie befindet sich ganz im Innern des Magnetfeldes (Abb. 164). Endlich kann sie auch von der Seite her durch einen Schlitz mit einem Teil ihres Querschnittes F_J in die Feldspule hineinragen. In allen drei Fällen umfaßt die Induktionsspule ein Bündel magnetischer Feldlinien vom Querschnitt F , senkrecht zu den Feldlinien gemessen. Beispiele:

Die Induktionsspule mit dem Querschnitt F_J stehe ganz innerhalb der Feldspule (Abb. 164). Dann ist $F = F_J$ bei der Parallelstellung beider Spulen. F ist gleich $F_J/\sqrt{2}$ bei einer Neigung von 45° . F ist gleich $F_J/2$, falls die halbe Fläche der Induktionsspule durch einen seitlichen Schlitz der Feldspule herausguckt. — Die Induktionsspule umfasse die Feldspule von außen (Abb. 163): F ist, unabhängig von der Neigung, gleich F_{Sp} dem Querschnitt der Feldspule usw.

Nur muß man sich in diesem Fall vor der in Abb. 165 erläuterten Fehlerquelle in acht nehmen, einer Störung durch „rückläufige“ Feldlinien. Der Durchmesser der Induktionsspule darf also den der Feldspule nicht allzusehr übertreffen.

Dann die Versuche: Wir messen den Spannungsstoß (Voltsekunden) beim Entstehen oder Vergehen des Magnetfeldes, also beim Ein- oder Ausschalten des Feldspulenstromes. Wir finden diesen Spannungsstoß $\int P dt$ proportional 1. der Feldstärke \mathfrak{H} ; 2. der Windungszahl n der Induktionsspule und 3. dem Querschnitt F des von der Induktionsspule umfaßten Bündels magnetischer Feldlinien. Wir bekommen das grundlegende Induktionsgesetz

$$\int P dt = \mu_0 n F \mathfrak{H}. \tag{74}$$

Dies Gesetz verknüpft mit einem Proportionalitätsfaktor μ_0 einen in Voltsekunden gemessenen Spannungsstoß $\int P dt$ mit einem durch einen Strom gemessenen Magnetfeld (\mathfrak{H} in Ampere/m).

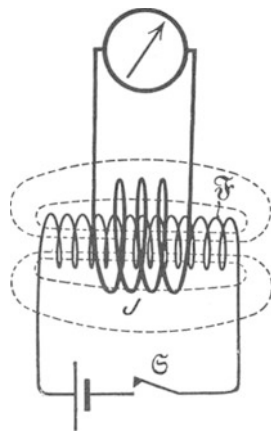


Abb. 165. Verkleinerung der induzierten Voltsekunden durch rückläufige Feldlinien einer gedrunghenen Feldspule \mathfrak{H} .

Für den Faktor μ_0 findet man im leeren Raum und praktisch ebenso in Luft den Wert¹⁾

$$\mu_0 = 1,25598 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Voltsekunden}}{\text{Ampere Meter}}.$$

Über die Benennung von μ_0 herrscht noch keine Einigkeit. Der Name „Induktionskonstante“ hat den Vorzug der Kürze.

Außer dem Faktor μ_0 bekommt auch der induzierte Spannungsstoß in einem Sonderfall einen eigenen Namen: Man umfasse, wie in Abb. 163, das ganze Magnetfeld vom Querschnitt F mit einer Induktionsspule von nur einer Windung (also $n = 1$, Induktionsschleife) und lasse das Magnetfeld entstehen oder vergehen. Der dabei in Voltsekunden gemessene Spannungsstoß heißt heute der Kraftfluß Φ des Magnetfeldes, also

$$\Phi = \mu_0 F \dot{\xi}. \quad (75)$$

Früher sagte man statt Kraftfluß „Polstärke“ oder „magnetische Menge“, vgl. § 69.

Bei den Messungen des Kraftflusses Φ zieht man oft die Feldspule und die Induktionsschleife weit auseinander und bringt so das Magnetfeld in der Induktionsschleife zum Verschwinden. Praktisch zieht man die Induktionsschleife von der Feldspule herunter. Es kommt ja bei der Induktion nur auf relative Bewegungen an (S. 72). (Abb. 166.)

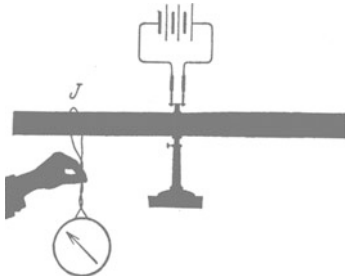


Abb. 166. Messung des Kraftflusses Φ einer gestreckten Spule durch Abziehen der Induktionsschleife J .

Die Vorzeichen der Spannungsstöße haben wir als hier belanglos außer acht gelassen. Beim Einschalten des Feldspulenstromes sind die elektrischen Felder im Draht der Induktionsspule und im Draht der Feldspule einander entgegengerichtet. Beim Ausschalten des Feldspulenstromes sind diese beiden Felder gleichgerichtet. — Wir kommen auf diese Tatsache in § 66 bei der Besprechung der Regel von LENZ zurück.

Bei vielen Anwendungen des Induktionsgesetzes interessiert nicht der gesamte Spannungsstoß ($\int P dt$), gemessen in Voltsekunden, sondern die während des Vorganges induzierte Spannung P_{ind} , gemessen in Volt. — Es sei $\frac{\partial \xi}{\partial t} = \dot{\xi}$ die „Änderungsgeschwindigkeit“ des magnetischen Feldes (d. h. das Magnetfeld ändere sich pro Sekunde um den Betrag $\dot{\xi}$ Ampere/m). Dann gilt

$$P_{\text{ind}} = \mu_0 n F \dot{\xi}. \quad (76)$$

§ 58. Vertiefte Auffassung des Induktionsvorganges. II. MAXWELLSche Gleichung. Wir wenden die soeben hergeleitete Form des Induktionsgesetzes [Gleichung (76)] auf den denkbar einfachsten Fall an: Eine Induktionsspule von nur einer Windung, eine Induktionsschleife, umfasse auf beliebigem Wege s ein sich änderndes Magnetfeld vom Querschnitt F (Abb. 167). Dann beobachtet man zwischen den Enden der Drahtschleife die induzierte Spannung

$$P_{\text{ind}} = \mu_0 \dot{\xi} F. \quad (77)$$

¹⁾ Man kann den Zahlenwert von μ_0 beliebig ändern. In Gleichung (74) stehen rechts Strommessungen (Ampere/m), links Spannungsmessungen (Voltsekunden). Man hat nur in willkürlicher Vereinbarung für Strom und Spannung andere Einheiten festzulegen und die Meßinstrumente auf diese umzueichen. Das ist ein harmloser Sport. — Aus dem gleichen Grunde hat auch die Ähnlichkeit der Zahl 1,25598 mit $0,4 \cdot \pi = 1,25674$ keinerlei physikalische Bedeutung.

Dieser experimentelle Befund wird nun in vertiefter Auffassung folgendermaßen gedeutet: Der Leiter, die Drahtwindung, ist etwas ganz Unerhebliches und Nebensächliches. Der eigentliche Vorgang ist von der zufälligen Anwesenheit der Drahtwindungen ganz unabhängig. Er be-

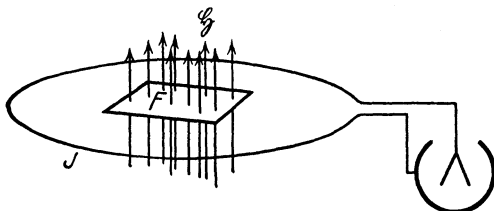


Abb. 167. Schema eines Induktionsversuchs mit einer Induktionsspule von nur einer Windung ($n=1$).

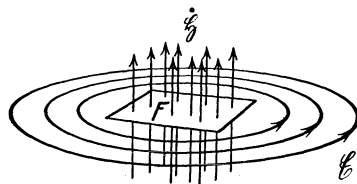


Abb. 168. Zur vertieften Deutung des Induktionsvorganges.

Der Punkt über dem $\dot{\mathcal{H}}$ soll in beiden Figuren eine Zunahme der nach oben gerichteten magnetischen Feldstärke \mathcal{H} andeuten.

steht im Auftreten geschlossener elektrischer Feldlinien rings um das sich ändernde Magnetfeld herum (Abb. 168).

In sich geschlossene elektrische Feldlinien sind für uns etwas gänzlich Neues und Unerwartetes. Bisher kannten wir nur elektrische Feldlinien mit Enden. An den Enden saßen die Elektrizitätsatome. Die elektrischen Felder ohne Elektrizitätsatome nennt man elektrodynamische.

Weiter heißt es dann in der vertieften Auffassung: Die Drahtwindung ist lediglich der Indikator zum Nachweis des elektrischen Feldes. Er mißt längs seines Weges die Liniensumme der elektrischen Feldstärke \mathcal{E} , also die Spannung $P_{\text{ind}} = \int \mathcal{E} ds$. Er wirkt dabei nicht anders als der Draht α in dem Schema der Abb. 169: Der Draht ist ein Leiter und läßt das Feld in seinem Innern zusammenbrechen. Die Elektrizitätsatome wandern bis an die Enden, und dadurch wird die ganze, zuvor längs der Drahtlänge herrschende Spannung auf die verbleibende Lücke zusammengedrängt.

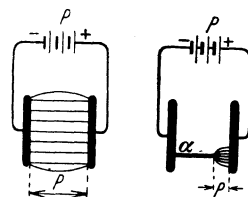


Abb. 169. Zur Wirkungsweise der Drahtschleife beim Induktionsversuch.

In unseren früher untersuchten elektrischen Feldern mit Anfang und Ende der Feldlinien war die Liniensumme der Feldstärke \mathcal{E} längs eines geschlossenen Weges gleich Null. Sie war ja unabhängig vom Wege l gleich der Spannung zwischen Anfang und Ende des Weges. Sie war also gleich Null, sobald Anfang und Ende des Weges unendlich nahe, im Grenzfall völlig zusammenfielen. — Anders hier im Bereich des elektrodynamischen Feldes mit seinen endlosen geschlossenen elektrischen Feldlinien. Hier hat die elektrische Spannung auch längs eines geschlossenen Weges einen endlichen Wert. Außerdem steigt sie bei n -facher Umfassung des Magnetfeldes auf den n -fachen Wert [Gleichung (76) von S. 74].

In dieser Auffassung ist also beim Induktionsvorgang das induzierte elektrische Feld das primäre. Die beobachtete Spannung ist die Liniensumme seiner elektrischen Feldstärke \mathcal{E} . Es ist

$$P_{\text{ind}} = \int \mathcal{E} ds. \quad \text{Gl. (3) von S. 28}$$

Daher nimmt die Gleichung (77) die Gestalt an

$$\int \mathcal{E} ds = \mu_0 F \dot{\mathcal{H}}. \quad (78)$$

Diese Gleichung verknüpft die Liniensumme der elektrischen Feldstärke \mathcal{E} mit der Änderungsgeschwindigkeit der magnetischen Feldstärke \mathcal{H} . Sie enthält den wesentlichen Inhalt der sog. II. MAXWELLSchen Gleichung.

Die Gleichung selbst ist ein Differentialgesetz. Sie entsteht aus Gleichung (78) von S. 75, sobald man die Liniensumme längs des Randes eines unendlich kleinen Flächenelementes $dx \cdot dy$ bildet. Diese Rechnung wird durch die Abb. 170 veranschaulicht. Man bekommt so (unter Berücksichtigung des Vorzeichens von \mathfrak{E} in Abb. 168)

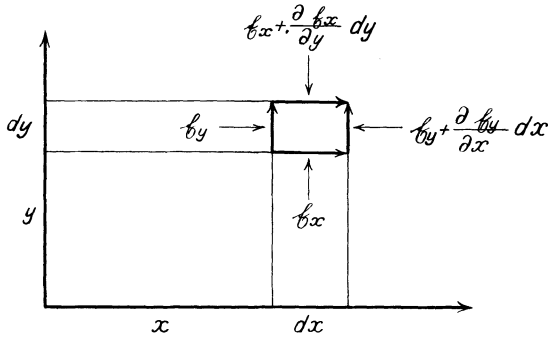


Abb. 170. Bildung der Liniensumme der elektrischen Feldstärke \mathfrak{E} längs des Umfanges eines Flächenelementes $dx \cdot dy$. z -Achse senkrecht nach oben, Rechtskoordinatensystem. Integrationsweg von oben gesehen gegen den Uhrzeiger.

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial y} = \mu_0 \mathfrak{J}_z. \quad (79)$$

In Worten: Ein sich änderndes magnetisches Feld erzeugt um sich herum ein elektrisches „Wirbelfeld“.

Die I. MAXWELLSche Gleichung gibt eine analoge Verknüpfung der beiden Felder, nur werden die Rollen von \mathfrak{E} und \mathfrak{H} vertauscht. Ihre Herleitung ist unser nächstes Ziel. § 59 bringt

uns die zugrunde liegenden Erfahrungstatsachen, § 60 deren Deutung im Sinne MAXWELLS.

§ 59. Die magnetische Spannung eines Leitungsstromes. Wir knüpfen an den Schluß von § 52 an. Wir wissen bisher: Jede Bewegung elektrischer Ladungen stellt einen Strom dar, und dieser Strom hat als Hauptkennzeichen ein Magnetfeld. Wir wissen auch das Magnetfeld mit Hilfe des Stromes zu messen. Doch fehlt uns noch die allgemeinste Fassung für den Zusammenhang von Strom und Magnetfeld. Im Besitz des Induktionsgesetzes können wir diesen Zusammenhang experimentell in sehr einfacher Weise ermitteln. Das geschieht in diesem Paragraphen.

Im elektrischen Felde war die elektrische Spannung gleich der Liniensumme der elektrischen Feldstärke:

$$P = \mathfrak{E}_1 s_1 + \mathfrak{E}_2 s_2 + \dots + \mathfrak{E}_n s_n = \sum \mathfrak{E}_n s_n,$$

oder in anderer Schreibweise:

$$P = \int \mathfrak{E} ds. \quad (3)$$

Ihre Einheit war das Volt.

In entsprechender Weise definiert man im magnetischen Felde die Liniensumme der magnetischen Feldstärke \mathfrak{H} als magnetische Spannung:

$$M = \mathfrak{H}_1 s_1 + \mathfrak{H}_2 s_2 + \dots + \mathfrak{H}_n s_n = \sum \mathfrak{H}_n s_n$$

$$M = \int \mathfrak{H} ds. \quad (80)$$

Ihre Einheit ist eine Amperewindung, oder kürzer: 1 Ampere.

Diese magnetische Spannung läßt sich mit Hilfe des Induktionsgesetzes mit einer einfachen Vorrichtung messen, dem sog. magnetischen Spannungsmesser.

Der magnetische Spannungsmesser ist im Prinzip eine sehr langgestreckte, etwa auf einen Riemen gewickelte Induktionsspule. Sie ist in zwei Lagen mit den Zuleitungen in der Mitte der oberen Windungslage gewickelt (Abb. 172). (Eine einlagige Spule würde als Ganzes außer der beabsichtigten gestreckten Spule noch eine flache, große Induktionsspule darstellen, die von einer Windung eines Spiraldrahtes gebildet wird.)

Wir wollen die Wirkungsweise dieses Spannungsmessers erläutern: Die magnetische Spannung soll längs eines Weges s ermittelt werden. Dieser Weg ist in Abb. 171 in den gebrochenen Kurvenzug s_1, s_2, \dots, s_m aufgelöst.

Die in die einzelnen Linienelemente fallenden Feldstärken seien $\mathfrak{H}_1, \mathfrak{H}_2, \dots, \mathfrak{H}_m$. Der Spannungsmesser umhülle den ganzen Weg s . Er habe auf der Längeneinheit N Windungen. Dann entfallen auf das m -te Linienelement mit der Länge s_m $N \cdot s_m$ Windungen. Entsteht oder vergeht das Feld \mathfrak{H} , so wird in dem Spannungsmesser ein bestimmter Spannungsstoß, $\int P dt$ (Voltsekunden), induziert. Dieser setzt sich additiv aus den Beträgen der einzelnen Linienelemente zusammen. Also falls F den (rechteckigen) Windungsquerschnitt des Spannungsmessers bedeutet:

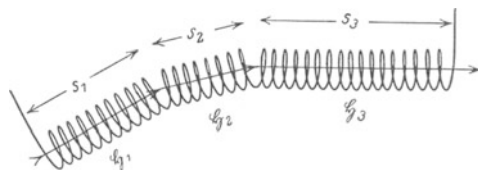


Abb. 171. Schema eines magnetischen Spannungsmessers. (A. P. CHATROCK, 1887; W. ROGOWSKI, 1912.)

$$\begin{aligned} \int P dt &= \mu_0 F \mathfrak{H}_1 N s_1 + \mu_0 F \mathfrak{H}_2 N s_2 + \dots + \mu_0 F \mathfrak{H}_m N s_m, \\ \int P dt &= \mu_0 F N (\mathfrak{H}_1 s_1 + \mathfrak{H}_2 s_2 + \dots + \mathfrak{H}_m s_m), \\ \int P dt &= \mu_0 F N \cdot M, \\ M &= \text{const} \int P dt, \quad \text{wo} \quad \text{const} = \frac{1}{\mu_0 N F}. \end{aligned} \tag{81}$$

Der induzierte Spannungsstoß, gemessen in Voltsekunden, ergibt, mit der Apparatkonstanten $1/\mu_0 N F$ multipliziert, direkt die gesuchte magnetische Spannung in Ampere. Die Apparatkonstante wird ein für allemal bestimmt, F und N durch direkte Ausmessung. Für μ_0 wird der universelle Wert $1,256 \cdot 10^{-6}$ Voltsek./Ampere Meter eingesetzt.

Wir benutzten einen Spannungsmesser von 1,2 m Länge. Seine Konstante beträgt $5 \cdot 10^5$ Ampere/Voltsek. (insgesamt 9600 Windungen von je 2 cm² Querschnitt). — Die induzierten Voltsekunden werden mit dem uns aus § 56 bekannten, langsam schwingenden Voltmeter gemessen. Die Eichung ist gemäß Abb. 162 auszuführen (J = Spannungsmesser).

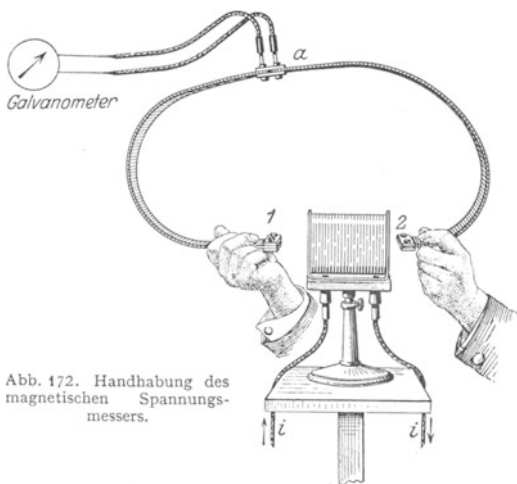


Abb. 172. Handhabung des magnetischen Spannungsmessers.

Die Handhabung des magnetischen Spannungsmessers wird durch die Abb. 172 erläutert. Es soll die magnetische Spannung M eines Spulenfeldes zwischen den Punkten 1 und 2 längs des Weges 1 a 2 gemessen werden. Man gibt dem Spannungsmesser die Gestalt dieses Weges. Dann ändert man das Magnetfeld durch Öffnen oder Schließen des Stromes zwischen Null und seinem vollen Wert und beobachtet den induzierten Spannungsstoß.

In dieser Weise stellen wir folgendes fest:

1. Längs eines offenen Weges (Abb. 172) ist die magnetische Spannung nur von der Lage der Endpunkte 1 und 2 des Weges, nicht aber von der Gestalt des Weges abhängig. Der Weg darf sogar Schleifen bilden, nur dürfen diese nicht den Strom umfassen.

2. In Abb. 173 ist der Weg des Spannungsmessers geschlossen, und dabei umfaßt er keinen Strom. Die magnetische Spannung ergibt sich gleich Null.

3. In Abb. 174 umfaßt der Weg des Spannungsmessers einen Strom i einmal auf geschlossener Bahn. Die magnetische Spannung M ist wiederum von der Gestalt des Weges (kreisrund, rechteckig usw.) unabhängig.

4. Quantitativ finden wir in Abb. 174 die magnetische Spannung gleich der Stromstärke i des rings umfaßten Leiters. Es gilt

$$M = \int \mathfrak{E} ds = i. \quad (82)$$

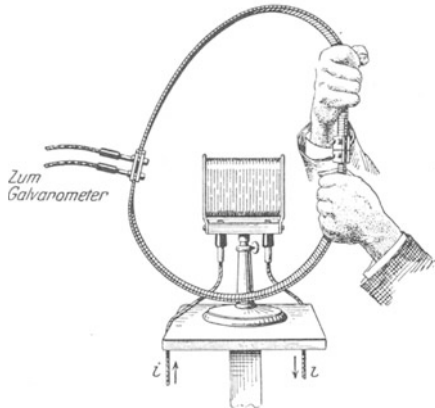


Abb. 173. Geschlossener, keinen Strom umfassender Weg eines magnetischen Spannungsmessers.

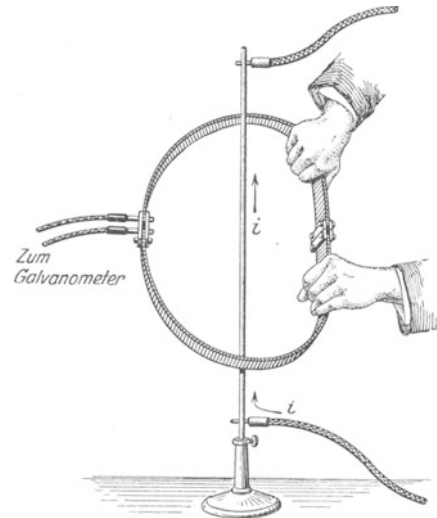


Abb. 174. Einfache Umfassung eines Stromes mit einem magnetischen Spannungsmesser. $i = 50$ bis 100 Ampere. Ein 2-Volt-Akkumulator genügt.

Zahlenbeispiel: $i = 83$ Ampere. Ein Stoßausschlag des langsam schwingenden Voltmeters von 12 cm bedeutet $A = 1,7 \cdot 10^{-4}$ Voltsekunden. A , multipliziert mit der Konstanten $5 \cdot 10^5$ des Spannungsmessers, gibt die magnetische Spannung $M = 1,7 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \cdot 10^5 = 85$ Amperewindungen.

5. In Abb. 175 umfaßt der Weg den Strom zweimal. Die magnetische Spannung verdoppelt sich. So fortfahrend, findet man für n -fache Umfassung des Stromes i als magnetische Spannung

$$M = ni. \quad (83)$$

6. In Abb. 175 war der den Strom i zweimal umfassende Weg geschlossen: Anfang und Ende des Spannungsmessers fielen zusammen. Das ist aber nicht notwendig. Der Spannungsmesser kann bei n -facher Umfassung ebensogut die n Umläufe einer Schraubenlinie mit offenen Enden bilden.

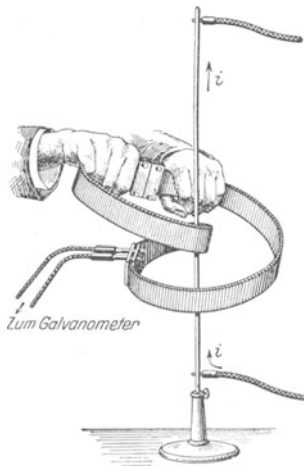


Abb. 175.

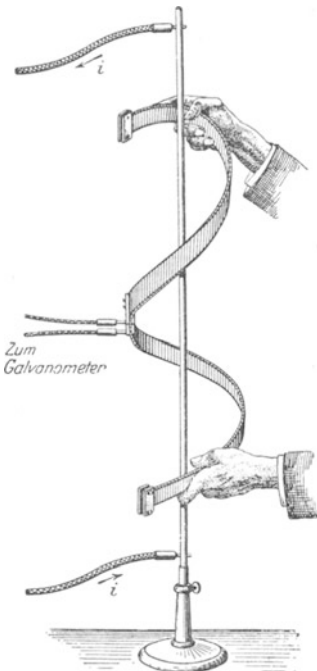


Abb. 176.

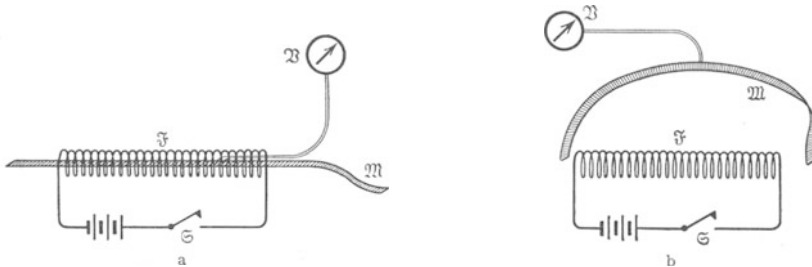
Zweifache Umfassung eines Stromes mit einem magnetischen Spannungsmesser, Abb. 175 auf geschlossenem, Abb. 176 auf offenem Wege.

So gibt beispielsweise die Messung in Abb. 176 die gleiche magnetische Spannung wie die in Abb. 175. (In beiden Fällen $n = 2$.)¹⁾

Diese Beobachtungen lassen sich kurz zusammenfassen, und damit ist der quantitative Zusammenhang von Leitungsstrom und Magnetfeld in seiner allgemeinsten Form gefunden. Er lautet in Worten: Die magnetische Spannung längs einer beliebigen Kurve ist bei einmaliger Umfassung eines Stromes mit dessen Stromstärke i (Ampere) identisch. Bei n -facher Umfassung steigt sie auf das n -fache dieses Wertes. Dieses Ergebnis findet in Gleichung (82) von S. 78 seine kürzeste Fassung.

Zur Einprägung dieses wichtigen Tatbestandes bringen wir noch drei Anwendungen der Gleichung (82).

1. Das homogene Magnetfeld einer gestreckten Spule. Die Länge der Spule heiße wieder l . Nach Abb. 143 ist die Feldstärke \mathfrak{H} in ihrem Innern, von den kurzen Polgebieten abgesehen, konstant, das Magnetfeld also homogen. Mit der Feldstärke \mathfrak{H}_i im Innern verglichen ist die Feldstärke \mathfrak{H}_a im Außenraum verschwindend klein (Abb. 177). Als magnetische Spannung M haben wir daher einfach das Produkt $\mathfrak{H} \cdot l$. Andererseits soll M nach Gleichung (83) von S. 78



Der Spannungsmesser durchsetzt die ganze Länge der Feldspule \mathfrak{F} . Öffnen und Schließen des Schalters \mathfrak{S} gibt jedesmal einen Spannungsstoß von $1,7 \cdot 10^{-3}$ Voltsek., d. h. nach Gl. (81) $M = 850$ Amperewindungen. Länge und Lage der heraushängenden Spulenden sind praktisch belanglos. Also liefert das Feld im Außenraum keinen nennenswerten Beitrag zur Liniensumme der Feldstärke \mathfrak{H} oder zur magnetischen Spannung.

Der Spannungsmesser verläuft auf einem beliebigen Wege ganz im Außenraum. Der von ihm induzierte Spannungsstoß beträgt nur noch rund $9 \cdot 10^{-5}$ Voltsekunden. M beträgt im Außenraum noch etwa 45 Amperewindungen, ist also neben der im Spulennern gemessenen Spannung von 850 Amperewindungen zu vernachlässigen. Die Liniensumme M der Feldstärke \mathfrak{H} für den Außenraum ist in der Tat schon bei dieser noch keineswegs sehr gestreckten Spule praktisch gleich Null.

Abb. 177 a, b. Verteilung der magnetischen Spannung im Felde einer gestreckten Feldspule \mathfrak{F} . \mathfrak{F} hat 900 Windungen, eine Länge von 0,5 m und einen Durchmesser 0,1 m. Sie wird von 1 Ampere Strom durchflossen, die magnetische Feldstärke \mathfrak{H} im Spulennern berechnet sich zu 1800 Ampere/Meter.

= ni sein. Umfassen doch die Feldlinien die von i Ampere durchflossenen n Windungen, insgesamt also $n \cdot i$ Ampere. Also haben wir

$$\mathfrak{H}l = ni \quad \text{oder} \quad \mathfrak{H} = ni/l.$$

Das ist aber nichts anderes als die in § 51 empirisch gefundene Gleichung (69) von S. 66. Diese erweist sich jetzt hier als Sonderfall der allgemeinen Gleichung (83) von S. 78.

¹⁾ Zur Veranschaulichung diene noch folgender Versuch: Wir wissen, daß ein Magnetfeld die Molekularströme im Eisen ausrichtet und so die Amperewindungen des Feldes erhöht (§ 53). Wir umfassen einen von etwa 50 Ampere durchflossenen Kupferdraht mit einem dicken Eisendraht. Zwischen den Enden des Eisendrahtes zeigt sich ein kräftiges Magnetfeld, es wird mit Eisenspänen sichtbar gemacht. Wir wiederholen den Versuch mit n -facher Umfassung, z. B. $n = 5$. Das Magnetfeld zwischen den Enden des Eisendrahtes ist erheblich stärker, es trägt einen viel dickeren Eisenbart.

2. Das Magnetfeld \mathfrak{H}_r im Abstände r von einem stromdurchflossenen geraden Draht¹⁾. Die magnetische Spannung längs einer seiner kreisförmigen Feldlinien (Abb. 4) vom Radius r ergibt sich aus Symmetriegründen zu

$$M = 2r\pi\mathfrak{H}_r = i,$$

also

$$\mathfrak{H}_r = \frac{1}{2\pi} \frac{i}{r} \text{ Ampere/m.} \quad (84)$$

Diese Beziehung spielte früher im Elementarunterricht unter dem Namen „Gesetz von BIOT und SAVART“ eine große Rolle.

3. Spannungsmessungen in Magnetfeldern permanenter Magnete. Unsere Darstellung hat stets die Wesensgleichheit der Magnetfelder von stromdurchflossenen Leitern und

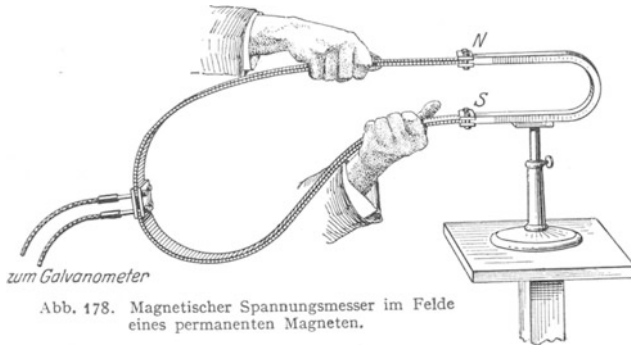


Abb. 178. Magnetischer Spannungsmesser im Felde eines permanenten Magneten.

von permanenten Magneten betont. Diese kann man mit dem magnetischen Spannungsmesser von neuem belegen. In Abb. 178 wird die magnetische Spannung zwischen den Polen eines Hufeisenmagneten bestimmt. Zur Spannungsmessung entfernt man den Magneten mit einer raschen Bewegung. Die Spannung ergibt sich

wieder völlig unabhängig vom Weg. — Auf geschlossenem Wege ergibt sie sich stets gleich Null. Der Spannungsmesser kann ja auf keine Weise die Molekularströme umfassen. Er müßte dann schon mitten durch die einzelnen Moleküle hindurchgeführt werden. Jeder im permanenten Magneten gebohrte Kanal geht nicht durch die Moleküle, sondern zwischen ihnen hindurch.

§ 60. Verschiebungsstrom und I. MAXWELLSche Gleichung. Man greife auf die erste Abbildung dieses Kapitels zurück, auf Nr. 159. Dort änderte sich das elektrische Feld eines Kondensators, und währenddessen floß im Leitungsdraht ein elektrischer Leitungsstrom. Dieser ist von ringförmigen magnetischen Feldlinien umgeben, und eine von ihnen war in Abb. 159 gezeichnet worden. Wir denken uns nun diese Figur ergänzt und entsprechende Feldlinien um die übrigen Drahtabschnitte herumgezeichnet. Dann kann man roh, aber unmißverständlich sagen: Der ganze Leitungsdraht ist von einem „Schlauch“ magnetischer Feldlinien umfaßt. Der so gezeichnete Schlauch endet beiderseits beim Eintritt des Leitungsdrahtes in die Kondensatorplatten. MAXWELL hingegen lehrte: Der Schlauch der magnetischen Feldlinien hat keine Enden, er bildet einen geschlossenen Hohlring: Auch das sich ändernde elektrische Feld des Kondensators ist von ringförmigen magnetischen Feldlinien umgeben. Die Abb. 159 ist durch Abb. 179 zu ersetzen. Deswegen bekommt das sich ändernde elektrische Feld einen seltsamen Namen, nämlich Verschiebungsstrom: Denn es besitzt das Hauptkennzeichen eines elektrischen Stromes, nämlich ein Magnetfeld. Von allen übrigen Bedeutungen des Wortes Strom,

¹⁾ Im Zentrum einer beliebigen Kreisspule mit dem Radius r und der Länge l ist die Feldstärke

$$\mathfrak{H} = \frac{ni}{l} \frac{l}{\sqrt{4r^2 + l^2}}. \quad (85)$$

Daraus folgt für den Grenzfall einer einzigen Kreiswindung ($l = 0$) als Feldstärke im Mittelpunkt $\mathfrak{H} = i/2r$.

In Worten: Ein sich änderndes elektrisches Feld erzeugt um sich herum ein magnetisches Wirbelfeld. Dabei ist angenommen, daß die Fläche $F = dx \cdot dy$ in Abb. 181 nur von einem Verschiebungsstrom durchsetzt wird. Fließt durch die Fläche außerdem noch ein Leitungsstrom i , so ist auf der rechten Seite $-i/F$ zu addieren.

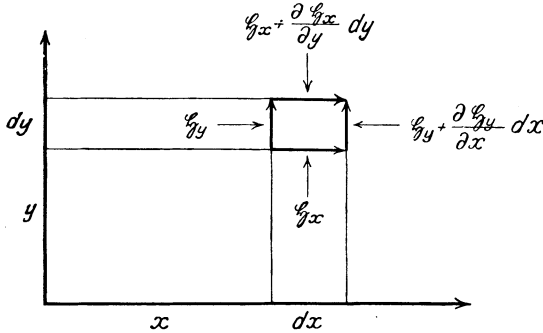


Abb. 181. Bildung der Liniensumme der magnetischen Feldstärke \mathcal{H} längs des Umfanges eines Flächenelementes $dx \cdot dy$. x -Achse senkrecht nach oben, also Rechtskoordinatensystem. Integrationsweg in der z -Richtung gesehen mit dem Uhrzeiger.

Leider kann man die magnetischen Feldlinien des Verschiebungsstromes in Abb. 179 nicht einfach wie die eines Leitungsstromes mit Eisenfeilicht nachweisen. Das wäre didaktisch sehr bequem. Man kann aber aus technischen Gründen in elektrischen Feldern mit langen Feldlinien nicht die nötige Amperezahl des Verschiebungsstromes herstellen. Aber die Ausführung des Versuches würde im Grunde nichts für die Erzeugung des Magnetfeldes durch den Verschiebungsstrom beweisen. Man könnte das in Abb. 179 beobachtete Magnetfeld stets dem Leitungsstrom in den Zuleitungen zu den Kondensatorplatten zuschreiben.

Ein wirklicher Beweis für das Magnetfeld des Verschiebungsstromes kann nur bei Benutzung ringförmig geschlossener elektrischer Feldlinien geführt werden. Er wird erst im XV. Kapitel erbracht, und zwar durch den Nachweis frei im Raum fortschreitender elektrischer Wellen. Um diese Schwierigkeit kommt man bei der Darstellung der modernen Elektrizitätslehre nicht herum. Bis dahin bleibt das Magnetfeld des Verschiebungsstromes eine nur plausibel gemachte Behauptung.

In Abb. 180 und Gleichung (87) war der Querschnitt F des elektrischen Feldes konstant und in Ruhe, die elektrische Feldstärke \mathcal{E} aber zeitlich veränderlich angenommen. Ein Magnetfeld kann jedoch auch anders entstehen: Die elektrische Feldstärke \mathcal{E} bleibt konstant, aber das Feld und die an seinen Enden befindlichen Ladungen bewegen sich mit der Geschwindigkeit u senkrecht zur Richtung der Feldlinien. Dabei überstreicht die zu u senkrechte Breite D des Feldes in der Zeit t eine Fläche $F = D \cdot u \cdot t$. Infolgedessen nennt man $\frac{\partial F}{\partial t}$ oder $\dot{F} = Du$ die „Änderungsgeschwindigkeit“ der Fläche F . Dieser Fall war u. a. in Abb. 153 verwirklicht. Dort war die zu u senkrechte Breite des elektrischen Feldes gleich der Ringbreite D ; es entstand senkrecht sowohl zur Richtung von \mathcal{E} wie von u ein Magnetfeld. In diesem Fall lautet die I. MAXWELLSche Gleichung

$$\int \mathcal{H} \cdot ds = \epsilon_0 \mathcal{E} \dot{F} = \epsilon_0 \mathcal{E} D u, \tag{87a}$$

Es bleibt der Wert der magnetischen Spannung $\int \mathcal{H} ds$ zu bestimmen. Zu diesem Zweck denke man sich in Abb. 153 den schwarzen Querschnitt des einen der beiden Ringe mit einem rechteckigen Wege s umgrenzt. Dann hat die magnetische Feldstärke \mathcal{H} nur längs der zwischen beiden Ringen gelegenen Rechteckseite (Länge D) einen endlichen Wert. Wir bekommen

$$\int \mathcal{H} ds = \mathcal{H} D.$$

Einsetzen dieses Wertes in (87a) ergibt: Ein mit der Geschwindigkeit u vorrückendes elektrisches Feld mit der elektrischen Feldstärke \mathcal{E} erzeugt senkrecht zu \mathcal{E} und u eine magnetische Feldstärke

$$\mathcal{H} = \epsilon_0 \cdot \mathcal{E} \cdot u. \tag{87b}$$

Diese Gleichung werden wir in § 151 benutzen.

§ 61. Zusammenfassung. Der Gedankengang dieses Kapitels ist der weit-aus schwierigste des ganzen Buches. Er wird hier noch einmal in Form einer Gegenüberstellung wiederholt.

Die experimentellen Ausgangstatsachen sind:

Ein Induktionsversuch: Ein die Fläche F senkrecht durchsetzendes Magnetfeld ändert sich mit der Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{H}}$. Wir beobachten zwischen den Enden eines F umfassenden Drahtes eine elektrische Spannung (Abb. 167).

Ein Leitungsstrom i ist von geschlossenen magnetischen Feldlinien \mathfrak{H} umgeben (Abbildung 4).

Erweiterte Deutung dieses experimentellen Befundes:

Der Draht ist für den Induktionsvorgang ganz unwesentlich. Der primäre Vorgang ist das Auftreten endloser, geschlossener elektrischer Feldlinien \mathfrak{E} , die das sich ändernde Magnetfeld umfassen (Abb. 168).

Auch der Verschiebungsstrom

$$i_v = \epsilon_0 F \dot{\mathfrak{E}}$$

hat ein Magnetfeld (Abb. 180). $\dot{\mathfrak{E}}$ ist die Änderungsgeschwindigkeit des die Fläche F durchsetzenden elektrischen Feldes.

Messung der Liniensumme der Feldstärke im Gebiete der geschlossenen Feldlinien liefert

die elektrische Spannung

$$P = \int \mathfrak{E} ds$$

Einheit: Volt.

die magnetische Spannung

$$M = \int \mathfrak{H} ds$$

Einheit: Ampere(windung).

Als Spannungsmesser dient:

ein Draht, in dem das Feld zusammenbricht und ein Influenzvorgang stattfindet (Abb. 167).

die gestreckte zweilagige Spiralspule (Abb. 172), in der ein Spannungstoß induziert wird.

Ergebnis der Spannungsmessungen:

$$P = \int \mathfrak{E} ds = \mu_0 F \dot{\mathfrak{H}}$$

unabhängig vom Wege s . Die elektrische Spannung P hat auf geschlossenem Wege s einen endlichen Wert, wenn der Weg s ein sich änderndes Magnetfeld einmal umfaßt. P ver- n -facht sich bei n -facher Umfassung.

$$M = \int \mathfrak{H} ds = \epsilon_0 F \dot{\mathfrak{E}}$$

unabhängig vom Wege s . Die magnetische Spannung M hat auch auf geschlossenem Wege einen endlichen Wert, wenn der Weg s den Verschiebungsstrom einmal umfaßt. M ver- n -facht sich bei n -facher Umfassung.

Man greife noch einmal auf die Vorbemerkung dieses Kapitels zurück, § 55. Dort zeigte uns die Abb. 159 unsere damalige Kenntnis vom Zusammenhang des magnetischen und des elektrischen Feldes: Der bei der Änderung des elektrischen Feldes auftretende Leitungsstrom im Leiter war von magnetischen Feldlinien umgeben.

An die Stelle der Abb. 159 tritt jetzt die hier ganz rohskizzierte Abb. 182. Magnetische Feldlinien sind wieder ausgezogen, elektrische wieder punktiert. Diese Abbildung geht über die frühere mit zwei Aussagen hinaus:

1. Ein sich änderndes elektrisches Feld ist von geschlossenen magnetischen Feldlinien umgeben. „Auch der Verschiebungsstrom hat ein Magnetfeld.“

2. Ein sich änderndes magnetisches Feld ist von geschlossenen elektrischen Feldlinien umgeben: „Induktion“.

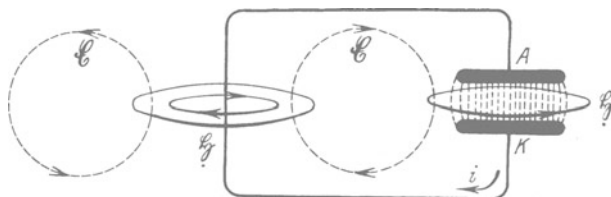


Abb. 182. Verknüpfung elektrischer und magnetischer Feldlinien. (Der Punkt unter dem \mathfrak{H} soll andeuten, daß die magnetische Feldstärke während der Kondensatorenladung abnimmt.)

VIII. Kräfte im magnetischen Felde.

§ 62. Die Kraftflußdichte \mathfrak{B} . Das Induktionsgesetz gab uns beim Entstehen oder Verschwinden eines Magnetfeldes den Spannungsstoß

$$\int P dt = \mu_0 n F \xi \quad (74) \text{ v. S. 73}$$

(F = Querschnitt des von der Induktionsspule umfaßten Bündels magnetischer Feldlinien).

Jetzt nehmen wir die Fläche der Induktionsspule senkrecht zu den Feldlinien an und führen zwei neue Begriffe ein, nämlich

nF = Windungsfläche der Induktionsspule, meßbar in m^2 ,

Induzierter Spannungsstoß $\frac{\int P dt}{\text{Windungsfläche } n \cdot F} = \text{Kraftflußdichte } \mathfrak{B}$, meßbar in Voltsek./ m^2 .

Dann lautet das Induktionsgesetz

$$\mathfrak{B} = \mu_0 \xi, \quad (89)$$

d. h. die Kraftflußdichte \mathfrak{B} , gemessen durch das Verhältnis des induzierten Spannungsstoßes zur Windungsfläche, ist streng proportional der Feldstärke ξ , gemessen durch das Verhältnis von Stromwindungszahl zur Spulenlänge.

Diese Erfahrungstatsache läßt sich nach Wahl in dreierlei Weise auswerten.

1. Man betrachtet die leicht meßbare Größe \mathfrak{B} als bequemes Hilfsmittel zur Messung der magnetischen Feldstärke ξ , also $\xi = \mathfrak{B}/\mu_0$.

2. Man betrachtet die Kraftflußdichte \mathfrak{B} lediglich als sprachliche Kürzung für das oft auftretende Produkt $\mu_0 \xi$.

3. Man betrachtet \mathfrak{B} als selbständige, der Feldstärke ξ gleichberechtigte, zweite Maßgröße des magnetischen Feldes und stellt sie ebenfalls durch einen Vektor dar; die Flächendichte des induzierten Spannungsstoßes hängt ja von der Neigung der Induktionsspule gegenüber den Feldlinien ab.

Die Darstellung dieses Buches wird allen drei Möglichkeiten in gleicher Weise gerecht. Zur Anwendung der Gleichung (89) bestimmen wir als Beispiel das Magnetfeld des Elektromagneten in Abb. 188 von S. 88. Die Polflächen sind eben, ihr Abstand klein (etwa 1 cm) und folglich das Feld in der Mitte gut homogen. Wie groß ist dort die Feldstärke ξ ?

Eine Messung mit dem Magnetometer ist kaum ausführbar, es fehlt an Platz. Für die Berechnung der Feldstärke ξ fehlt so gut wie alles: die genaue Kenntnis der Windungszahl und die Formel für die kurz und breit gewickelten Spulen. Vor allem aber kommen zu den sichtbaren Stromwindungen der Spulen die unsichtbaren im Innern des Eisenkerns hinzu. — Hingegen bietet die Messung der Kraftflußdichte \mathfrak{B} keinerlei Schwierigkeit. Wir stellen eine kleine Induktionsspule J (Abb. 183), meist „Probenspule“ genannt, senkrecht zu den Feldlinien in das auszumessende Feldgebiet und verbinden die Spulenden mit einem auf Voltsekunden geeichten Galvanometer. Dann ziehen wir die Probenspule aus dem Felde heraus, beobachten den Spannungsstoß (Voltsekunden) und dividieren ihn durch die Windungsfläche $n \cdot F$ der Probenspule (m^2). So finden wir für den Elektromagneten in Abb. 188 etwa $\mathfrak{B} = 1,5 \text{ Voltsek./m}^2 = 15000 \text{ Gauß}$. Man nennt



Abb. 183. Probenspule zur Messung der Kraftflußdichte eines Elektromagneten. Eine Windung von 3 cm^2 Fläche, also Windungsfläche $nF = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$.

nämlich 10^{-4} Voltsek./m² oft 1 Gauß. Zum Vergleich geben wir die Kraftflußdichte der horizontalen Komponente des magnetischen Erdfeldes in Göttingen, sie beträgt $\mathfrak{B}_{\text{hor}} = 0,2 \cdot 10^{-4}$ Voltsek./m² = 0,2 Gauß.

Für ihre Messung benutzt man meist Induktionsspulen J von Handtellergröße und einigen hundert Windungen. Man nennt sie nicht Probepule, sondern Erdinduktor. Zur Erzeugung des Spannungsstoßes stellt man die Spulenebene vertikal und dreht sie aus der NS- in die OW-Richtung (oder umgekehrt).

Außer der leichten Meßbarkeit bringt uns die Kraftflußdichte \mathfrak{B} noch einen zweiten Vorteil, eine Vereinfachung in der Schreibweise vieler Gleichungen.

Der Name Kraftflußdichte ist aus Gleichung (75) von S. 74 herzuleiten. Diese gab für ein homogenes Magnetfeld vom Querschnitt F den Kraftfluß $\Phi = \mu_0 \mathfrak{B} F = \mathfrak{B} \cdot F$; also $\mathfrak{B} = \Phi/F =$ Kraftflußdichte.

§ 63. Die Induktion in bewegten Leitern. Im vorigen Kapitel ist der Induktionsvorgang in einer ruhenden und starren Induktionsspule untersucht und gedeutet worden. Jetzt folgt das gleiche für den Induktionsvorgang in bewegten Leitern.

Wir benutzen wieder ein homogenes Magnetfeld und blicken in Abb. 184 parallel zu den Feldlinien in eine gestreckte Spule hinein (\mathfrak{H} etwa 5000 Amperem/m). In dem kreisrunden Gesichtsfeld sehen wir links zwei rechtwinklig gebogene Metalldrähte. Sie stehen in der Mitte der Spule. Ihre Enden ragen durch einen seitlichen Schlitz heraus und sind mit einem auf Voltsekunden geeichten Galvanometer verbunden. Rechts sind die beiden horizontalen Drähte durch einen Bügel der Länge D überbrückt, er kann auf ihnen gleiten. Diesen Bügel verschieben wir mit einem Handgriff um ein beliebiges Stück x . Er überstreicht dabei die Fläche $F = D \cdot x$. Gleichzeitig beobachten wir einen Spannungsstoß

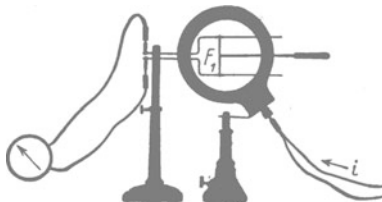


Abb. 184. Zur Induktion in Leitern, deren Einzelteile gegeneinander bewegt werden. Die Feldspule \mathfrak{H} hat 10 Windungen pro cm Spulenlänge, also $n/l = 1000$ m⁻¹.

$$\int P dt = \mu_0 \cdot \mathfrak{B} F \quad (90)$$

in formaler Übereinstimmung mit dem Induktionsgesetz Gleichung (74) von S. 73.

Dieser Versuch läßt sich mannigfaltig abwandeln. Man ersetzt z. B. Drähte und Bügel in Abb. 184 durch eine Induktionsspule und zerstört diese schrittweise im Felde z. B. durch seitliches Abziehen der Windungen. So verändert man die Zahl n der Windungen. Zugleich kann man die Fläche F der Induktionsspulen durch Verformung ändern und die Feldstärke \mathfrak{H} durch Änderung des Feldspulenstromes. Dann bekommt man für den induzierten Spannungsstoß

$$\int P dt = \mu_0 [n_1 F_1 \mathfrak{H}_1 - n_2 F_2 \mathfrak{H}_2] \quad (91)$$

Voltsekunden am Anfang am Schluß

oder für die induzierte Spannung (Volt)

$$P = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (n F \mathfrak{H}). \quad (92)$$

Bei diesem und vielen ähnlichen Versuchen wird also ein Feldlinienbündel von einem Leiter umfaßt und die Größe der umfaßten Fläche um den Betrag F (in Abb. 184 = $D \cdot x$) geändert. Diese sichtbare Größenänderung der umfaßten Fläche ist aber nur eine Nebenerscheinung. Wesentlich ist etwas anderes: Die Bewegung einzelner Teile der Induktionsspule oder -schleife relativ zu den anderen Teilen. Das entnehmen wir einer Fortbildung des Versuches. — Wir sehen in Abb. 185 als „Induktionsspule“ eine schmale Drahtschleife. Die Schleife ist zwischen K und A durch einen Blechstreifen der Breite D unterbrochen. Er kann, ohne bei K und A den metallischen Kontakt mit der Drahtschleife zu verlieren, in Richtung des Pfeiles bewegt werden.

Diese Drahtschleife stellt man in das homogene Magnetfeld einer gestreckten Spule möglichst parallel zu den Feldlinien. Es sollen keine magnetischen Feldlinien durch die Schleifenflächen hindurchtreten. (Bei richtiger Aufstellung darf beim Schließen und Öffnen des Feldspulenstromes kein Spannungsstoß induziert werden.) Der Blechstreifen ragt seitlich aus einem Schlitz der Feldspule heraus. — Dann kommt der eigentliche Versuch: Man verschiebt den Blechstreifen mit beliebiger Geschwindigkeit um das Stück x . Dabei passiert eine Blechfläche der Größe $F = D \cdot x \text{ m}^2$ die Verbindungslinie KA . Wir beobachten einen Spannungsstoß (Voltsekunden)

$$\int P dt = \mu_0 \oint D x = \mu_0 \oint F. \quad (90)$$

Wir gelangen also formal wiederum auf das Induktionsgesetz. F bedeutet auch hier eine senkrecht von den magnetischen Feldlinien durchsetzte Fläche. Doch wird sie nicht mehr in sichtbarer Weise durch einen Draht umgrenzt oder überstrichen.

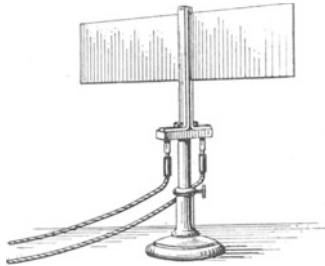


Abb. 185. Zur Induktion in einer bewegten Metallplatte, oben Schema, unten Ausführung.

Man kann die in Abb. 185 beschränkte Bewegung des Blechstreifens durch eine stetig andauernde ersetzen. Man braucht das Blech nur außerhalb des Magnetfeldes wie das Sägeband einer Bandsäge zu schließen und irgendwie über Räder zu führen. Das Blech rücke mit der konstanten Geschwindigkeit $dx/dt = u$ vor. Dann beobachtet man einen Dauerausschlag des Galvanometers, entsprechend der konstanten Spannung

$$P = \mu_0 \oint D u \quad (93)$$

oder eine längs D herrschende elektrische Feldstärke

$$\mathcal{E} = \mu_0 \oint u. \quad (93a)$$

Das folgt unmittelbar aus Gleichung (90), also dem Induktionsgesetz.

Diesen Versuch zeigen wir qualitativ in einer lehrreichen Variante. In Abb. 186 rotiert ein zylindrischer Magnetstab um seine Längsachse. Von den beiden schleifend angepreßten Drähten führen zwei Leitungen zum Galvanometer. Gleichförmige Rotation gibt einen konstanten Galvanometerausschlag. Hier tritt die Oberfläche des Stabes an die Stelle des bewegten Bleches in Abb. 185. Sie wird von den Feldlinien der Polgebiete durchsetzt.

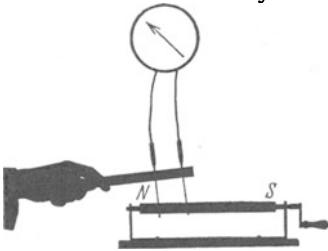


Abb. 186: Unipolar- oder Rotationsinduktion, eine Abart des in Abb. 185 gezeigten Vorganges.

Durch diese und ähnliche Anordnungen ist der alte Name „Rotations“- oder „Unipolarinduktion“ entstanden. Er bringt aber nicht das Wesentliche zum Ausdruck: Die Relativbewegungen einzelner Leiterteile in der „Induktionsspule“ gegeneinander.

§ 64. Deutung der Induktion in bewegten Leitern. Was lernen wir aus den Versuchen über Induktion in bewegten Leitern?

Früher konnten wir (dank der Relativität aller zur Induktion führenden Bewegungen) alle Induktionserscheinungen vom Standpunkt einer ruhenden Induktionsspule aus betrachten und im Sinne MAXWELLS auf das in Abb. 168 skizzierte Schema zurückführen: Ein sich zeitlich änderndes magnetisches Feld

umgibt sich mit geschlossenen elektrischen Feldlinien (einem elektrischen „Wirbelfeld“).

Bei unseren neuen Versuchen hingegen bewegen sich einzelne Teile der Induktionsspule oder -schleife gegeneinander. Folglich kann man nicht mehr den Standpunkt der ruhenden Induktionsspule einnehmen und die neuen Versuche nicht mehr mit dem früheren Bilde darstellen. Statt dessen bringen uns die Induktionsversuche mit bewegten Leitern eine neue Erkenntnis: Wir wissen bereits: Eine bewegte elektrische Ladung erzeugt ein Magnetfeld [§ 52, Gleichung (73) von S. 67]. Jetzt lernen wir zu diesem Satz ein Gegenstück: Ein Magnetfeld übt auf bewegte Ladungen Kräfte aus. Die Größe dieser Kräfte folgt unmittelbar aus dem Induktionsgesetz.

Wir greifen auf die Abb. 185 zurück. — Wie jeder Körper enthält auch das Blech Elektrizitätsatome, und zwar gleiche Mengen q von beiden Vorzeichen. Diese Elektrizitätsatome nehmen an der Bewegung des Bleches mit voller Geschwindigkeit teil. Dazu haften sie hinlänglich (s. oben S. 68 und später S. 183).

Zur Vereinfachung sprechen wir weiterhin nur von den negativen Elektrizitätsatomen, den Elektronen. Für die positiven gilt alles Folgende ebenso, aber mit umgekehrtem Vorzeichen.

Das Experiment zeigt: Die bewegten Elektronen häufen sich in Abb. 185 bei K an. Dadurch entsteht eine abwärts gerichtete elektrische Feldstärke $\mathfrak{E} = \mu_0 \mathfrak{H} u$. Diese drückt die Ladung q mit der Kraft $K = q \mathfrak{E} = \mu_0 \mathfrak{H} u q$ nach unten. Trotzdem bleiben Spannung und Elektronenanhäufung während der Bewegung erhalten. Also muß das Magnetfeld auf die bewegte Ladung q eine nach oben gerichtete Kraft ausüben von der Größe

$$K = \mu_0 \mathfrak{H} u q$$

oder nach Gleichung (89) von S. 84

$$K = \mathfrak{B} u q. \tag{94}$$

(K in Großdyn, \mathfrak{B} in Voltsek./m², u in m/sek., q in Amperesekunden.)

Mit dieser Kraft wirkt ein Magnetfeld der Kraftflußdichte \mathfrak{B} auf eine mit der Geschwindigkeit u senkrecht zu den Feldlinien bewegte Ladung q . Diese Kraft steht sowohl zum Felde wie zur Geschwindigkeit senkrecht. (Abb. 187.)

Leider können wir diese Gleichung (94) im Schaulversuch nicht mit einem mechanisch bewegten Elektrizitätsträger nachprüfen, etwa einer geladenen Seifenblase. Man kann für solche groben Träger das Produkt $q \cdot u$ nicht groß genug machen. Doch können wir die Gleichung (94) in anderer Weise mit der Erfahrung vergleichen.

Nach S. 67 ist die sichtbare Bewegung eines Elektrizitätsträgers mit der unsichtbaren Bewegung von Elektrizitätsatomen im Innern von Leitern gleichwertig. Es gilt quantitativ

$$q u = i l. \tag{73}$$

Dies setzen wir in Gleichung (94) ein und erhalten als Kraft auf ein vom Strom i durchflossenes, zu den Feldlinien senkrechttes Leiterstück der Länge l

$$K = \mu_0 \mathfrak{H} i l = \mathfrak{B} i l. \tag{95}$$

Zur Prüfung dieser Gleichung benutzen wir in Abb. 188 einen horizontalen geraden Leiter im homogenen Magnetfeld eines Elektromagneten. Er bildet mit seinen beiden starren Zuleitungen ein Trapez und hängt an einem Kraftmesser



Abb. 187. Kraft, Stromrichtung und Kraftflußdichte \mathfrak{B} stehen zueinander senkrecht. Als Stromrichtung wird — vom Brauch der Elektrotechnik abweichend — in diesem Buch die Laufrichtung der Elektronen benutzt.

(Waage). Ein Zahlenbeispiel findet sich in der Satzbeschriftung der Abb. 188. Das Feldlinienbild zeigt Abb. 189.

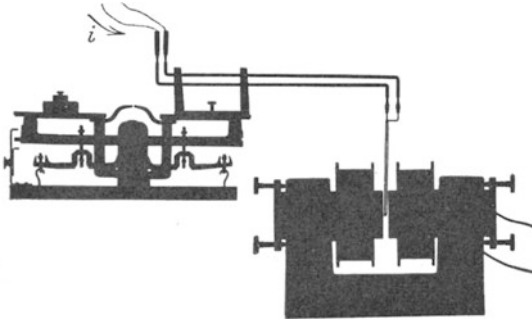


Abb. 188. Ein horizontaler stromdurchflossener Leiter im homogenen Magnetfeld eines Elektromagneten. Der Leiter erscheint perspektivisch stark verkürzt. Zahlenbeispiel: $i = 15$ Ampere; $l = 5 \cdot 10^{-2}$ m; $\mathfrak{B} = 1,5$ Voltsek./m²; $K = 1,12$ Großdyn = 115 Pond.

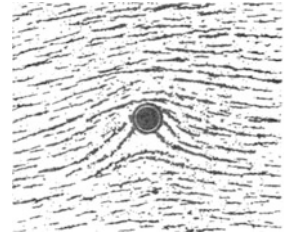


Abb. 189. Feldlinienbild zu Abb. 188. Der Leiter steht senkrecht zur Papierebene.

§ 65. Kräfte zwischen zwei parallelen Strömen. Die Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8$ m/sek. Als Anwendungsbeispiel für die Gleichung (95) berechnen wir die Kräfte zwischen zwei parallelen von Strömen i_1 und i_2 durchflossenen Leitern der Länge l im Abstände r (Abb. 9). Der Strom i_1 erzeugt im Abstände r

die Feldstärke $\mathfrak{G} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{i}{r}$ Ampere/m Gl. (84) v. S. 80

und die Kraftflußdichte $\mathfrak{B} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{i}{r}$ Voltsek./m². (96)

Gleichung (95) und Gleichung (96) zusammengefaßt ergeben für die Anziehung bei gleicher und Abstoßung bei entgegengesetzter Stromrichtung

$$K = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{i_1 i_2 l}{r} \tag{97}$$

Zahlenbeispiel (Abb. 9): $i = 100$ Ampere; $l = \frac{1}{2}$ m; $r = 1$ cm = 0,01 m; $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Voltsek./Ampere Meter; $K = 10^{-1}$ Großdyn = 10 Pond.

Wir wenden die Gleichung (97) auf einen Sonderfall an: Wir denken uns beide Ströme von zwei gleichen, nebeneinander fliegenden Reihen von Elektrizitätsatomen gebildet (Abb. 190) (elektrische Korpuskularstrahlen). Es soll also im Gegensatz zu den Leitungsströmen in Metallen usw. die gleich große Anzahl von Elektrizitätsatomen des anderen Vorzeichens fehlen. Infolgedessen tritt zwischen den beiden Reihen außer der magnetischen Anziehung K_{magn} eine elektrische Abstoßung K_{el} auf.



Abb. 190. Zwei parallel zueinander fliegende Reihen von Elektrizitätsatomen gleichen Vorzeichens.

Für die magnetische Anziehung erhalten wir durch Zusammenfassung der Gleichungen (97) und (73) von S. 67

$$K_{\text{magn}} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{q^2 u^2}{lr} \tag{98}$$

Für die elektrische Abstoßung ergibt sich

$$K_{\text{el}} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{lr} \tag{99}$$

Herleitung: Die linke Ladungskette erzeugt im Abstand r die Verschiebungsdichte $\mathfrak{D} = \frac{q}{2r\pi l}$, also die Feldstärke $\mathfrak{G} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{rl}$. Diese wirkt nach Gleichung (19) von S. 38 auf die rechts befindliche Ladungskette mit der Kraft $K_{\text{el}} = q \cdot \mathfrak{G} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{rl}$.

Aus Gleichung (98) und (99) erhalten wir das Verhältnis

$$\frac{\text{anziehende Kraft } K_{\text{magn}}}{\text{abstoßende Kraft } K_{\text{el}}} = \mu_0 \varepsilon_0 u^2. \quad (100)$$

Wir berechnen das Produkt

$$\begin{aligned} \mu_0 \varepsilon_0 &= 1,256 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Voltsekunden}}{\text{Ampere Meter}} \cdot 8,859 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Amperesekunden}}{\text{Volt Meter}}, \\ \mu_0 \varepsilon_0 &= 0,11127 \cdot 10^{-16} \frac{\text{sek}^2}{\text{m}^2} = \left(\frac{1}{2,998 \cdot 10^8} \right)^2 \frac{\text{sek}^2}{\text{m}^2} = \frac{1}{(\text{Lichtgeschwindigkeit } c)^2}. \end{aligned}$$

Es gilt¹⁾

$$c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}. \quad (101)$$

Das ist die große Entdeckung WILHELM WEBERS (1856): Man kann die Lichtgeschwindigkeit c aus rein elektrischen Messungen herleiten, nämlich Messungen der Influenzkonstante ε_0 und der Induktionskonstante μ_0 (vgl. § 151).

(100) und (101) ergeben

$$\frac{\text{anziehende Kraft } K_{\text{magn}}}{\text{abstoßende Kraft } K_{\text{el}}} = \frac{u^2}{c^2}. \quad (102)$$

Die Lichtgeschwindigkeit erscheint hier als ausgezeichnete Geschwindigkeit. Im Grenzfalle $u = c$ sollten nach Gleichung (102) die elektrischen und magnetischen Kräfte gleich groß werden. Doch ist gegen die Herleitung der Gleichung (99) ein Einwand zu machen: Wir haben die Gleichung $K = q \cdot \mathcal{C}$ auf S. 38 für ruhende Ladungen hergeleitet, hier aber auf schnell bewegte angewandt (s. später § 160).

§ 66. Regel von LENZ. Wirbelströme. Durch Induktionsvorgänge entstehen elektrische Felder, Ströme und Kräfte. Ihre Richtungsvorzeichen bestimmt man nach einer von H. F. E. LENZ (1834) gegebenen Regel:

Die durch Induktionsvorgänge entstehenden elektrischen Felder, Ströme und Kräfte behindern stets den die Induktion einleitenden Vorgang. Beispiele:

1. In Abb. 163 S. 73 konnten wir die Induktion durch ein Anwachsen des Magnetfeldes hervorrufen. Folglich muß ein in der Induktionsspule entstehender Strom das Anwachsen des Magnetfeldes behindern. Er muß also dem Feldspulenstrom entgegengesetzt fließen (vgl. S. 74).

2. In Abb. 191 hängt ein Al-Ring als Induktionsspule pendelnd zwischen den Kegelpolen eines Hufeisenmagneten. Wir ziehen den Magneten auf seiner Führungsschiene zur Seite. Der Ring folgt dem Magneten. Die Trennung, die Ursache des Induktionsvorganges, wird behindert.

3. Wir kehren den Versuch um, d. h. wie nähern den Magneten dem Ringe und versuchen den Ring ins Gebiet des zentralen, stärksten Feldes zu bringen. Jetzt weicht der Ring vor dem anrückenden Magneten zurück. Die Annäherung, die Ursache der Induktion wird behindert.

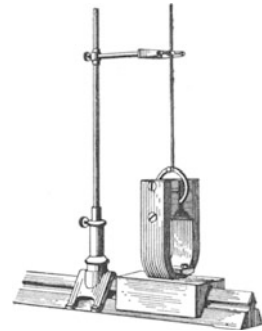


Abb. 191. Eine ringförmige „Induktionsspule“ hängt pendelnd zwischen den Polen eines auf einer Schiene verschiebbaren Hufeisenmagneten.



Abb. 192. Wirbelströme bremsen den Fall einer Silbermünze im inhomogenen Magnetfeld.

¹⁾ Natürlich unabhängig von den willkürlich gewählten Einheiten von Strom und Spannung! Beide Einheiten stehen sowohl im Zähler wie im Nenner des Produktes $\varepsilon_0 \mu_0$.

4. In den Fällen 2 und 3 kann man das Loch im Ring beliebig klein machen. Dann entartet der Ring zu einer massiven Blechscheibe. Die in diesem Blech induzierten Ströme nennt man Wirbelströme.

Man bringe eine Silbermünze in das inhomogene Magnetfeld eines größeren Elektromagneten. Dann fällt sie nicht mit der in Luft üblichen Geschwindigkeit. Sie sinkt ganz langsam wie in einer klebrigen Flüssigkeit zu Boden. So sehr behindert der Induktionsvorgang seine Ursache, d. h. hier die Fallbewegung.

5. Wir ersetzen die geradlinige Bewegung durch eine Drehung. Wir drehen in Abb. 193 einen Hufeisenmagneten um seine Längsachse und erhalten so ein

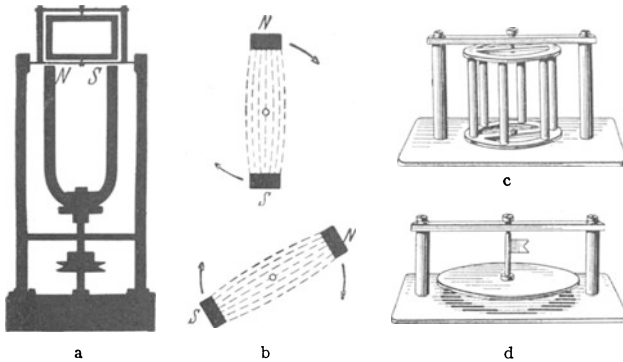


Abb. 193. Magnetisches Drehfeld mit verschiedenen „Induktionsläufern“. b zeigt schematisch das mit dem Apparat der Abb. a hergestellte magnetische Drehfeld in zwei um 60° getrennten Stellungen. Die kleinen Kreise markieren für den senkrecht von oben blickenden Beschauer die Drehachse des Hufeisenmagneten und der magnetischen Feldlinien zwischen seinen umlaufenden Polen N.S. c und d zwei Läufer, die statt des rechteckigen Läufers oberhalb des drehbaren Magneten eingesetzt werden können. Die Anwendung des Läufers d gibt eine Umkehr des in Abb. 194 folgenden Versuches.

ja die Feldänderung innerhalb der Rahmenfläche fort und damit auch die Induktion. Man nennt den prozentischen Geschwindigkeitsunterschied zwischen Spule und Drehfeld die „Schlüpfung“ oder den „Schlupf“. — Bei der technischen Ausnutzung dieses Versuches wird der einfache rechteckige Rahmen durch einen metallischen Käfig (Abb. 193 c) ersetzt. Man spricht dann von einem Induktions- oder Kurzschlußläufer (siehe Abb. 259).

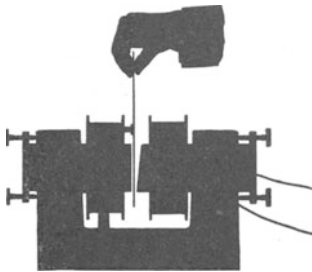


Abb. 194. Wirbelströme bremsen die Drehung einer Kreisscheibe aus Aluminium. Die Achse liegt weit hinter der Zeichenebene. Die Kraftflußdichte des inhomogenen Magnetfeldes beträgt in halber Höhe des Feldes etwa 1,5 Voltsek./m².

Die Scheibe läßt sich nur sehr schwer drehen, man spürt einen zähen Widerstand von überraschender Größe. Die Induktion der Wirbelströme behindert ihre Ursache, die Scheibendrehung.

Die Entstehung dieser Wirbelströme deutet man am besten als Induktion in bewegten Leitern. Wir zeichnen uns in Abb. 195 den Querschnitt des Magnetfeldes und ein Stück der Kreisscheibe. Dabei legen wir der Einfachheit halber die Achse der Kreisscheibe in die

sich drehendes Magnetfeld: In dies „magnetische Drehfeld“ bringen wir eine drehbar gelagerte „Induktionsspule“, und zwar einen einfachen rechteckigen Metallrahmen. Der Rahmen folgt der Drehung des Feldes: Die Winkelverdre- hung zwischen Feld und Rahmen, die Ursache des Induktionsvorganges, wird behindert. Bald läuft der Rahmen fast so schnell wie das Drehfeld. Genau so rasch kann er nicht laufen. Sonst fiele

6. Im vierten Versuch lernten wir die Wirbelströme kennen. Dabei wurde ein inhomogenes Magnetfeld durch eine begrenzte Metallplatte hindurch bewegt. Es änderte sich das die Platte durchsetzende Magnetfeld. —

Wirbelströme können jedoch auch ohne Änderung der geometrischen Lagebeziehungen entstehen. Wir sehen in Abb. 194 eine kreisförmige Aluminiumscheibe in das inhomogene Magnetfeld eines Elektromagneten eintauchen. Die Achse der Kreisscheibe liegt weit hinter der Zeichenebene. Die Scheibe läßt sich nur sehr schwer drehen,

halbe Höhe des Magnetfeldes. Dann zeichnen wir uns punktiert einen kleinen Kreis, er soll uns eine geschlossene Reihe von Elektronen in der Metallscheibe andeuten. Alle Elektronen nehmen an der Scheibendrehung teil. Folglich werden sie senkrecht zu den Feldlinien bewegt, und dadurch entstehen die mit Pfeilen angedeuteten Kräfte, gemäß $K = \textcircled{B}qu$ (S. 87). Die Kraftflußdichte \textcircled{B} des Feldes ist unten größer als oben. K_3 ist größer als K_1 und dadurch entsteht eine Kreisbewegung der Elektronen gegen den Uhrzeiger. Außerdem verschieben die Kräfte K_2 die ganze Strombahn nach rechts. Beide Bewegungen überlagern sich und geben als Bahn der Wirbelströme Zykloiden.

§ 67. Das Kriechgalvanometer. Der Kraftfluß bei verschiedenem Eisenschluß. Wir knüpfen an den ersten Versuch des vorigen Paragraphen an. Dort war in Abb. 191 ein Metallring als Pendel in ein Magnetfeld gehängt. Zu Schwingungen angestoßen, kommt das Pendel nach wenigen Hin- und Hergängen zur Ruhe. Die bei der Induktion auftretenden Kräfte behindern die Schwingungen (LENZsche Regel). Diese „Induktionsdämpfung“ wird praktisch viel zur Unterdrückung lästiger Schwingungen ausgenutzt. Oft wird sie als „Wirbelstromdämpfung“ ausgeführt. Man denke sich den Ring in Abb. 191 durch eine Metallscheibe ersetzt.

Die Induktionsdämpfung ist vor allem beim Bau zahlreicher Meßinstrumente unentbehrlich geworden. Man verhindert mit ihr das störende und zeitraubende Pendeln der Zeiger vor ihrer endgültigen Einstellung. Man kann praktisch immer die „gerade aperiodische“¹⁾ Zeigereinstellung erreichen.

Als einziges Beispiel bringen wir die Induktionsdämpfung des Drehspul-Strommessers (Abb. 17). Sie setzt sich meist aus zwei Anteilen zusammen: Erstens benutzt man als Träger der Spulenwindungen einen rechteckigen Metallrahmen. Er wirkt, sinngemäß auf Drehschwingungen übertragen, wie der Ring in Abb. 191. Zweitens kann die Drehspule selbst als metallisch geschlossene Induktionsspule wirken. Man benutzt das Instrument in irgendwelchen Stromkreisen. Dabei kann man im Bedarfsfall immer eine leitende Verbindung zwischen den Enden der Drehspule herstellen. Der Widerstand dieser leitenden Verbindung (in Abb. 40 z. B. rund 10^6 Ohm) heißt der „äußere Widerstand“. Durch passende Wahl seiner Größe sorgen geübte Beobachter stets für eine „gerade aperiodische“ Zeigereinstellung.

Bei zu großer Dämpfung „kriecht“ der Zeiger. Er erreicht seine Einstellung zwar aperiodisch, aber sehr langsam. Langsames Kriechen macht ein Galvanometer zur Messung von Strömen und Spannungen unbrauchbar. Hingegen leistet ein „Kriechgalvanometer“ bei der Messung von „Stromstößen“ ($\int i dt$) und „Spannungstößen“ ($\int P dt$) außerordentliche Dienste: Es summiert während längerer Beobachtungszeiten automatisch eine Reihe aufeinanderfolgender Stöße. Eine mechanische Analogie wird das klarmachen:

In Abb. 196 taucht ein Schwerependel mit einem Ende in eine sehr zähe Flüssigkeit, etwa Honig. Dadurch wird seine Bewegung stark gedämpft. Wir lassen mit einem Hammerschlag einen Kraftstoß ($\int K dt$) auf das Pendel wirken. Das Pendel schlägt mit einem Ruck aus und bleibt dann praktisch stehen: Infolge der starken Dämpfung kann es erst im Laufe vieler Minuten zum Null-

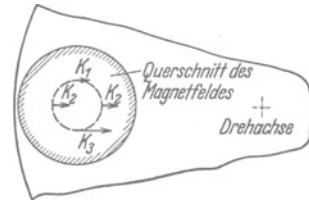


Abb. 195. Zur Entstehung der Wirbelströme in der bewegten Kreisscheibe in Abb. 194.

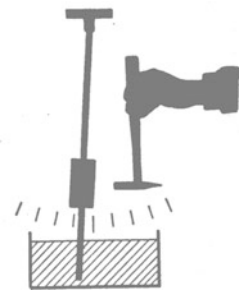


Abb. 196. Zur Wirkungsweise des Kriechgalvanometers.

¹⁾ D. h. nicht eine „kriechende“, siehe unten!

punkt zurückkehren. Ein zweiter Kraftstoß (Hammerschlag) trifft also das Pendel am Endpunkt des ersten Ausschlages. So addiert sich der zweite Ausschlag zum ersten. Ein Kraftstoß aus der entgegengesetzten Richtung (Hammerschlag von links) wird in entsprechender Weise subtrahiert. Und so fort.

„Kriechgalvanometer“ werden in der Meßtechnik hauptsächlich zur Summierung von Spannungstößen benutzt. Man eicht sie also

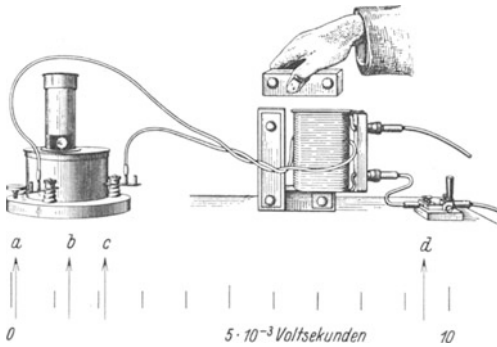


Abb. 197. Änderung des Kraftflusses durch „Eisenschluß“. Messung des Kraftflusses mit einem Kriechgalvanometer (Fluxmeter). Gleiches Instrument wie in Abb. 75, 83 usw., nur durch den kleinen „äußeren Widerstand“ der Induktionsschleife sehr stark gedämpft. Querschnitt des Eisenkernes rund 50 cm². Zur Vergrößerung der Ausschläge kann man an Stelle der einen Induktionsschleife einige Windungen benutzen.

gemäß Abb. 162 von S. 72 auf Voltsekunden. Als Beispiel für die Anwendung des Kriechgalvanometers untersuchen wir den Einfluß des Eisens auf den Kraftfluß Φ einer stromdurchflossenen Spule. Die Spule wird in Abb. 197 von einer improvisierten Induktionsschleife umfaßt. Der Galvanometerzeiger steht auf dem Nullpunkt der Skala (Nebenskizze in Abb. 197). Jetzt kommen die Versuche:

1. Der Spulenstrom (etwa 3 Ampere) wird eingeschaltet. Der Galvanometerzeiger verschiebt sich in die Stellung *a*. Sie bedeutet 10^{-4} Voltsekunden. Es ist der Kraftfluß Φ der leeren Spule.
2. Wir stülpen die Spule über den einen Schenkel des U-förmigen Eisenkernes. Der Zeiger geht in die Stellung *b*, der Kraftfluß Φ ist auf $1,4 \cdot 10^{-3}$ Voltsekunden gestiegen.
3. Wir nähern dem Eisenkern schrittweise ein eisernes Schlußjoch und legen es endlich fest auf. Der Zeiger rückt schrittweise zur Stellung *d*, der Kraftfluß hat den Wert von $9,4 \cdot 10^{-3}$ Voltsekunden erreicht.
4. Wir unterbrechen den Strom, der Galvanometerzeiger geht nach *c*. D. h. die „remanente“ Magnetisierung des Eisens hat einen Kraftfluß von $2,2 \cdot 10^{-3}$ Voltsekunden. Endlich entfernen wir Schlußjoch und Eisenkern, und dabei geht der Zeiger auf den Nullpunkt zurück. Die strom- und eisenfreie Spule ist auch wieder frei von Kraftfluß.

Eine qualitative Deutung ist auf Grund unserer bisherigen Kenntnisse unschwer zu geben. Für den Kraftfluß Φ eines Magnetfeldes vom Querschnitt F und der Feldstärke ξ gilt

$$\Phi = \mu_0 \xi F \quad (75)$$

$$(\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \text{ Voltsek./Ampere Meter}).$$

Das Magnetfeld der Spule richtet die Magnetfelder der Molekularströme im Eisen zu sich selbst parallel. So addieren sich die unsichtbaren Stromwindungen zu den sichtbaren, die Feldstärke ξ wird stark erhöht. — Quantitativ werden diese Dinge ausführlich im IX. Kapitel behandelt. Ihre Kenntnis ist jedoch für die übrigen Kapitel entbehrlich. Für diese genügt die oben gewonnene Erfahrung: Der Kraftfluß Φ einer stromdurchflossenen Spule läßt sich durch einen „Eisenkern“ auf rund das 100fache erhöhen. Außerdem kann man ihn durch Änderung des Eisenschlusses bequem verändern.

§ 68. Das magnetische Moment G . Der einfachste und bequemste Indikator für ein magnetisches Feld ist sicher die Kompaßnadel. Das Magnetfeld übt auf einen passend gelagerten Stabmagneten ein Drehmoment aus. Dabei

läßt sich der Stabmagnet auch durch eine stromdurchflossene Spule ersetzen, z. B. in Abb. 10. Wie entsteht dies Drehmoment, wie ist es quantitativ zu behandeln? Das beantworten wir zunächst für den Fall einer stromdurchflossenen Spule.

Die Abb. 198 zeigt uns statt der ganzen Spule nur eine einzige Windung, und zwar der Einfachheit halber von rechteckigem Querschnitt. Von den vier Seiten der Spule stehen zwei, nämlich die beiden vertikalen, senkrecht zu den Feldlinien. Folglich wirkt auf jede von ihnen die Kraft $K = \mu_0 \xi i l$. Beide Kräfte K greifen am Hebelarm r an und erzeugen so das Drehmoment

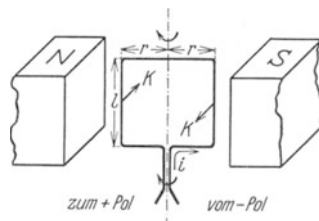


Abb. 198. Zur Entstehung des magnetischen Momentes.

$$\mathfrak{M} = \mu_0 \xi i l 2r = \mu_0 \xi i F \quad \text{[Großdynmeter]} \quad (103)$$

(F = Windungsquerschnitt, unabhängig von der Gestalt, d. h. ob rechteckig, kreisrund usw.).

Jetzt führt man einen neuen Begriff ein. Man nennt das Produkt $\mu_0 i F$ das magnetische Moment G der Windung, also

$$G = \mu_0 i F \quad \text{[Voltsek. Meter¹]} \quad (104)$$

($\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Voltsek./Ampere Meter; i in Ampere, F in m^2).

Dann kann man schreiben

$$\text{Drehmoment } \mathfrak{M} = \text{magn. Moment } G \cdot \text{Feldstärke } \xi \quad (105)$$

(Großdynmeter) (Voltsek. Meter) (Ampere/m)

(Gilt für die Parallelstellung der Spulenwindungen zu den Feldlinien.)

Meist hat man statt einer rechteckigen Windung Spulen aus vielen Windungen beliebiger Gestalt (gestreckt oder gedrunen, Querschnitt F konstant wie in Zylinderspulen, oder verschieden wie in mehrlagigen Spulen, vor allem in Flachspulen).

Für diesen Fall erinnern wir zum zweiten Male an einen Versuch aus der Mechanik. In Abb. 112 war ein Stab S am Ende einer Speiche R gelagert. Er erfuhr durch jede der beiden Kräfte K ein Drehmoment $K \cdot r$. Dabei war r der senkrechte Abstand des Kraftpfeiles von der Achse A . Die Länge der Speiche R war ganz gleichgültig.

Demgemäß dürfen wir für eine Spule die Drehmomente ihrer einzelnen Windungen, unabhängig von ihrem Abstand von der gemeinsamen Achse, einfach addieren. Wir erhalten das gesamte Drehmoment

$$\mathfrak{M} = \mu_0 \xi i \sum F. \quad (106)$$

Für die gut ausmeßbaren Zylinderspulen von wenigen Lagen haben alle n Windungen praktisch den gleichen Querschnitt F . Daher ist ihr magnetisches Moment

$$G = \mu_0 i n F \quad \text{Voltsek. Meter} \quad (107)$$

($\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Voltsek./Ampere Meter; i in Ampere, F in m^2 ; n = Windungszahl). Zahlenbeispiele in Abb. 199.

Permanente Magnete aller Art und magnetisierte Eisenstücke unterscheiden sich prinzipiell in nichts von stromdurchflossenen Spulen oder Spulenbündeln

¹) Vgl. dazu Anmerkung 1 auf S. 95.

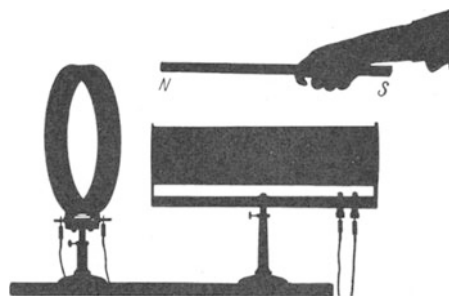


Abb. 199. Stabmagnet und zwei eisenfreie Spulen von gleichem magnetischen Moment $G = \text{rund } 4,3 \cdot 10^{-5}$ Voltsekundenmeter. Die gestreckte Spule hat einen Durchmesser von 10,6 cm und 4300 Windungen, die flache 25,4 cm Durchmesser und 730 Windungen. Die Stromstärke beträgt etwa 0,9 Ampere.

(§ 53). Aber die Bahnen der in ihrem Innern umlaufenden Ladungen sind unsichtbar. Infolgedessen kann man das magnetische Moment G permanenter Stabmagnete u. dgl. nicht wie im Falle stromdurchflossener Spulen berechnen [Gleichung (106)]. Wohl aber kann man es mit Hilfe der Gleichung

$$\mathfrak{M} = {}^\circ G \cdot \mathfrak{H} \tag{105}$$

(Einheiten S. 93) messen:

Man lagert den permanenten Magneten (wie eine Kompaßnadel) mit geringer Reibung horizontal. Dann stellt man mit Hilfe eines meßbaren Drehmomentes (Federwaage an einem Hebelarm r) die Verbindungslinie der Magnetpole senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld bekannter Feldstärke \mathfrak{H} . Die Abb. 200 zeigt eine solche Messung für einen Stabmagneten im magnetischen Erdfeld.

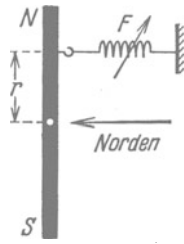


Abb. 200. Messung des magnetischen Momentes eines im Erdfeld horizontal drehbar gelagerten Stabmagneten. Drehmoment $\mathfrak{M} = K r$. Dabei $K = 0,8$ Pond $= 7,8 \cdot 10^{-8}$ Großdyn am Hebelarm $r = 0,1$ m. Feldstärke des horizontalen Erdfeldes $\mathfrak{H}_h = 15$ Ampere/m, $G = \mathfrak{M}/\mathfrak{H}_h = 5,2 \cdot 10^{-4}$ Voltsek. Meter.

Kleine Drehmomente \mathfrak{M} lassen sich schlecht als Produkt Kraft mal Hebelarm messen. Man berechnet sie besser aus der Schwingungsdauer T von Dreherschwingungen. Nach dem Mechanikband Gleichung (44), von S. 83, ist das Verhältnis von Drehmoment zum Winkel

$$\frac{\mathfrak{M}}{\alpha} = 4 \pi^2 \frac{\Theta}{T^2} \tag{108}$$

($\Theta =$ Trägheitsmoment). Ein horizontal gelagerter oder aufgehängter permanenter Magnet stellt sich mit der Verbindungslinie seiner Pole parallel den Feldlinien, im Erdfeld also in die NS-Richtung (Kompaßnadel). Um den kleinen Winkel α aus der Ruhelage herausgedreht, erfährt er das Drehmoment

$$\mathfrak{M} = {}^\circ G \mathfrak{H} \sin \alpha \approx {}^\circ G \mathfrak{H} \alpha .$$

(105) und (108) zusammengefaßt ergeben

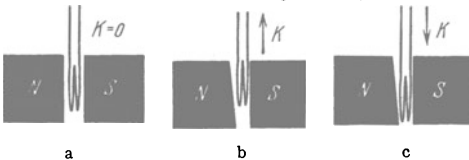
$$G = \frac{4 \pi^2 \Theta}{{}^\circ T^2 \mathfrak{H}} \text{ [Voltsek. Meter]} \tag{109}$$

(T in Sekunden; Θ in $\text{kg} \cdot \text{m}^2$, z. B. für einen Stabmagneten $= \frac{1}{12}$ Stabmasse \times (Stablänge) 2); \mathfrak{H} in Ampere/m; z. B. im horizontalen Erdfeld, $\mathfrak{H} = 15$ Ampere/m).

Das magnetische Moment spielt in der Meßtechnik eine große Rolle. Wir geben als erstes Beispiel die

Berechnung von Kräften in einem inhomogenen Magnetfeld und die Messung des Feldgefälles $\partial \mathfrak{H} / \partial x$.

Strom in den Windungen der Spule und des Feldmagneten
widersinnig gleichsinnig



Im homogenen Felde wirkt auf eine stromdurchflossene Spule, also ein Gebilde mit einem magnetischen Moment G , keine Kraft.

Im inhomogenen Felde hingegen treten Kräfte auf. Zugleich Modell einer diamagnetischen paramagnetischen Substanz.

Abb. 201.

Man bringe einen beliebigen Körper (stromdurchflossene Spule, Stabmagneten usw.) mit dem magnetischen Moment G in ein homogenes Magnetfeld. Dann erfährt der Körper lediglich ein Drehmoment $\mathfrak{M} = {}^\circ \mathfrak{H} G$. Seine magnetische Längsachse (Spulen- oder Stabachse) stellt sich den Feldlinien des homogenen Magnetfeldes parallel.

In einem inhomogenen Magnetfeld tritt außer dem Drehmoment \mathfrak{M} eine Kraft K auf. Sie zieht oder drückt den Körper in Richtung des

Feldgefälles $\partial \mathfrak{H} / \partial x$. Diesen wichtigen Unterschied zwischen homogenen und inhomogenen Feldern soll die Abb. 201 erläutern.

Die Entstehung und die Größe dieser Kraft wollen wir uns an Hand der Abb. 202 klarmachen. Wir denken uns die Feldlinien des Magnetfeldes senkrecht zur Papierebene auf uns zu gerichtet. Ihre Durchstoßpunkte sind markiert. Die Feldstärke ξ soll von oben nach unten zunehmen.

Als Körper mit dem magnetischen Moment G ist eine rechteckige, vom Strom i durchflossene Drahtwindung (Fläche $F = l \Delta x$) gezeichnet. Die nach links und rechts gerichteten Kräfte K_l und K_r heben sich gegenseitig auf. Die nach oben und unten ziehenden Kräfte sind verschieden groß. Es gilt nach Gleichung (95) von S. 87

$$K_0 = \mu_0 i l \xi,$$

$$K_u = \mu_0 i l \left(\xi + \frac{\partial \xi}{\partial x} \Delta x \right).$$

Also zieht nach unten die Kraft $K = K_u - K_0$ oder

$$K = \mu_0 i l \frac{\partial \xi}{\partial x} \Delta x = \mu_0 i F \frac{\partial \xi}{\partial x},$$

oder nach Gleichung (104) von S. 93

$$K = G \frac{\partial \xi}{\partial x}. \quad (110)$$

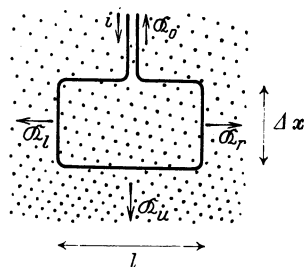


Abb. 202. Zur Herleitung der Gl. (110).

Mit dieser Kraft wird der Körper vom magnetischen Moment G ins Gebiet großer bzw. kleiner Feldstärken hineingezogen. Das Vorzeichen ergibt sich aus Abb. 201.

Meist benutzt man die Gleichung (110) zur Messung eines unbekanntes Feldgefälles $\partial \xi / \partial x$ mit Hilfe einer Probespule von bekanntem magnetischem Moment G .

Zahlenbeispiel: In Abb. 201 b u. c war $G = 1,45 \cdot 10^{-7}$ Voltsek. Meter (nämlich 2 Windungen von 20 cm^2 Fläche, durchflossen von 29 Ampere), $K = 20 \text{ Pond} = 0,2 \text{ Großdyn}$. Folglich $\partial \xi / \partial x = 1,4 \cdot 10^6 \text{ Ampere/m}^2$.

§ 69. Lokalisierung des Kraftflusses und Magnetostatik. Für Spulen aus n Windungen vom gleichen Querschnitt F fanden wir in § 68 das magnetische Moment $G = \mu_0 n i F$. Für den Sonderfall gestreckter Zylinderspulen kann man diese Gleichung vereinfachen. Man dividiert beiderseits mit der Spulenlänge l und berücksichtigt die beiden Definitionsgleichungen

$$\text{Feldstärke } \xi = \frac{n i}{l} \quad (69) \quad \text{und} \quad \text{Kraftfluß } \Phi = \mu_0 \xi F. \quad (75)$$

So erhält man

$$G = \Phi l [\text{Voltsek. Meter}^1],$$

d. h. man kann das magnetische Moment einer gestreckten Spule durch Multiplikation ihres Kraftflusses Φ mit der Spulenlänge l bestimmen.

Diese Gleichung (111) fassen wir mit zwei unter sich eng verknüpften Erfahrungen zusammen:

1. In einer gestreckten Spule sind die Pole, d. h. die Austrittsgebiete der Feldlinien, auf die äußersten Enden der Spule beschränkt, siehe z. B. Abb. 147.

¹⁾ In der Literatur werden magnetische Momente oft in der Einheit $1 \text{ g}^{\frac{1}{2}} \text{ cm}^{\frac{3}{2}} \text{ sek}^{-1}$ angegeben. Solche Werte muß man mit $1,256 \cdot 10^{-9}$ multiplizieren, um sie in Voltsekundenmetern zu erhalten und für die Formeln dieses Buches brauchbar zu machen.

2. Bei der Messung des Kraftflusses Φ (Abb. 166) kommt es bei gestreckten Spulen praktisch nicht auf den Abstand der Induktionsspule vom Spulenende an, nur darf er nicht kleiner als etwa $\frac{1}{10}$ der Spulenlänge gewählt werden.

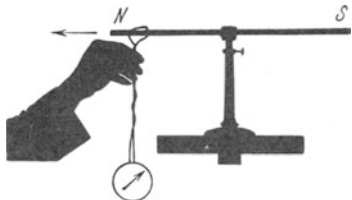


Abb. 203. Messung des Kraftflusses oder der Polstärke eines permanenten Stabmagneten. Etwa $1,6 \cdot 10^{-4}$ Voltsekunden. Die Schleifengröße ist unwesentlich, solange der in Abb. 165 erläuterte Fehler (rückläufige Feldlinien) vermieden wird.

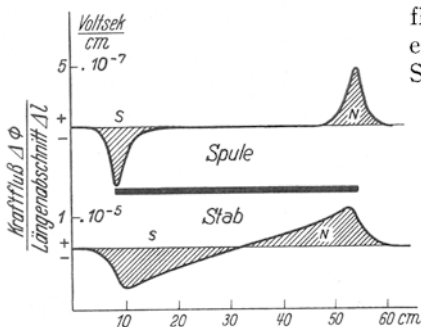


Abb. 204. Zur Lokalisierung des Kraftflusses.

Abb. 166 bzw. 203 schrittweise um die Längenschnitte Δl und beobachtet deren Beiträge $\Delta\Phi$ zum Kraftfluß. Dann trägt man $\frac{\Delta\Phi}{\Delta l}$ graphisch über l auf. Die schraffierte Fläche ist der gesamte Kraftfluß Φ . Man lokalisiert ihn in den „Schwerpunkten“, den „Polen“ N und S .

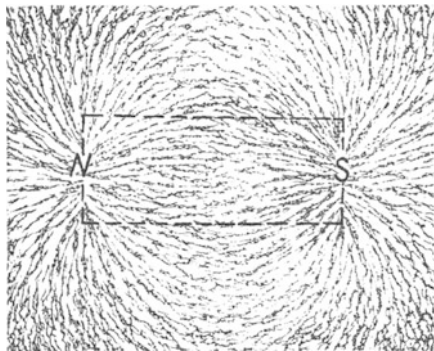


Abb. 205. Feldlinien eines stromdurchflossenen Spulenbündels. Die Papierenebene für das Eisenteilchen befand sich zwischen den Lagen der einzelnen Spulen (vgl. Abb. 145).

Auf Grund dieser Erfahrungen lokalisiert man den Kraftfluß Φ an den beiden Enden der gestreckten Spule.

In entsprechender Weise versucht man, den Kraftfluß auch in permanenten Stabmagneten zu lokalisieren. Das geht aber erheblich schlechter:

1. sind die Austrittsgebiete der Feldlinien fast über die ganze Stablänge verteilt, siehe Abb. 147;

2. kommt es bei der Messung des Kraftflusses mit der Induktionsschleife (Abb. 203) erheblich auf den Abstand der Schleife vom Stabende an.

Infolgedessen kann man beim Stabmagneten den Kraftfluß nicht an den Enden des Stabes lokalisieren, sondern an einem Gebiet vor dem Stabende, meist etwa $\frac{1}{6}$ Stablänge vor dem Ende. Das veranschaulicht die untere Hälfte der Abb. 204. Diese Abbildung vergleicht die Verteilung des Kraftflusses längs einer gestreckten Spule und eines Stabmagneten. Für ihre Messung verschiebt man die Induktionsschleife in

den „Schwerpunkten“, den „Polen“ N und S .

Gegen die Lokalisierung des Kraftflusses ist gar nichts einzuwenden. Scharf abzulehnen ist aber etwas anderes. Man hat den lokalisierten Kraftfluß als Ursprungsort oder Quellpunkt magnetischer Feldlinien bezeichnet und deswegen „magnetische Menge“ genannt. Diese Vorstellung unterstützt man durch Feldlinienbilder der in Abb. 205 gezeigten Art. Dies Bild unterdrückt durch einen Trick die innerhalb der Spule verlaufenden Teile der Feldlinien. Die Feldlinien erscheinen nicht mehr als geschlossene Linien, sondern haben ihren Ursprung in zwei angenähert punktförmigen Gebieten N und S . Der Name magnetische

Menge statt Kraftfluß täuscht eine Analogie zwischen magnetischer Menge und Elektrizitätsmenge vor. Das ist im höchsten Grade irreführend. Deswegen wollen wir stets die Bilder geschlossener magnetischer Feldlinien vor Augen behalten (z. B. Abb. 143) und sie im folgenden höchstens nach Art der Abb. 207 schematisieren.

Mit der Lokalisierung des Kraftflusses an den Enden oder Polgebieten gestreckter Spulen und Stabmagnete gelangt man zu etlichen oft benutzten Gleichungen. Wir bringen einige Beispiele.

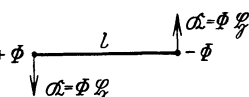
I. Die von der Feldstärke \mathfrak{H} auf ein Polgebiet mit dem Kraftfluß Φ ausgeübte Kraft. Man faßt die Gleichungen (105) von S. 93 und (111) von S. 95 zusammen und schreibt

Drehmoment $\mathfrak{M} = \text{°magn. Moment } \Phi l \cdot \text{Feldstärke } \mathfrak{H}$.

Dann ersetzt man \mathfrak{M} durch das Produkt $Kl = \text{Kraft} \times \text{Hebelarm}$ nach dem Schema der Abb. 206 und erhält

$$\text{Kraft } K = \text{°Kraftfluß } \Phi \cdot \text{Feldstärke } \mathfrak{H} \quad (112)$$

(Großdyn) (Voltsekunden) (Ampere/m)



Man bekommt also eine, wenngleich rein formale Analogie zur Gleichung (19) von S. 38 im elektrischen Feld, nämlich

Abb. 206. Schema eines magnetischen Dipoles in einem homogenen Magnetfeld.

$$\text{Kraft } K = \text{°elektr. Menge } Q \cdot \text{Feldstärke } \mathfrak{E}$$

(Großdyn) (Amperesekunden) (Volt/m)

Die Anwendungsart der Gleichung (19) im elektrischen Felde ist auf S. 38 ausgiebig erörtert worden. Das dort Gesagte ist sinngemäß auf die Anwendung der Gleichung (112) im Magnetfeld zu übertragen; d. h. vor allem: Für \mathfrak{H} ist in Gleichung (112) der ursprüngliche, vor Einbringung des Kraftflusses Φ vorhandene Wert einzusetzen.

II. Das Magnetfeld in großem Abstand von einem Polgebiet mit dem Kraftfluß Φ . Wir schematisieren in Abb. 207 die Feldlinien einer gestreckten Spule (Abb. 143). Dabei zeichnen wir zur Platzersparnis nur das linke Ende.

In größerem Abstand vom Polgebiet ist die Ausbreitung der Feldlinien angenähert radialsymmetrisch (Abb. 207). Je länger Stab oder Spule, desto besser die Näherung. Der Kraftfluß verteilt sich demnach in größerem Abstände r symmetrisch über die Kugelfläche $4\pi r^2$. Also haben wir in hinreichend großem Abstand die Kraftflußdichte

$$\mathfrak{B}_r = \frac{\Phi}{4\pi r^2} \text{ Voltsek./m}^2 \quad \text{und} \quad \mathfrak{H}_r = \frac{\Phi}{4\pi \mu_0 r^2} \frac{\text{Amp}}{\text{m}}. \quad (113)$$

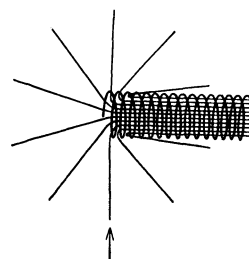


Abb. 207. Das linke Ende einer langen dünnen stromdurchflossenen Spule mit angenähert radialsymmetrisch austretenden Feldlinien.

III. Das Magnetfeld unmittelbar vor den flachen Stirnflächen eines Polgebietes. Wir zeigen in Abb. 166 und 203 die Messung des Kraftflusses Φ einer gestreckten Spule und eines Stabmagneten. Die Meßschleife saß vor dem Abziehen unweit der Stabmitte. Wir haben sie also in der Abb. 207 weit rechts zu denken. Beim Abziehen durchfährt sie sämtliche Feldlinien.

Im Gegensatz dazu bringen wir diesmal die Meßschleife direkt vor dem Spulenende an, oberhalb des Pfeiles. Beim Abziehen werden dann nur die links vom Pfeil gelegenen Feldlinien durchfahren, also die Hälfte der Gesamtzahl. Das ergibt als Kraftfluß durch die Stirnfläche $\Phi_s = \Phi/2$ (vgl. auch Abb. 204). Division mit der Spulenfläche F ergibt die Kraftflußdichte \mathfrak{B}_s unmittelbar vor der Stirnfläche, also

$$\mathfrak{B}_s = \frac{1}{2} \frac{\Phi}{F} \quad \text{und} \quad \mathfrak{H}_s = \frac{1}{2\mu_0} \cdot \frac{\Phi}{F}. \quad (114)$$

IV. Das Magnetfeld in großem Abstand r von einem Körper mit dem magnetischen Moment G . Stromdurchflossene Spulen (ohne oder

mit Eisenkern) und permanente Magnete können bei ganz verschiedenartiger Gestalt magnetische Momente G von gleicher Größe besitzen. Das zeigte uns Abb. 199.

In der Nähe dieser Spulen und permanenten Magnete hängt der Verlauf des Feldes durchaus von der Gestalt dieser Körper ab. In hinreichend großem Abstand werden jedoch die Feldgrößen \mathfrak{B} und \mathfrak{H} nur noch durch das magnetische Moment G bestimmt. Das wird für die beiden „Hauptlagen“ in Abb. 208 dargestellt. Dabei ist als Träger des magnetischen Momentes ein kleiner Stabmagnet gezeichnet, meist magnetischer Dipol genannt.

Herleitung: Jedes der beiden Stabenden erzeugt am Beobachtungsort nach Gleichung (113) von S. 97 eine Kraftflußdichte $\mathfrak{B}_r = \frac{\Phi}{4\pi R^2}$. Wirksam ist nur ihre Differenz, also in der ersten Hauptlage



$$\mathfrak{B} = \frac{1}{2\pi} \frac{G}{R^3} \quad (116)$$



$$\mathfrak{B} = \frac{1}{4\pi} \frac{G}{R^3} \quad (117)$$

Abb. 208. Die Kraftflußdichte \mathfrak{B} in großem Abstand R vom Mittelpunkt eines Stabmagneten oder einer Spule mit dem magnetischen Moment G . Division mit $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Voltsek./Ampere Meter gibt die zugehörigen Werte der magnetischen Feldstärke \mathfrak{H} in Ampere/m.

$$\mathfrak{B} = \frac{\Phi}{4\pi} \left[\frac{1}{(R-l/2)^2} - \frac{1}{(R+l/2)^2} \right]. \quad (115)$$

Bei hinreichender Größe des Abstandes R gegenüber der Stablänge l darf man l^2 neben R^2 vernachlässigen und erhält

$$\mathfrak{B} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Phi l}{R^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{G}{R^3}. \quad (116)$$

V. Messung unbekannter magnetischer Momente mit Hilfe einer „Hauptlage“. Die Gleichungen (116) und (117) (Abb. 208) sind meßtechnisch wichtig, vor allem zur experimentellen Bestimmung unbekannter magnetischer Momente G . Man mißt für diesen Zweck \mathfrak{B} in einer der beiden Hauptlagen, entweder direkt mit einer Probespule (S. 84) oder durch irgendeinen Vergleich mit der bekannten Kraftflußdichte $\mathfrak{B}_h = 0,2 \cdot 10^{-4}$ Voltsek./m² des horizontalen Erdfeldes. Man stellt z. B. \mathfrak{B} und \mathfrak{B}_h senkrecht zueinander und ermittelt den Neigungswinkel α ihrer Resultante mit einer Kompaßnadel. Dann ist das gesuchte $\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_h \operatorname{tg} \alpha$ (Abb. 209). Aus diesem Wert von \mathfrak{B} berechnet man das gesuchte Moment G mit Hilfe von Gleichung (117).

Sehr beliebt sind auch Kompensationsverfahren. Man läßt auf die Kompaßnadel außer dem unbekanntem magnetischen Moment ein zweites, bekanntes

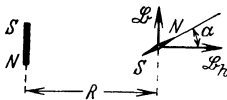


Abb. 209. Messung der Kraftflußdichte \mathfrak{B} eines Dipolfeldes in der „zweiten Hauptlage“ durch Vergleich mit der bekannten Kraftflußdichte des horizontalen Erdfeldes $\mathfrak{B}_h = 0,2 \cdot 10^{-4}$ Voltsek./m².

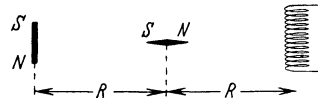


Abb. 210. Messung eines unbekanntem magnetischen Momentes durch Vergleich mit einer Spule von bekanntem magnetischem Moment G (Nullmethode).

Beide Abbildungen schematisch. In Wirklichkeit müssen die Abstände R groß gegen die Länge NS sein.

einwirken (Abb. 210). Dieses erzeugt man mit einer stromdurchflossenen Spule von gut bekannten Abmessungen. Für diese „Kompensationsspule“ berechnet man das magnetische Moment mit Hilfe der Gleichung (107) von S. 93.

VI. Kräfte zwischen zwei Polgebieten mit dem Kraftfluß Φ_1 und Φ_2 in großem Abstände r . Man faßt die Gleichung (89) von S. 84, (112) und (113) von S. 97 zusammen und erhält

$$K = \frac{1}{4\pi \mu_0} \cdot \frac{\Phi_1 \Phi_2}{r^2}. \quad (118)$$

(Kraft, Anziehung oder Abstoßung, in Großdyn; Φ in Voltsekunden, r in m; $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Voltsek./Ampere Meter.)

Diese Gleichung läßt sich viel bequemer auf Papier herleiten, als experimentell bestätigen. Die Abb. 211 zeigt einen Schauversuch. Die Genauigkeit ist gering.

Man kann in Wirklichkeit den Kraftfluß nicht hinreichend lokalisieren. Wir bringen die Gleichung (118) von S. 98 und den zugehörigen Schauversuch auch nur aus historischem Interesse. Durch ihn ist man vor allem auf den Begriff der magnetischen Menge in der Analogie zur elektrischen Menge [Gleichung (112) von S. 97] geraten.

VII. Kräfte zwischen den ebenen parallelen Stirnflächen zweier einander enggenäherter Polgebiete. Ein Polerzeugt für sich allein unmittelbar vor seiner Stirnfläche die Feldstärke

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{2\mu_0} \frac{\Phi}{F} \quad (114)$$

Dies Feld wirkt auf den Kraftfluß Φ des anderen Poles nach Gleichung (112) von S. 97 mit der Kraft

$$K = \frac{1}{2\mu_0} \frac{\Phi^2}{F} = \frac{1}{2\mu_0} \cdot \mathfrak{H}^2 F = \frac{\mu_0}{2} \cdot \mathfrak{H}^2 \cdot F \quad (119)$$

Man prüft diese Gleichung recht eindrucksvoll mit einem kleinen „Topfmagneten“ von nur 5,5 cm Durchmesser (Abb. 212). Er trägt, mit einer Taschenlampenbatterie verbunden, über 100 kg.

VIII. Energieinhalt eines homogenen magnetischen Feldes vom Volumen V . In Abb. 213 sollen sich die beiden Stirnflächen der Magnetpole um die kleine Wegstrecke Δx nähern und dadurch eine Last heben. Dabei verschwindet ein Magnetfeld vom Volumen $V = F \Delta x$. Gleichzeitig gewinnen wir die mechanische Arbeit

$$A = K \Delta x = \frac{\mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 F \Delta x = \frac{\mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 \cdot V \quad (120)$$

Folglich enthält ein homogenes Magnetfeld der Kraftflußdichte \mathfrak{H} oder Feldstärke \mathfrak{H} im Volumen V die Arbeitsfähigkeit oder Energie

$$E = \frac{\mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 V \quad (121)$$

Zahlenbeispiel: Die größten in Eisenkernen erzielbaren Kraftflußdichten \mathfrak{H} betragen etwa 2,5 Voltsek./m². Dann wird im cm³ = 10⁻⁶ m³ etwa 2,5 Wattsekunden in Form magnetischer Feldenergie aufgespeichert.

Wir fassen den Inhalt dieses Paragraphen zusammen: „Magnetostatische Felder lassen sich formal genau so wie elektrostatische Felder behandeln. Für beide läßt sich beispielsweise ein Coulombsches Kraftgesetz aufstellen [Gleichung (21) von S. 39 und Gleichung (118) von S. 98]. Dabei bedarf es keiner neuen Konstanten. Es genügt die Konstante des Induktionsgesetzes

$$\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \text{ Voltsek./Ampere Meter.}$$

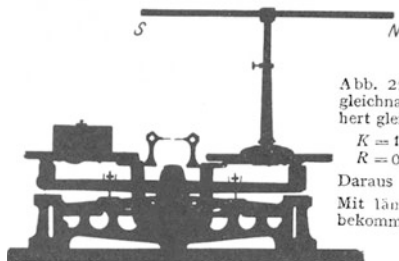


Abb. 211. Abstoßung zwischen zwei gleichnamigen Magnetpolen von angenähert gleichem Kraftfluß, Zahlenbeispiel:
 $K = 10 \text{ Pond} = 9,8 \cdot 10^{-2} \text{ Großdyn};$
 $R = 0,094 \text{ m};$
 Daraus $\Phi = 1,17 \cdot 10^{-4} \text{ Voltsek.}$
 Mit längeren bzw. schlankeren Stäben bekommt man höhere Meßgenauigkeit.

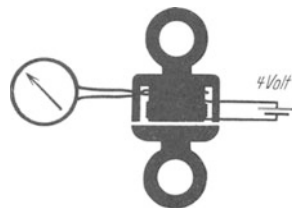


Abb. 212. Topfmagnet, unten Feldspule, oben Induktionsschleife zur Messung der Kraftflußdichte \mathfrak{H} . Eisenquerschnitt $F = 10 \text{ cm}^2 = 10^{-3} \text{ m}^2$, $\mathfrak{H} = 2 \text{ Voltsek./m}^2$, K nach Gl. (119) berechnet = $1,6 \cdot 10^3 \text{ Großdyn} = 163 \text{ Kilopond}$. Bei Benutzung einer Taschenlampenbatterie als Stromquelle gibt man der Feldspule etwa 500 Windungen.

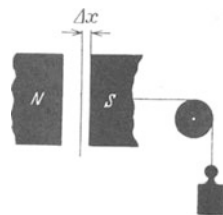


Abb. 213. Zur Berechnung der magnetischen Feldenergie.

IX. Materie im Magnetfeld.

§ 70. **Vorbemerkung.** Der Inhalt dieses Kapitels ist für das Verständnis der übrigen nicht erforderlich. Der einzige hierfür unentbehrliche Punkt ist bereits in § 67 vorweggenommen worden. Dies Kapitel geht in mehreren Paragraphen über eine „Einführung“ hinaus. Auch werden stellenweise einfache Kenntnisse aus dem Gebiet der Atomphysik vorausgesetzt.

§ 71. **Begriffsbildung.** Bisher galt unsere Darstellung den Magnetfeldern im leeren Raum. Die Anwesenheit der Luftmoleküle war von ganz untergeordneter Bedeutung. Ihr Einfluß macht sich erst in der 6. Dezimale mit 4 Einheiten bemerkbar.

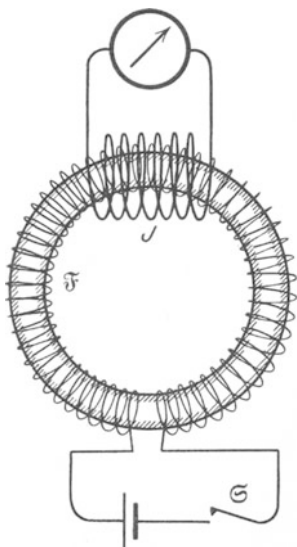


Abb. 214. Zur Definition magnetischer Materialwerte durch Messungen der Kraftflußdichte. Für Schauversuche eignet sich eine Füllung der Ringspule mit „Ferrokart“, einer eisenhaltigen Papiermasse mit einer Permeabilität μ von ungefähr 10.

Ein Teil der stromdurchflossenen Leiter, insbesondere Spulen, war nicht freitragend gebaut, sondern auf dünnwandige, mit Schellackleimung hergestellte Papp- oder Holzrohre aufgewickelt. Der Einfluß dieses Trägermaterials lag ebenfalls weit jenseits unserer in den Schauversuchen benötigten Meßgenauigkeit.

Im Gegensatz dazu wollen wir jetzt das Magnetfeld in Materie verlaufen lassen und den Einfluß der Materie auf die Kraftflußdichte \mathfrak{B} untersuchen. Wir beschränken uns in voller Absicht auf diese eine Maßgröße des magnetischen Feldes. Nur sie ist in Materie einwandfrei und bequem meßbar. Man mißt in Materie allein die Kraftflußdichte \mathfrak{B} und berechnet die Feldstärke \mathfrak{S} . Das ist allgemeiner Brauch, und damit ist man jeder Aufgabe gewachsen.

Wir beginnen mit dem grundlegenden Versuch: Gegeben ist eine Ringspule mit praktisch homogenem Felde, d. h. der Windungsdurchmesser sei klein gegenüber dem Ringdurchmesser. Diese Spule kann nach Belieben ganz mit Materie angefüllt oder wieder entleert werden (Abb. 214). Wir messen nacheinander die Kraftflußdichte \mathfrak{B}_m des gefüllten und die Kraftflußdichte \mathfrak{B}_0 des leeren Ringes.

An Hand dieses Versuches im homogenen Felde definieren wir:

1. die Permeabilität

$$\mu = \frac{\text{Kraftflußdichte } \mathfrak{B}_m \text{ mit Materie}}{\text{Kraftflußdichte } \mathfrak{B}_0 \text{ ohne Materie}} \quad (122)$$

Die Permeabilität μ ist also eine dimensionslose Zahl.

2. die Magnetisierung

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{B}_m - \mathfrak{B}_0 = \mathfrak{S}_0 \mu_0 (\mu - 1). \quad (123)$$

Die Magnetisierung \mathfrak{J} ist also die zusätzliche, von der Materie herrührende Kraftflußdichte. Ihre Einheit ist wie bei jeder Kraftflußdichte 1 Voltsek./m².

Gleichwertig ist eine andere Definition: Es ist die Magnetisierung

$$\mathfrak{J} = \frac{G}{V} = \frac{\text{magnetisches Moment}}{\text{Volumen}}. \quad (124)$$

Herleitung: Wir denken uns eine Kiste (Basisfläche F , Länge l) homogen magnetisiert. Dann ist ihr von der Magnetisierung \mathfrak{J} herrührender Kraftfluß $\Phi = \mathfrak{J}F$ und nach Gleichung (111) von S. 95 ihr magnetisches Moment $G = \Phi l = \mathfrak{J}Fl = \mathfrak{J}V$; folglich $\mathfrak{J} = G/V$.

3. die magnetische Suszeptibilität

$$\kappa = \mu - 1 = \frac{\text{Magnetisierung } \mathfrak{J} \text{ der Materie}}{\text{Kraftflußdichte } \mathfrak{H}_0 \text{ ohne Materie}}. \quad (125)$$

Die erste und dritte dieser Definitionen ist rein formal. Die zweite Definition hingegen enthält in der rechten Hälfte der Gleichung (123) eine neue physikalische Aussage: Sie benutzt auch für die gefüllte Spule den Begriff einer magnetischen Feldstärke und nennt diese Feldstärke \mathfrak{H}_0 . Was soll dies \mathfrak{H}_0 bedeuten? — Die Antwort stützt sich auf das in Abb. 215 skizzierte Experiment. Wir sehen wieder die mit Materie gefüllte Ringspule mit praktisch homogenem Feld. Diesmal enthält aber der eingeführte Körper in seiner Längsrichtung (Feldrichtung) einen ringförmigen Kanal von beliebigem, aber konstantem Querschnitt¹⁾. In diesem Längskanal befindet sich eine Induktionsspule zur Messung des Magnetfeldes. Dabei findet man im Längskanal die gleiche Kraftflußdichte \mathfrak{H}_0 wie in der leeren, von Materie freien Spule. Auf die Weite des Längskanals kommt es nicht an. Auf Grund dieses Befundes schließt man zweierlei. Erstens: In jedem noch so engen, von Materie freien Längskanal herrscht ein magnetisches Feld, und so im Sinne eines Grenzüberganges auch „im Inneren“ der Materie²⁾. — Zweitens: Die Feldstärke \mathfrak{H}_0 im freien Längskanal ist in dem hier untersuchten Sonderfall der ganz gefüllten Ringspule gleich der Feldstärke $\mathfrak{H}_{\text{Spule}}$ der leeren Ringspule. (Bei einer nur teilweisen Füllung, wie in § 74, darf man keineswegs $\mathfrak{H}_0 = \mathfrak{H}_{\text{Spule}}$ setzen.) — Wir merken uns also:

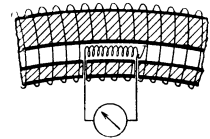


Abb. 215. Das Magnetfeld im Längskanal einer mit Materie gefüllten Ringspule.

1. Bei der Definition der magnetischen Materialwerte bezeichnet \mathfrak{H}_0 die Feldstärke innerhalb eines von Materie freien in der Feldrichtung gebohrten Längskanals von winzigem Querschnitt.

2. Auf dieser physikalischen Bedeutung der Größe \mathfrak{H}_0 auch innerhalb der Materie beruht die ganze Untersuchung der magnetischen Eigenschaften der Materie. Man fragt: Wie hängen \mathfrak{B}_m und \mathfrak{J} von \mathfrak{H}_0 ab?

§ 72. Verfahren zur Messung magnetischer Materialwerte. Im Prinzip kann man die eben gestellten Fragen mit dem Meßverfahren der Abb. 214 beantworten. Dabei läßt sich die Empfindlichkeit im Bedarfsfalle durch eine Differenzschaltung um mehrere Zehnerpotenzen erhöhen. Man schaltet die Induktionsspulen der leeren und der vollen Ringspule gegeneinander und mißt mit dem Spannungsstoß direkt die Differenz der beiden Kraftflüsse.

¹⁾ Anmerkung für den Experimentator: Der Ringkanal kann offen längs der Körperoberfläche verlaufen. Das heißt praktisch: Man legt in die Ringspule einen Eisenring von kleinerem Querschnitt als dem der Spule. Dann bildet der Zwischenraum zwischen der äußeren Ringwand und den Spulenwindungen den Kanal.

²⁾ Dabei ist die Materie durchaus als Kontinuum aufgefaßt, d. h. ihre atomistische Struktur ist außer acht gelassen.

In Wirklichkeit liegt uns aber viel Material nur in Form kleiner Stücke oder Längen vor. Sie reichen nicht im entferntesten zur Herstellung von Ringspulen ausreichender Größe. Bei anderen sehr häufigen Materialien, z. B. den zahllosen Stahlsorten bei ihrer technischen Prüfung, ist die Anfertigung von Ringen als viel zu zeitraubend abzulehnen. Aus diesen Gründen hat man mannigfache Methoden zur magnetischen Untersuchung von Stoffen teils in kleiner Menge, teils in bequemer Gestalt ersonnen. Wir bringen zwei typische Beispiele, das eine hier, das andere, speziell für Ferromagnetika entwickelte, in § 75.

Messung magnetischer Materialwerte in inhomogenen Feldern.

In diesem Falle mißt man nicht die Permeabilität μ , sondern die Magnetisierung \mathfrak{J} und berechnet die Größen μ usw. aus den Definitionsgleichungen des § 71. — Man bringt einen Körper vom Volumen V in ein magnetisches Feld und mißt das durch die Magnetisierung entstehende magnetische Moment

$$G = \mathfrak{J}V. \quad \text{Gl. (124) v. S. 101}$$

Für diesen Zweck macht man das Magnetfeld inhomogen und mißt irgendwie die am Körper in Richtung des Feldgefälles angreifende Kraft

$$K = {}^\circ G \frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial x} = {}^\circ \mathfrak{J}V \frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial x} \quad \text{Gl. (110) v. S. 95}$$

(Kraft in Großdyn, G in Voltsek. Meter, \mathfrak{J} in Voltsek./m², $\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial x}$ in $\frac{\text{Ampere/m}}{\text{m}}$, V in m³).

Das Feldgefälle $\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial x}$ wird nach dem auf S. 95 erläuterten Meßverfahren bestimmt.

Für die Bestimmung von κ und μ aus dem gemessenen \mathfrak{J} braucht man außerdem noch den Wert von \mathfrak{B}_0 , der Kraftflußdichte in einem gedachten Längskanal des Körpers. — Man mißt mit einer kleinen Probespule die mittlere Kraftflußdichte $\overline{\mathfrak{B}}$ am Ort des Körpers und setzt einfach $\mathfrak{B}_0 = \overline{\mathfrak{B}}$.

Die Messung der Magnetisierung \mathfrak{J} mit Hilfe der Gleichung (110) von S. 95 ist selbstverständlich auch auf Ferromagnetika anwendbar. Nur muß der Messende dann den Inhalt von § 74 kennen und die „Entmagnetisierung“ berücksichtigen. Er hat z. B. bei einem kugelförmigen Meßkörper zu setzen

$$\mathfrak{B}_0 = \overline{\mathfrak{B}} - \frac{1}{3}\mathfrak{J}.$$

§ 73. Diamagnetismus, Paramagnetismus, Ferromagnetismus. Nach der Erläuterung der Meßverfahren bringen wir jetzt einen kurzen Überblick über die magnetischen Eigenschaften der Stoffe. — Man kann alle Stoffe in drei große Gruppen einordnen:

1. Diamagnetische Stoffe. Ihre Permeabilität μ ist eine Materialkonstante. D. h. sie ist vom Wert der magnetisierenden Kraftflußdichte \mathfrak{B}_0 unabhängig. Ihr Zahlenwert ist ein wenig kleiner als 1. Die Tabelle 3 gibt Beispiele. μ ist von der Temperatur unabhängig.

Tabelle 3.

10 ⁶ ($\mu - 1$) für paramagn. Stoffe					10 ⁶ ($1 - \mu$) für diamagn. Stoffe				
N ₂	O ₂	Al	Pt	O ₂ flüssig	H ₂	Cu	H ₂ O	NaCl	Bi
0,013	1,9	23	360	3400	0,063	88	9,0	12,6	176

2. Paramagnetische Stoffe. Ihre Permeabilität ist ebenfalls eine Materialkonstante, d. h. von der Größe der magnetisierenden Kraftflußdichte \mathfrak{B}_0 unabhängig. Ihr Zahlenwert ist ein wenig größer als 1. Beispiele

finden sich ebenfalls in Tabelle 3. Steigende Temperatur verkleinert die Permeabilität μ .

3. Ferromagnetische Stoffe. Die Permeabilität ist auch nicht in rohester Näherung eine Materialkonstante. Sie hängt nicht nur von der Stärke des magnetisierenden Feldes, sondern auch von der Vorgesichte des Stoffes ab. Die Größe von μ kann einige Hundert erreichen. Mit steigender Temperatur sinkt die Permeabilität. Oberhalb einer bestimmten Temperatur (Curie-Punkt) verschwindet der Ferromagnetismus, und der Stoff zeigt nur noch paramagnetisches Verhalten.

Soweit die äußere Einteilung. Nun einige Einzelheiten:

I. Diamagnetische Stoffe. Man erkennt sie im Magnetfeld schon ohne Messung. Sie werden stets aus dem Gebiet hoher Feldstärke herausgedrängt, z. B. das Wismutstück in Abb. 216 nach oben.

Zwischen hohl-gewölbten Polschuhen kann man drehsymmetrische Magnetfelder herstellen, deren Feldstärke in der Mitte einen Kleinstwert besitzt. Dann vermögen kleine diamagnetische Körper in der Mitte stabil zu schweben.

Deutung: Die Atome der diamagnetischen Stoffe haben ursprünglich kein magnetisches Moment. Sie bekommen es erst im Felde durch Induktionsströme. Die Induktionsströme kreisen dem Feldspulenstrom entgegengesetzt (Lenzsches Gesetz, S. 89). Wir haben also den Fall der Abb. 201 b.

Wir können diese Induktionswirkung im groben Modell mit Wirbelströmen nachahmen. Wir ersetzen das Wismutstück in Abb. 216 durch eine gut leitende Metallscheibe (z. B. Al). Sie wird beim Einschalten des Feldspulenstromes verdrängt, allerdings nur für kurze Zeit. Grund: Die Metallscheibe verliert ihr induziertes magnetisches Moment schon im Bruchteil einer Sekunde, die Wirbelströme werden durch Reibung (Stromwärme) abgebremst. In den Atomen der diamagnetischen Stoffe hingegen kreisen die Induktionsströme verlustlos bis zum Verschwinden des Feldes. Sie werden erst dann durch den zweiten Induktionsvorgang abgebremst. Dies rohe, aber schon brauchbare Bild hat eine wichtige Konsequenz: Alle Atome enthalten Elektrizitätsatome. Daher müssen in allen Atomen Induktionsströme auftreten. Folglich müssen alle Stoffe diamagnetisch sein. Ihr diamagnetisches Verhalten kann jedoch durch andere Erscheinungen verdeckt werden. Das haben wir bei den para- und ferromagnetischen Stoffen anzunehmen.

II. Paramagnetische Stoffe. Sie werden im Gegensatz zu den diamagnetischen in das Gebiet hoher Feldstärke hereingezogen. Für Schauversuche eignet sich besonders gut flüssige Luft. Es gibt da zahllose nette Spielereien, die Abb. 217 zeigt ein Beispiel.

Deutung: Die Atome der paramagnetischen Stoffe besitzen schon ursprünglich magnetische Momente. Die Achsen dieser Momente sind aber infolge der Wärmebewegung regellos über alle Richtungen des Raumes verteilt. Daher zeigt der Körper als Ganzes kein magnetisches Moment. —

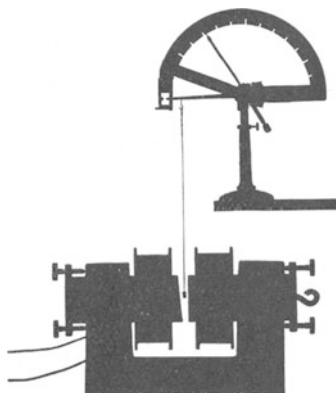


Abb. 216. Eine diamagnetische Substanz hängt in einem inhomogenen Magnetfeld an einer Schneckenspringwaage.

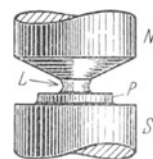


Abb. 217. Flüssige Luft L im inhomogenen Felde eines Elektromagneten. P = Schale aus Pappe.

Im Magnetfeld hingegen erhalten die Achsen der atomaren Momente eine Vorzugsrichtung. Dabei kommt es allerdings auch nicht angenähert zu einer Parallelrichtung aller Achsen. Sonst könnte die Magnetisierung in starken Feldern nicht mehr proportional zur Kraftflußdichte \mathfrak{B}_0 des Feldes ansteigen oder κ und μ könnten keine Konstanten sein.

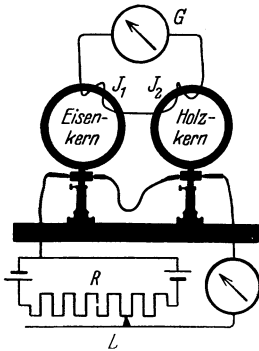


Abb. 218. Ausmessung der Hysteresisschleife von Eisen mit einem Kriechgalvanometer. Zwei Ringspulen nach dem Schema der Abb. 214. Die Induktionsschleifen J_1 und J_2 haben verschiedenen Windungssinn. Das Galvanometer zeigt daher die Differenz der beiden Kraftflüsse mit und ohne Eisen. Überschreitet der Läufer L die mittlere Lücke des Widerstandes, so wechselt die Stromrichtung in den beiden Feldspulen.

III. Ferromagnetische Stoffe sind schon für den Laien erkennbar. Sie werden von jedem Hufeisenmagneten angezogen. Beispiele: Fe, Co, Ni, manganhaltige Kupferlegierungen (HEUSLER, 1898). Physikalisch sind die Ferromagnetika durch die außerordentliche Größe der erreichbaren Magnetisierung \mathfrak{J} gekennzeichnet. Dabei hängt die Magnetisierung in sehr verwickelter Weise von der Stärke des erregenden Feldes und von der Vorgeschichte ab.

Wir wollen diesen Zusammenhang mit einem Kriechgalvanometer im Schauversuch vorführen. Dazu benutzen wir in Abb. 218 zwei Ringspulen gleicher Größe und Windungszahl. Die linke enthält einen Eisenkern, die rechte einen Holzkern (vgl. S. 100). Beide Feldspulen werden vom gleichen Strom durchflossen. Beide werden von je einer Induktionsschleife umfaßt, jedoch in entgegengesetztem Windungssinn. Daher zeigt uns das Kriechgalvanometer die Differenz der beiden Kraftflüsse mit und ohne Eisenkern. Durch Division mit F , dem Spulen- und Eisenquerschnitt, bekommen wir die Magnetisierung \mathfrak{J} , die zusätzliche, vom Eisen herrührende Kraftflußdichte

$$\mathfrak{J} = \frac{\Phi_m - \Phi_0}{F} \text{ [Voltsek./m}^2\text{]}. \tag{127}$$

Wir führen die Messungen der Reihe nach mit steigenden und sinkenden Feldströmen für beide Stromrichtungen durch und gelangen so zu der Kurve in Abb. 219, der „Hysteresisschleife“ für Schmiedeeisen. Aus dieser lesen wir folgendes ab:

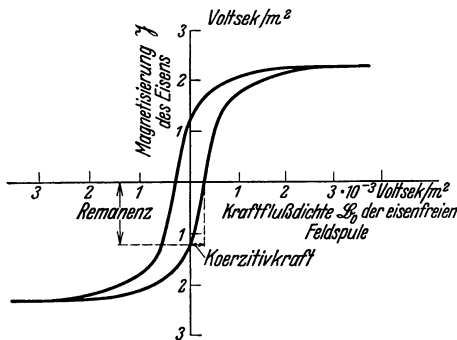


Abb. 219. Hysteresisschleife für Schmiedeeisen, gemessen gemäß Abb. 218.

1. Zu jedem Wert von \mathfrak{B}_0 gehört nicht ein Wert von \mathfrak{J} , sondern deren zwei. Für zunehmende Magnetisierung gilt in der oberen Bildhälfte der rechte, für abnehmende der linke Kurvenast.

2. Die Magnetisierung \mathfrak{J} erreicht bei wachsenden Werten von \mathfrak{B}_0 (der Kraftflußdichte ohne Eisen) einen „Sättigungswert“.

3. Ein Teil der Magnetisierung \mathfrak{J} bleibt auch ohne Spulenfeld erhalten.

Er heißt die Remanenz“. Das Eisen ist zum permanenten Magneten geworden.

4. Zur Beseitigung der Remanenz muß man das Spulenfeld umkehren und seine Kraftflußdichte bis zu einem gewissen Wert steigern: Er heißt die „Koerzitivkraft“.

Das sind zunächst die wichtigsten Kennzeichen der Ferromagnetika.

Die primitive Deutung der ferromagnetischen Erscheinungen im Bilde der „Molekularströme“ ist uns schon bekannt (§ 53). Sie führt zu einem recht lehrreichen Modellversuch. Man verfährt wie in Abb. 218 und setzt in die eine von zwei gleichen Feldspulen eine Reihe kleiner, um ihre vertikale Achse drehbare Spulen in regelloser Verteilung (Abb. 220). Jede von ihnen bekommt durch einen Hilfsstrom ein magnetisches Moment und soll einen „Molekularstrom“ darstellen. Diese Molekularstromspulen werden durch Schneckenfedern in ihren Ruhelagen gehalten und vom Magnetfeld der Spule in sichtbarer Weise ausgerichtet. Dabei kann man die Sättigung der Magnetisierung recht gut vorführen.

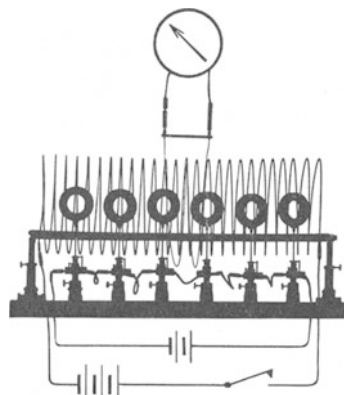


Abb. 220. Modellversuch zur Ausrichtung von „Molekularströmen“. Die außen herumgelegte Induktionsspule J ist nicht so gut zu erkennen wie in Abb. 163.

Die Schleifenform der Hysteresiskurve entsteht durch irgendwelche „Sperrklinken“ der Molekularströme. Die Molekularströme folgen dem Felde der Spule nur mit einer Verzögerung und ruckweise. Das zeigt man beispielsweise an einer ferromagnetischen Legierung aus 92% Ni und 8% Fe (Anordnung wie in Abb. 218). Bei diesem Stoff (Permalloy) kann die Hysteresisschleife eine fast rechteckige Gestalt annehmen, Abb. 221: Bei Änderung des Spulenfeldes \mathfrak{H}_0 wechselt die Magnetisierung \mathfrak{J} beinahe unstetig zwischen ihrem positiven und negativen Höchstwert.

Eine ruckweise Umgruppierung und rechteckige (meist sehr schmale) Hysteresisschleife hat man für alle Ferromagnetika in kleinen Kristallbereichen ihres mikrokristallinen Gefüges anzunehmen. Die beobachteten abgerundeten Schleifen (z. B. in Abb. 219) entstehen als Mittelwerte für ein Konglomerat von Mikrokristallen in verschiedener Orientierung.

Infolge der „Sperrklinken“ verlangt die Magnetisierung einer ferromagnetischen Substanz eine Arbeitsleistung E durch das magnetisierende Feld, also hier das der Feldspule. Für eine zyklische Magnetisierung, d. h. einen vollen Umlauf der Hysteresisschleife, haben wir nach Gleichung (121) von S. 99 zu setzen

$$E = \frac{V}{\mu_0} \int \mathfrak{J} d\mathfrak{H}_0. \tag{121}$$

Das Integral ist der Flächeninhalt der Hysteresisschleife, gemessen in (Voltsek./m²)². Man dividiert ihn durch den Faktor $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Voltsek./Ampere Meter und multipliziert ihn mit dem Volumen V der Substanz (m³). Dann hat man den für eine zyklische Magnetisierung erforderlichen Arbeitsaufwand in Wattsekunden (E. WARBURG, 1881). In magnetischen Wechselfeldern verwendet man daher Eisensorten mit sehr schmaler Hysteresisschleife. Sonst würde wertvolle elektrische Energie in lästige Wärme verwandelt werden.

Der Ferromagnetismus ist eine Eigenschaft der Kristalle und nicht der einzelnen Moleküle oder Atome. So haben z. B. Eisenatome in Dampfform kein ferromagnetisches Moment meßbarer Größe.

Die Verknüpfung von Kristalleigenschaften und Magnetisierbarkeit äußert sich außerdem noch in mannigfacher Form. Die Magnetisierung ändert die elastischen Konstanten der Kristalle und ruft Längs- oder Querkontraktionen

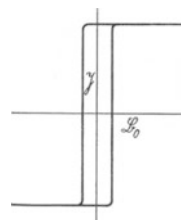


Abb. 221. Schematische Skizze einer annähernd rechteckigen Hysteresisschleife, vor allem in elastisch verspanntem Material zu beobachten.

(positive oder negative Magnetostriktion) hervor. Außerdem beeinflusst sie den elektrischen Widerstand. Bei all diesen Wirkungen ist die Abhängigkeit der ferromagnetischen Magnetisierung von der Temperatur zu beachten. Wie schon erwähnt, verschwindet die Magnetisierbarkeit bei der Temperatur des „Curie-Punktes“. Dieser liegt z. B. bei HEUSLERSchen Legierungen schon unter 100° . Ein Stück einer solchen Legierung haftet bei Zimmertemperatur an einem Hufeisenmagneten, fällt aber beim Eintauchen in siedendes Wasser ab. Ein weiterer Schauversuch für das Verschwinden der Magnetisierung beim Erwärmen findet sich in Abb. 222.



Abb. 222. Ein einseitig erhitztes Nickelrad rotiert im Felde eines Magneten. Bei 356°C verliert Nickel seinen Ferromagnetismus, und dann zieht der Magnet ein kälteres, noch ferromagnetisches Stück des Rades heran. Die Mittelebene des Magneten geht durch die Radachse. Die Flamme wird je nach dem gewünschten Drehsinn etwas vor oder hinter diese Mittelebene gestellt.

§ 74. Eisenschluß und Entmagnetisierung. Elektromagnet. Bei den Schauversuchen mit dia- und paramagnetischen Stoffen haben wir kleine begrenzte Versuchsstücke benutzt (z. B. Abb. 216). Bei ferromagnetischen Stoffen hingegen haben wir bisher sorgfältig das ganze Magnetfeld mit dem Stoff angefüllt (Abb. 218). Das hatte folgenden Grund: Versuchsstücke begrenzter Länge bekommen im Felde Pole. Die von den Polen ausgehenden Feldlinien stören das ursprüngliche Feld. Bei den nur schwach magnetisierbaren dia- und paramagnetischen Stoffen ist die Störung unmerklich klein, bei den stark magnetisierbaren ferromagnetischen Stoffen hingegen verändert die Störung das Bild weitgehend. So erhält man beispielsweise statt der richtigen Hysteresisschleife von weichem Eisen (Abb. 219) die ganz verzerrte der Abb. 223. Man erreicht auch nicht mehr angenähert eine Sättigung der Magnetisierung \mathfrak{J} .

Die Störung des Magnetisierungsvorganges durch die Pole der begrenzten Versuchsstücke kommt folgendermaßen

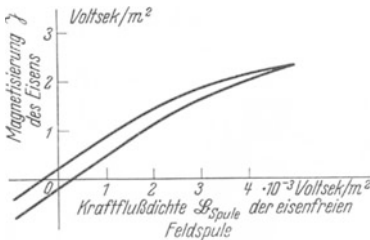


Abb. 223. Obere Hälfte einer Hysteresisschleife für Schmiedeeisen, durch Entmagnetisierung stark verzerrt. (Stablänge durch Stabdicke = 50 : 1.) Ein Vergleich mit Abb. 219 zeigt eine starke Verkleinerung der Remanenz.

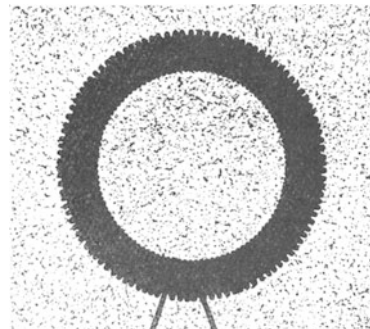


Abb. 224. Der Außenraum einer eisenhaltigen Ringspule ist feldfrei.

zustande: Bei der Ringspule ist der ganze Außenraum feldfrei (Abb. 224). Alle Feldlinien, sowohl die der Spule wie die der ausgerichteten Molekularströme, verlaufen innerhalb des Eisens ringförmig geschlossen. Wir zeichnen uns in Abb. 225 ein Stück des ringförmigen Eisenkernes, lassen jedoch dabei einen schmalen Kanal eisenfrei. Das Magnetfeld in diesem Längskanal ist mit dem Magnetfeld der leeren Spule identisch. Beim nachträglichen Ausfüllen dieses Kanals mit Eisen ist die ganze magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}_{\text{Spule}}$ der leeren Spule für das Ausrichten der hinzukommenden Molekularströme verfügbar.

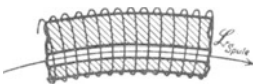


Abb. 225. Ringförmige Spule mit einem Längskanal im ringförmig geschlossenen Eisenring.

Ganz anders aber bei unvollkommenem Eisenschluß. Wir zeichnen in Abb. 226 gleich den Grenzfall des kurzen Eisenstückes. Auch hier lassen wir zunächst einen Längskanal eisenfrei. Nun kommt der entscheidende Punkt: Das Magnetfeld in diesem Längskanal ist jetzt keineswegs mehr mit dem Magnetfeld der leeren Spule identisch, sondern es ist viel kleiner als dieses. Die Enden des Eisenkernes sind zu Polen geworden, und von diesen Polen aus laufen Feldlinien dem Spulenfeld entgegen durch den Kanal hindurch. Im Längskanal mißt man noch die Kraftflußdichte

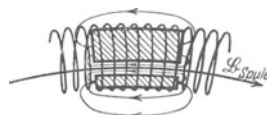


Abb. 226. Zur Entstehung der Entmagnetisierung.

$$\mathfrak{H}_0 = \mathfrak{H}_{\text{Spule}} - N\mathfrak{J}. \tag{128}$$

Dabei bedeutet $N\mathfrak{J}$ den von gegenläufigen Feldlinien herrührenden und daher abzuziehenden Anteil. Dieser Anteil ist der Magnetisierung \mathfrak{J} des Eisens proportional, und der Proportionalitätsfaktor N berücksichtigt die geometrische Gestalt des Eisenkernes. Beim nachträglichen Ausfüllen des Längskanals steht daher zur Ausrichtung der neu hinzukommenden Molekularströme nur noch das stark geschwächte Feld zur Verfügung mit seiner Feldstärke

$$\mathfrak{H}_0 = \mathfrak{H}_{\text{Spule}} - \frac{N}{\mu_0} \mathfrak{J}. \tag{128a}$$

Ein in Richtung der Feldlinien begrenztes Versuchsstück bekommt also je Volumen ein kleineres magnetisches Moment als ein Versuchsstück von der ganzen Länge der Feldlinien. Diese Beeinträchtigung seiner Magnetisierung nennt man Entmagnetisierung.

Die Entmagnetisierung erschien uns bisher als unerwünschte Störung. Sie kann aber auch außerordentlich nützliche Dienste leisten. Wir beschränken uns auf drei Beispiele:

I. Veränderung des Kraftflusses Φ durch Änderung des Eisenschlusses. Die Erscheinung ist uns aus Abb. 197 bekannt. Wir verstehen sie jetzt: Änderung des Eisenschlusses bedeutet Änderung der Entmagnetisierung.

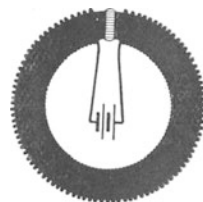


Abb. 227. Schema eines Elektromagneten.

II. Der Elektromagnet, Schema der Abb. 227. Die gesamte magnetische Spannung des Feldspulenstromes $\int \mathfrak{H} ds$ ist gleich seiner Amperewindungszahl ni . Innerhalb des Eisens (gedachter Längskanal!) ist die Feldstärke $\mathfrak{H}_{\text{Spule}}$ durch Entmagnetisierung nahezu bis auf Null geschwächt. Der lange Weg im Eisen (Längskanal!) liefert also praktisch keinen Beitrag zur magnetischen Spannung¹⁾. Fast ihr voller Betrag ni entfällt auf den kurzen Weg s im „Luftspalt“. Im „Luftspalt“ herrscht die Feldstärke ni/s . Der Luftspalt wirkt wie eine Spule der Länge s und der außerordentlich großen Stromwindungszahl ni . So kann man bei Elektromagneten mit Kegelstumpfpolen Feldstärken bis zu $4 \cdot 10^6$ Ampere/m oder Kraftflußdichten von etwa 5 Voltsek./m² erreichen.

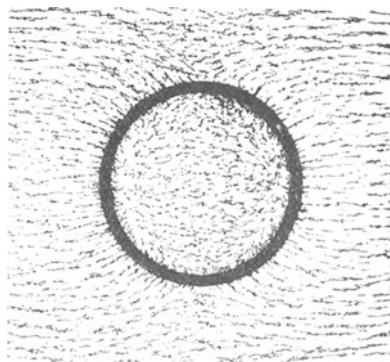


Abb. 228. Panzerschutz zum teilweisen Abschirmen eines Magnetfeldes.

III. Das Magnetfeld in Hohlräumen. Wir unterscheiden zwei Fälle.

1. Ein ferromagnetischer Hohlkörper, z.B. eine eiserne Hohlkugel in einem zuvor homogenen Magnetfeld (Abb. 228). Das Feld im Innern verschwindet durch die gegenläufigen Feldlinien der Pole bis

¹⁾ In Gleichung (128) ist zwar N klein, aber \mathfrak{J} sehr groß!

auf dürrtige Reste. Man braucht solche eiserne Hohlkugeln als „magnetischen Panzerschutz“ zur Abschirmung störender Magnetfelder. (Bei flüchtiger Betrachtung der Abb. 228 könnte man an eine magnetische Influenz denken!)

2. Ein Hohlraum im Innern eines homogen magnetisierten Blockes. Die Abb. 229 zeigt als Beispiel einen kurzen Ausschnitt aus einer ganz gefüllten Ringfeldspule mit einem Hohlraum in Gestalt eines Rotationsellipsoides. Die Kraftflußdichte $\mathfrak{B}_{\text{Hohlraum}}$ in diesem Hohlraum ist homogen verteilt und bei para- und ferromagnetischen Stoffen größer als die Kraftflußdichte $\mathfrak{B}_{\text{Spule}}$ der ungefüllten Spule. Quantitativ gilt



Abb. 229. Ein ringförmig geschlossener Kern mit einem Hohlraum in Form eines Rotationsellipsoides.

$$\mathfrak{B}_{\text{Hohlraum}} = \mathfrak{B}_0 + N\mathfrak{J}. \quad (129)$$

N = Entmagnetisierungsfaktor gemäß Tabelle 2 von S. 58. So gilt im Sonderfall eines kugelförmigen Hohlraumes

$$\mathfrak{B}_{\text{Hohlraum}} = \mathfrak{B}_0 + \frac{1}{3}\mathfrak{J}. \quad (130)$$

Der „Luftspalt“ des Elektromagneten in Abb. 227 läßt sich als ganz flaches Ellipsoid oder einfach als Platte auffassen. Ihr Entmagnetisierungsfaktor N ist nach Tabelle 2 von S. 58 gleich 1, wir erhalten also

$$\mathfrak{B}_{\text{Spalt}} = \mathfrak{B}_0 + \mathfrak{J}. \quad (131)$$

Bei diamagnetischen Stoffen wird \mathfrak{J} nach Gl. (127) negativ und daher ist bei diesen Stoffen $\mathfrak{B}_{\text{Hohlraum}}$ kleiner als \mathfrak{B}_0 .

Die Permeabilität μ wurde auf S. 100 durch die Gleichung (122) definiert. An Gleichung (131) anknüpfend, kann man eine gleichwertige, in der theoretischen Physik oft benutzte Definitionsgleichung für μ aufstellen. Sie lautet:

$$\mu = \frac{\text{magnetische Feldstärke im Querschlitz}}{\text{magnetische Feldstärke im Längskanal}}. \quad (131a)$$

Die Herleitung verläuft ebenso wie die der entsprechenden Gleichung für ε im elektrischen Feld auf S. 58.

§ 75. Messung magnetischer Materialwerte an homogen magnetisierten Ellipsoiden. Für die Messung magnetischer Materialwerte stehen, wie erwähnt, meist nur kleine und begrenzte Versuchsstücke zur Verfügung. Das dann für dia- und paramagnetische Stoffe brauchbare Meßverfahren ist bereits in § 72 beschrieben worden. Nach Erläuterung der Entmagnetisierung können wir jetzt auch kurz das für Ferromagnetika übliche Verfahren bringen:

Für die Definition und folglich auch für die Messung der Größen Permeabilität μ (Zahl), Suszeptibilität κ (Zahl) und Magnetisierung \mathfrak{J} (Voltsek./m²) waren zwei Punkte wesentlich:

1. Ein homogenes Feld im Körperinnern,
2. Kenntnis der Kraftflußdichte \mathfrak{B}_0 in einem engen, in der Feldrichtung durchgebohrten Kanal.

Zu 1. Für die Herstellung eines homogenen Feldes in seinem Innern gibt man dem Körper die Gestalt eines Rotationsellipsoides und stellt ihn mit der Rotationsachse parallel den Feldlinien einer langgestreckten Spule. Praktisch bedeutsam ist nur der Grenzfall eines langgestreckten Rotationsellipsoides. Zylindrische Drahtstücke genügender Länge geben fast immer eine sehr gute Näherung.

Zu 2. Die Kraftflußdichte \mathfrak{B}_0 im gedachten Längskanal ist infolge der Entmagnetisierung durch die Pole kleiner als die der Spule $\mathfrak{B}_{\text{Spule}}$. Es gilt

$$\mathfrak{B}_0 = \mathfrak{B}_{\text{Spule}} - N\mathfrak{J}. \quad (128) \text{ v. S. 107}$$

Dabei hängt der „Entmagnetisierungsfaktor“ N für die homogen magnetisierten Ellipsoide nur vom Verhältnis Länge durch Dicke ab (Tabelle 2 von S. 58).

Demgemäß gestaltet sich beispielsweise die Messung einer Hysteresisschleife an einem Eisenstab folgendermaßen:

1. Man bringt den Eisenstab in das homogene Magnetfeld einer Feldspule und mißt für verschiedene Kraftflußdichten dieser Spule die Magnetisierung \mathfrak{J}_x des Eisenstabes. Für diesen Zweck mißt man das magnetische Moment G nach einem magnetometrischen Verfahren (z. B. Abb. 210) in Voltsekundenmetern. Dann dividiert man G durch das Volumen V des Körpers und erhält \mathfrak{J} in Voltsek./m². Die \mathfrak{J} -Werte stellt man in Abhängigkeit von $\mathfrak{H}_{\text{Spule}}$ graphisch dar. Die Kurve gleicht der früher in Abb. 223 gezeigten.

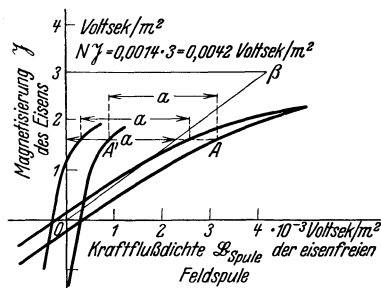


Abb. 230. Eine durch Entmagnetisierung verzerrte Hysteresisschleife wird durch eine graphische Scherung entzerrt. Der Entmagnetisierungsfaktor N ist in diesem Beispiel = 0,0014, entsprechend einem Verhältnis von Stablänge zu Dicke wie 50 : 1. Vgl. Tabelle 2 von S. 58.

2. Man beseitigt durch eine Scherung den Einfluß der Entmagnetisierung. Man zieht von jedem Abszissenwert $\mathfrak{H}_{\text{Spule}}$ den zugehörigen Wert $N\mathfrak{J}$ ab und erhält so die „im“ Eisen bei der Magnetisierung wirksame Kraftflußdichte \mathfrak{H}_0 . Diese Subtraktion macht man meistens graphisch. Man zieht von einem beliebigen Wert \mathfrak{J}_n (in Abb. 230 = 3 Voltsek./m²) nach rechts eine horizontale Linie der Länge $N\mathfrak{J}_n$ und verbindet ihren Endpunkt β mit dem Nullpunkt. So erhält man die schräge Hilfslinie $o\beta$, die Scherungslinie. Endlich verschiebt man jeden Meßpunkt der Hysteresisschleife um ebenso weit nach links, wie die Scherungslinie in der Höhe des Meßpunktes von der Ordinate entfernt ist. Der Punkt A wird z. B. um die Länge a nach A' verschoben. So verwandelt man die verzerrte Kurve der Abb. 223 in die richtige der Abb. 219.

§ 76. Die atomistische Deutung der paramagnetischen Materialwerte, Magnetonen. Auf S. 100 definierten wir die

$$\text{Magnetisierung } \mathfrak{J} = \mathfrak{J}_0 \mu_0 (\mu - 1) = \frac{\text{magnetisches Moment}}{\text{Volumen}} = \frac{G}{V}. \quad (123)$$

Ferner benutzen wir die Bezeichnung

$$\mathfrak{N} = \frac{\text{Molekülzahl } n}{\text{Volumen } V}.$$

Im molekularen Bilde muß sich das magnetische Moment G aus den magnetischen Elementarmomenten γ der n Moleküle zusammensetzen, also $G = n\gamma$. Wir erhalten demgemäß aus (123)

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{N} \cdot \gamma \quad (132)$$

und definieren

$$\frac{\text{magn. Moment } \gamma \text{ eines Moleküls}}{\text{Feldstärke } \mathfrak{H}_0 \text{ ohne Materie}} = \text{molekulare magnetische Polarisierbarkeit } j \quad (133)$$

oder
$$\gamma = j \cdot \mathfrak{H}_0 \quad (133) \quad \text{und} \quad \frac{\mu_0 (\mu - 1)}{\mathfrak{N}} = j. \quad (133a)$$

In Gleichung (132) das magnetische Moment γ des einzelnen Moleküles der Feldstärke \mathfrak{H}_0 der leeren Feldspule proportional gesetzt und dann der Proportionalitätsfaktor j gemäß Gleichung (133a) berechnet.

Für Gase, Dämpfe und verdünnte Lösungen bleibt das auch im atomistischen Bilde sinnvoll. Bei ihnen ist der Abstand der einzelnen magnetisierten Moleküle groß. Man darf die Wechselwirkung zwischen den magnetisierten Molekülen vernachlässigen. Man kann als magnetisierendes Feld \mathfrak{H}_0 in Gleichung (133) einfach das ursprüngliche, also das der leeren Feldspule oder des Elektromagneten nehmen²⁾.

¹⁾ Die Bestimmung von \mathfrak{N} findet man auf S. 274.

²⁾ In Flüssigkeiten und Festkörpern ist die Wechselwirkung zwischen den magnetisierten Molekülen zu berücksichtigen. Das auf S. 60 oben über die Wechselwirkung zwischen elektrisierten Molekülen Gesagte ist sinngemäß auf magnetisierte zu übertragen. Man setzt also die beim Magnetisierungsvorgang wirksame Feldstärke

$$\mathfrak{H}_0 + \frac{1}{3} \mu_0 \mathfrak{J}. \quad (137)$$

Experimentell ergibt sich $(\mu - 1)$ und somit auch j für para- und diamagnetische Substanzen als Materialkonstante. Das bedeutet: Das magnetische Moment eines Moleküles ist der Feldstärke \mathfrak{H}_0 des magnetisierenden Feldes proportional. — Wie kann man atomistisch diese Proportionalität erklären? Welcher Zusammenhang besteht zwischen dem Proportionalitätsfaktor j und anderen bekannten Molekulargrößen? Wir haben für para- und diamagnetische Stoffe getrennte Antworten zu geben. Zum Schluß folgen ein paar Worte über die Ferromagnetika.

Die Atome oder Moleküle paramagnetischer Stoffe besitzen schon unabhängig vom äußeren Felde ein magnetisches Moment γ . Das äußere Feld \mathfrak{H}_0 sucht diese kleinen „Dipole“ in seine Richtung einzustellen. Dem wirkt die molekulare Wärmebewegung entgegen und dreht die Dipole wieder aus der Feldrichtung heraus. Ein quer zur Feldrichtung gedrehter magnetischer Dipol enthält die potentielle Energie

$$E = \gamma \mathfrak{H}_0 \text{ [Wattsekunden]}. \tag{134}$$

Folgt direkt aus Gleichung (105) von S. 93 und Abb. 200.

Diese potentielle Energie setzen wir $= 3 k T_{\text{abs}}$, also wieder größenordnungsmäßig gleich der Energie der anstoßenden Moleküle ($k = \text{BOLTZMANNsche Konstante} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Wattsek./Grad}$, $T_{\text{abs}} = \text{absolute Temperatur}$), also

$$\gamma \mathfrak{H}_0 = 3 k T_{\text{abs}}. \tag{135}$$

Wir berücksichtigen die Gleichung (133), also $\gamma = j \mathfrak{H}_0$, und erhalten

$$j = \frac{\gamma^2}{3 k T_{\text{abs}}} \left[\frac{\text{Voltsek. Meter}}{\text{Ampere/Meter}} \right]. \tag{136}$$

Für konstante Beobachtungstemperatur ist die rechte Seite konstant, und damit haben wir eine vernünftige Deutung für den Proportionalitätsfaktor j .

Die Gleichung (136) besagt aber noch mehr: Sie erklärt eine experimentell beobachtete Temperaturabhängigkeit der Materialkonstante j .

Auf Grund dieses Erfolges kann man aus der bei verschiedenen Temperaturen beobachteten Polarisierbarkeit das paramagnetische Moment γ eines Moleküls ausrechnen. Das ist in Tabelle 4 geschehen. Die so ermittelten magnetischen Molekularmomente betrachtet man manchmal, aber kaum mit Recht, als ganzzahlige Vielfache eines „elementaren“ magnetischen Momentes, des „WEISSschen Magneton“

$$\gamma_{\text{WEISS}} = 2,34 \cdot 10^{-30} \text{ Voltsek. Meter.}$$

Tabelle 4.

Molekül bzw. Ion	NO	O ₂	Mn	Fe+++	Ni++	Cr+++
Magnetisches Moment in 10^{-29} Voltsekundenmetern	2,14	1) 3,24	6,77	6,18	3,76	4,44
Angebliche Zahl WEISSscher Magnetonen . .	9,2	14,1	29	26,4	16,1	19

Damit kommen wir zur zweiten Frage: Kann man das molekulare Dipolmoment γ aus bekannten Molekulardaten berechnen?

1) Berechnung: Für O₂ ist nach Tab. 3 von S. 102 $(\mu - 1) = 1,92 \cdot 10^{-6}$. — $\mathfrak{H} = 2,7 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$ (vgl. S. 274); Moment eines Moleküles $j = \frac{\mu_0(\mu - 1)}{\mathfrak{H}} = 9 \cdot 10^{-38} \frac{\text{Voltsek. Meter}}{\text{Ampere/Meter}}$. Nach (136) $\gamma = \sqrt{3 k T_{\text{abs}}} j = \sqrt{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 3 \cdot 10^2 \cdot 9 \cdot 10^{-38}} = 3,24 \cdot 10^{-29} \text{ Voltsek. Meter.}$

Das versuchen wir mit dem einfachen Bilde der Molekularströme (§ 53). Ein Elektron der Ladung e kreise mit der Geschwindigkeit u auf der Bahn $l = 2r\pi$. Es entspricht einem Strom [Gleichung (73) von S. 67] $i = eu/2r\pi$ Ampere. Dieser molekulare Kreisstrom hat das magnetische Moment [Gleichung (104) von S. 93]

$$\gamma = \mu_0 i F = \mu_0 \frac{eu}{2r\pi} \cdot r^2\pi = \frac{\mu_0}{2} eur. \quad (138)$$

Statt des Produktes ur führen wir den mechanischen Drehimpuls \mathfrak{G}^* des umlaufenden Elektrons ein (Mechanikband § 54). Es ist

$$\mathfrak{G}^* = mur. \quad (139)$$

Damit erhalten wir

$$\frac{\text{Magnetisches Moment}}{\text{Mechanischer Drehimpuls}} \text{ des kreisenden Elektrons } \frac{\gamma}{\mathfrak{G}^*} = \frac{\mu_0}{2} \frac{e}{m} \quad (140)$$

(e/m , das Verhältnis von Ladung zur Masse des Elektrons ist gleich $1,76 \cdot 10^{11}$ Amperesek./kg, s. § 97).

Für die Größe des molekularen magnetischen Momentes γ ist demnach der mechanische Drehimpuls \mathfrak{G}^* der Ladung maßgebend. Über diesen Drehimpuls macht das BOHRsche Atommodell sehr bestimmte Aussagen (Optik, § 128). BOHR setzt die „Wirkung“, d. h. die Liniensumme des Impulses mu längs des Weges $2r\pi$, gleich dem PLANCKschen Wirkungselement $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Watt · Sek²

$$mu \cdot 2r\pi = h. \quad (141)$$

Dann wird der Drehimpuls

$$\mathfrak{G}^* = \frac{h}{2\pi}. \quad (142)$$

Einsetzen dieses Wertes in Gleichung (140) ergibt als „elementares magnetisches Moment“ das „BOHRsche Magneton“

$$\gamma_{\text{BOHR}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e}{m} \cdot h = 1,15 \cdot 10^{-29} \text{ Voltsek. Meter.} \quad (143)$$

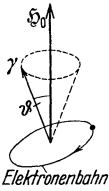
Das BOHRsche Magneton ist rund das Fünffache des WEISSschen Magnetons.

Das BOHRsche Magneton hat eine einwandfreie physikalische Bedeutung. Man mißt es experimentell direkt als Dipolmoment dampfförmiger Alkaliatome. (Vgl. Optikband, § 136.)

§ 77. Zur atomistischen Deutung diamagnetischer Materialwerte. LARMOR-Präzession. Bei diamagnetischen Stoffen entsteht das molekulare magnetische Moment erst beim Einbringen in das Feld durch Induktionsströme. Im primitivsten Bilde werden zuvor ruhende Elektronen in eine Kreisbewegung versetzt. In dieser Form ist das Bild jedoch mit unseren heutigen Grundvorstellungen vom Atombau nicht mehr vereinbar. Wir dürfen in Atomen und Molekülen keine ruhenden, sondern stets nur umlaufende Elektronen annehmen. Beim Fehlen eines ständigen magnetischen Momentes (also in allen nicht paramagnetischen Molekülen und Atomen) müssen die Umlaufbewegungen paarweise widersinnig erfolgen. Außerdem sind die Umlaufgeschwindigkeiten der Elektronen auf ihren Bahnen durch „Quantenbedingungen“, z. B. Gleichung (141) fest vorgeschrieben. Diese Geschwindigkeiten in den Bahnen können keinesfalls durch das elektrische Feld des Induktionsvorganges vergrößert oder verkleinert werden. Den Ausweg aus dieser Schwierigkeit verdankt man LARMOR. Nach LARMOR bleiben die Bahngeschwindigkeiten der widersinnig kreisenden Elektronenpaare ungeändert. Aber alle gemeinsam vollführen wie ein Kreisel eine Präzession um die Feldrichtung mit der Winkelgeschwindigkeit

$$\omega_p = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \cdot \mathfrak{H}_0. \quad (144)$$

Diese LARMOR-Frequenz ist unabhängig vom Winkel ϑ zwischen der Achse der Elektronenbahnen und der Richtung des Magnetfeldes (Abb. 230a). Durch die LARMOR-Präzession erhält das Molekül pro Elektronenpaar ein molekulares Moment, und dies beträgt für n Elektronenpaare vom Bahnradius r_n



$$\left. \begin{aligned} \gamma_{\text{LARMOR}} &= \frac{\mu_0}{6} \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \mathfrak{B}_0 \sum_n r_n^2 \\ &= (5,86 \cdot 10^{-15} \text{ Meter}) \cdot \mathfrak{B}_0 \sum_n r_n^2 [\text{Voltsek. Meter}]. \end{aligned} \right\} (145)$$

Abb. 230 a. Zur LARMOR-Präzession.

Dem entspricht die molekulare magnetische Polarisierbarkeit [Gl. (132) v. S. 109]

$$j = \frac{\mu_0^2}{6} \cdot \frac{e^2}{m} \sum_n r_n^2 = \left(7,36 \cdot 10^{-21} \frac{\text{Volt. Sek.}}{\text{Amp.}} \right) \sum_n r_n^2 \left[\frac{\text{Voltsek. Meter}}{\text{Ampere/Meter}} \right]. \quad (146)$$

Herleitung: Die LARMOR-Präzession kommt weniger einfach zustande als die gewöhnliche Kreiselpräzession. Sonst könnte ihre Winkelgeschwindigkeit ω_p nicht vom Neigungswinkel ϑ unabhängig sein. — Bei der LARMOR-Präzession sind im allgemeinen zwei Ursachen wirksam; nur in den Grenzfällen $\vartheta = 0$ und $\vartheta = 90^\circ$ fällt je eine von beiden aus. — Im Grenzfall $\vartheta = 90^\circ$ übt das Magnetfeld \mathfrak{S}_0 auf jede Elektronenbahn ein Drehmoment aus, nämlich

$$\mathfrak{M} = \gamma \cdot \mathfrak{S}_0 [\text{Großdynameter}]. \quad \text{Gl. (105) v. S. 93}$$

Jedes kreisende Elektron bildet einen Kreisel mit dem Drehimpuls

$$\mathfrak{G}^* = \frac{2}{\mu_0} \cdot \frac{m}{e} \cdot \gamma \left[\text{kg} \frac{\text{m}^2}{\text{Sek}} \right]. \quad \text{Gl. (140) v. S. 111}$$

Dieser Kreisel vollführt unter der Einwirkung des Drehmomentes \mathfrak{M} eine Präzession mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega_p = \mathfrak{M}/\mathfrak{G}^*$ [Gleichung (101) v. S. 80 des Mechanikbandes] oder mit (105) und (140)

$$\omega_p = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \cdot \mathfrak{B}_0. \quad (149)$$

Im Grenzfall $\vartheta = 90^\circ$ (Abb. 230a) entsteht demnach die LARMOR-Präzession wie die gewöhnliche Kreiselpräzession durch ein konstantes, während des ganzen Umlaufes wirkendes Drehmoment.

Ganz anders im Grenzfall $\vartheta = 0$. Hier kommt überhaupt kein Drehmoment zustande. Der entscheidende Vorgang spielt sich nur ab, während das Magnetfeld entsteht. Das entstehende Magnetfeld umgibt sich mit ringförmig geschlossenen elektrischen Feldlinien. Längs der kreisförmigen Elektronenbahn entsteht ein Spannungsstoß

$$\int P dt = \mu_0 \cdot \mathfrak{S}_0 \cdot r^2 \pi = \mathfrak{B}_0 r^2 \pi. \quad \text{Gl. (74) v. S. 73}$$

Der Spannung P entspricht eine elektrische Feldstärke $\mathfrak{E} = P/2r\pi$, und diese wirkt auf das Elektron mit der Kraft $K = e \cdot \mathfrak{E}$. Infolgedessen erteilt der Spannungsstoß dem Elektron einen Bahnimpuls $mu = e \int \mathfrak{E} dt = \frac{1}{2} e \mathfrak{B}_0 r$. So bekommt jedes Elektron eine zusätz-

liche Bahngeschwindigkeit $u = \frac{1}{2} \mathfrak{B}_0 r \frac{e}{m}$ und daher das Atom als Ganzes eine Winkelgeschwindigkeit

$$\omega_p = \frac{u}{r} = \frac{1}{2} \mathfrak{B}_0 \frac{e}{m}. \quad (149)$$

Sie ist also ebenso groß wie im Grenzfall $\vartheta = 90^\circ$. Bei Werten von ϑ zwischen 0 und 90° sind beide Ursachen gleichzeitig wirksam, und dann führen beide zusammen zur LARMOR-Frequenz ω_p .

Der Umlauf des Atoms mit der LARMOR-Frequenz, oder kurz die LARMOR-Präzession, erzeugt mit jedem Elektron ein magnetisches Moment

$$\gamma = \frac{\mu_0}{2} \cdot e \omega_p \cdot r^2. \quad \text{Gl. (138) v. S. 111}$$

(149) und (138) zusammen ergeben für je eines der beiden Elektronen eines Paares

$$\gamma = \frac{\mu_0}{4} \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \mathfrak{B}_0 r^2. \quad (150)$$

Endlich ist noch die Summe über n Elektronenpaare zu bilden und der Mittelwert von ϑ mit dem Faktor $\frac{1}{3}$ zu berücksichtigen. So erhält man aus Gleichung (150) die Gleichung (145).

Die Gleichung (146) gibt eine einleuchtende Erklärung für die empirisch gefundene Konstanz der molekularen magnetischen Polarisierbarkeit j . Die aus

den beobachteten j -Werten berechneten Bahnradien r führen auf die richtige Größenordnung (10^{-10} m). Mehr kann nicht verlangt werden.

§ 78. Zur atomistischen Deutung des Ferromagnetismus. Hier spielen sich die entscheidenden Vorgänge nicht in den Atomen oder Molekülen, sondern in Mikrokristallen ab. (Auch alle sog. Einkristalle bestehen in Wirklichkeit aus einem leidlich gepaßten Ziegelwerk von Mikrokristallen.) Bei den ferromagnetischen Stoffen scheinen diese Mikrokristalle stets aus völlig parallel gerichteten elementaren Dipolen zu bestehen und als Ganzes im Felde umzuklappen¹⁾. Dem wirken die elastischen Eigenschaften des Kristallgefüges entgegen, und so erhalten wir makroskopisch die komplizierte Abhängigkeit der Magnetisierung \mathfrak{S} des ganzen Kristallblockes oder -gefüges von der äußeren Feldstärke. Die Dinge sind wegen der starken Wechselwirkung der Mikrokristalle sehr verwickelt und ihre Klärung ist noch im Fluß. Wir beschränken uns daher auf einen Punkt, die quantitative Bestimmung des mechanischen Drehimpulses der elementaren Dipole (S. 70).

Bei der Ummagnetisierung erteilen die n elementaren Dipole dem Stab in Abb. 158 einen Drehimpuls $n\mathfrak{G}^*$. Dadurch erhält der Stab eine Winkelgeschwindigkeit

$$\omega_0 = \frac{n\mathfrak{G}^*}{\Theta}. \quad (152)$$

\mathfrak{G}^* = Drehimpuls eines elementaren Dipols oder Molekularstromes. Θ = Trägheitsmoment des ganzen Stabes = $0,5\pi HR^4\rho$, wo H = Länge und R = Radius des Stabes, beide in Metern, und ρ seine Dichte in kg/m^3 ist.

Mit dieser Winkelgeschwindigkeit ω_0 verläßt der Stab seine Ruhelage und vollführt einen Stoßausschlag $\alpha_0 = \omega_0/\omega$.

α_0 in Bogenmaß, d. h. Einheitswinkel = $57,3^\circ$. $\omega = 2\pi/T$ = Kreisfrequenz des aufgehängten Stäbchens. — Herleitung: Für jedes Pendel gilt

$$\text{Stoßausschlag } \alpha_0 = \frac{\text{Anfangsgeschwindigkeit } u_0 \text{ beim Verlassen der Ruhelage}}{\text{Kreisfrequenz } \omega \text{ des Pendels}}. \quad (153)$$

Siehe Mechanikband Gleichung (23) in § 22. Bei Drehschwingungen tritt an die Stelle des Stoßausschlages α_0 der Winkelausschlag α_0 , an die Stelle der Bahngeschwindigkeit u_0 die Winkelgeschwindigkeit ω_0 .

Nach der Messung des Stoßausschlages α_0 nimmt man den Stab aus der Spule und mißt sein magnetisches Moment G , etwa nach dem in Abb. 210 erläuterten Verfahren.

Diese Werte für den gesamten Drehimpuls $n\mathfrak{G}^*$ und das gesamte magnetische Moment $n\gamma$ setzen wir in Gleichung (140) von S. 111 ein und erhalten für das Verhältnis e/m einen fast doppelt so hohen Wert, nämlich $3,5 \cdot 10^{11}$ Ampere-sek./kg statt $1,76 \cdot 10^{11}$. Folglich ist das Bild der Molekularströme, der Elektronen auf einer Kreisbahn, nur eine Näherung. Man muß statt der auf einer Kreisbahn umlaufenden Elektronen kreiselnde Elektronen oder „Spin-Elektronen“ einführen und für sie das Verhältnis

$$\frac{\text{Magnetisches Moment}}{\text{Mechanischer Drehimpuls}} = \mu_0 \frac{e}{m} \quad (153a)$$

setzen, also doppelt so groß, wie für das umlaufende Elektron [Gleichung (140)]

Auf jeden Fall aber kann man die Masse der Elektronen durch eine rein mechanische Trägheitswirkung nachweisen. Darin liegt die Bedeutung dieses Versuches und seiner mannigfachen Abwandlungen (vgl. § 118).

¹⁾ Ein ferromagnetischer Mikrokristall ist also immer bis zur Sättigung magnetisiert. In ihm gibt es keine Unordnung der magnetischen Achsen. Das Umklappen läßt sich nach BARKHAUSEN akustisch beobachten: Man umgibt den Eisenkörper mit einer Induktionsspule und verbindet diese (unter Zwischenschaltung eines Verstärkers) mit einem Telephon oder Lautsprecher. Bei jeder Änderung der Magnetisierung hört man ein brodelndes Geräusch.

X. Anwendungen der Induktion, insbesondere induktive Stromquellen und Elektromotoren.

§ 79. **Vorbemerkung.** Die Ausnutzung der Induktion bildet den Hauptinhalt der modernen Elektrotechnik. Wir bringen in diesem und den folgenden Kapiteln nur einige wenige Beispiele und auch diese nur in großen Zügen.

Für die moderne Nähmaschine ist zweierlei charakteristisch: das Nadelöhr an der Spitze der Nadel und die gleichzeitige Verwendung zweier unabhängiger Fäden. — Ganz ähnlich läßt sich das Wesentliche eines elektrischen Apparates oder einer elektrischen Maschine mit wenigen Strichen darstellen. Der physikalische Kern und der entscheidende Kunstgriff ist immer einfach. Die ungeheure Leistung der Elektrotechnik liegt nicht auf physikalischem, sondern auf technischem Gebiet.

§ 80. **Induktive Stromquellen.** Wir beginnen mit den heute wichtigsten Stromquellen oder Generatoren, den induktiven. Bei diesen erzeugt man die

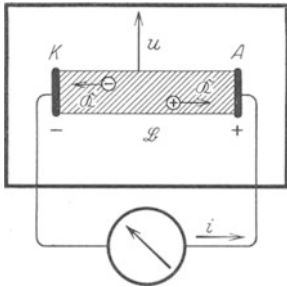


Abb. 231. Zur Definition der „induktiven“ Stromquelle.

„ladungstrennenden Kräfte“ mit Hilfe des Induktionsvorganges. Wir hatten das Wort Stromquelle an Hand der Abb. 115 definiert. Wir wiederholen dies Bild hier in Abb. 231 mit zwei Ergänzungen: Wir denken uns innerhalb des schwarz umrandeten Rechteckes ein Magnetfeld senkrecht zur Papierebene und außerdem die Elektroden K und A durch einen Leiter verbunden. Jetzt kann man die Ladungen in diesem Leiter auf zwei Weisen trennen und auf die Elektroden zu bewegen:

1. Man bewegt den Leiter in der Pfeilrichtung mit der Geschwindigkeit u und läßt so auf die Ladungen q die Kräfte $\mathfrak{R} = \mathfrak{B}qu$ wirken [Gleichung (94) von S. 87].
2. Man ändert die Kraftflußdichte des Magnetfeldes, am einfachsten durch Änderung des Eisenschlusses. Dann entsteht ein elektrisches Feld (Abb. 168) und bewegt die Elektrizitätsatome zwischen K und A mit der Kraft $\mathfrak{R} = q \cdot \mathfrak{E}$ auf die Elektroden zu.

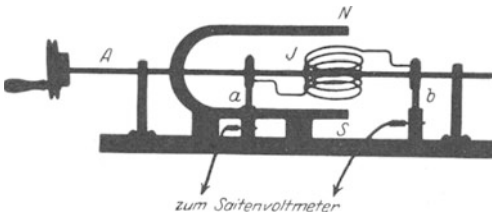


Abb. 232. Wechselstromgenerator mit Außenpolen.

In der Regel werden beide Vorgänge gleichzeitig angewandt. Wir erläutern das an einigen Ausführungsformen.

- a) Der Wechselstromgenerator mit Außenpolen (Abb. 232). Eine Spule J wird um die Achse A in einem Magnetfeld beliebiger Herkunft herumgedreht. Die Enden der Spule führen zu zwei Schleifringen, und zwei angepreßte Federn a und b verbinden diese leitend mit den Polklammern der Maschine. Die Rotation der Spule J gibt eine periodische Wiederholung eines einfachen In-

duktionsversuches. Die induzierte Spannung ist eine „Wechselspannung“. Ihr zeitlicher Verlauf läßt sich bei langsamer Drehung bequem mit einem Saitenvoltmeter verfolgen. Diese Spannungskurve ist im Sonderfall eines homogenen Magnetfeldes und gleichförmiger Rotation sinusförmig (Abb. 233). Die Frequenz n ist gleich der Anzahl der Umläufe pro Sekunde.

In der praktischen Ausführung bekommt die Spule einen Eisenkern (Abb. 234). Spule und Kern zusammen bilden den Läufer. Diese Bauart wird z. B. für Zündmaschinen der Explosionsmotoren und im Fernsprechbetrieb zum Wecken mit Kurbelanruf benutzt.

b) Der Gleichstromgenerator. Die Abb. 235 zeigt wiederum im Schattenriß ein Vorführungsmodell. Die Schleifringe des Wechselstromgenerators werden durch ein einfaches Schaltwerk K („Kommutator“) ersetzt. Es vertauscht nach je einer Halbdrehung die Verbindung zwischen Spulenden und

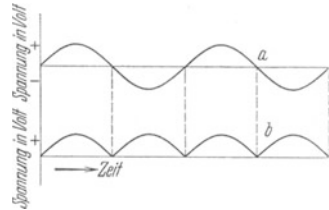


Abb. 233. *a* Sinusförmige Wechselspannung eines Wechselstromgenerators. *b* Spannungskurve eines Gleichstromgenerators mit einem einfachen Spulenkäufer.

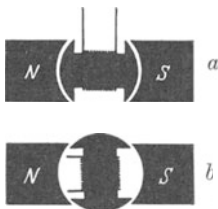


Abb. 234. Eisenkerne von Feld- und Läufer-spule eines Generators; bei *a* ist der Kraftfluß groß, bei *b* klein.

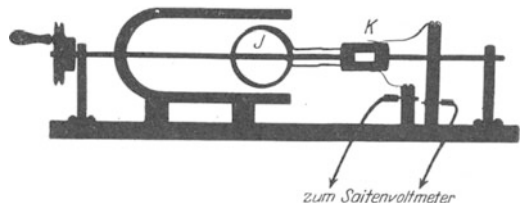


Abb. 235. Gleichstromgenerator mit einfachem Spulenkäufer und permanentem Feldmagneten.

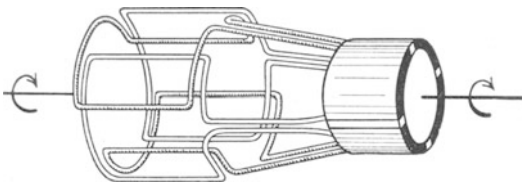


Abb. 236. Trommelläufer mit 2 Spulenpaaren.

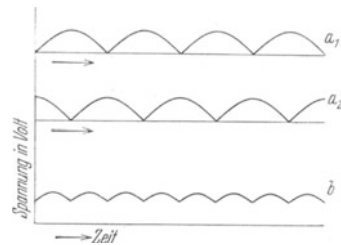


Abb. 237. Spannungskurve eines Trommelläufers mit 2 Spulenpaaren und ihre Entstehung.

Polklemmen. Dadurch werden die unteren Kurvenhälften der Abb. 233 *a* nach oben geklappt. Es entsteht die Spannungskurve der Abb. 233 *b*. Die Spannung schwankt zwischen Null und einem Höchstwert, doch bleibt das Vorzeichen dauernd dasselbe.

c) Der Gleichstromgenerator mit Trommelläufer. Die bogenförmige Spannungskurve der Abb. 233 *b* läßt sich „glätten“. Man nimmt statt einer Spule J deren mehrere. Sie werden um den gleichen Winkel gegeneinander versetzt. Wir haben statt des „Spulenkäufers“ einen „Trommelläufer“. Die Abb. 236 zeigt ein Schema mit zwei Spulenpaaren und einem vierfach unterteilten Kollektor. In diesem Beispiel überlagern sich zwei Bogenkurven in der in Abb. 237 ersichtlichen Weise. Als Ergebnis erscheint die schon besser konstante Gleichspannung der Kurve 237 *b*. — Wir schematisieren fortan einen Trommelläufer mit seinen Schleifkontakten oder Bürsten durch das Bild der Abb. 238.



Abb. 238. Zeichenschema eines Trommelläufers.

Abb. 239 zeigt eine im Unterricht weitverbreitete Ausführung eines Gleichstromgenerators mit Trommelläufer. Es ist ein altertümliches Modell. Der Trommelläufer besteht aus 9 Spulenpaaren. Das Magnetfeld wird von 2×25 Hufeisenstahlmagneten geliefert. Eine neuzeitliche Ausführung mit nur einem Hufeisenmagneten findet man in kleinen „Hochspannungsgeneratoren“ für Versuchszwecke (z. B. 1000 oder 2000 Volt bei 40 Voltampere Leistung). Diese kleinen Maschinen stimmen auch äußerlich weitgehend mit dem Schema der Abb. 235 überein.

Die altertümliche Maschine mit Kurbelantrieb läßt den Umsatz mechanischer Arbeit in elektrische Energie recht eindrucksvoll vorführen.

Bei Drehung der Kurbel wird zwischen den Klemmen A und K der Maschine, je nach der Drehzahl, eine Spannung P von 10–20 Volt beobachtet. Ohne leitende Verbindung der beiden Klemmen ist nur eine Spannung vorhanden, aber kein Strom. Infolgedessen erhalten wir nur die winzige Energie des elektrischen Feldes zwischen den Polklemmen [Gleichung (30) von S. 43]. Unser Muskel hat beim Drehen der Kurbel nur gegen die Reibung in den Lagern und im Zahngetriebe zu arbeiten.

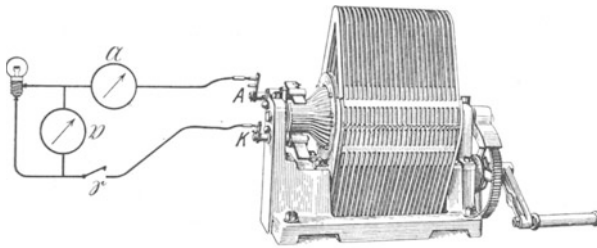


Abb. 239. Gleichstromgenerator mit permanenten Feldmagneten und Trommelläufer.

Ganz anders, sobald wir die beiden Klemmen der Maschine durch einen Leiter und ein Amperemeter verbinden. Als Leiter nehmen wir in Abb. 239 eine 150kerzige Glühlampe mit dickem Wolframspiraldraht. Jetzt fließt durch die Lampe, das Amperemeter \mathfrak{A} und die Spule des

Trommelläufers ein Strom i von etwa 8 Ampere. Zwischen den Zuleitungen der Lampe herrscht eine Spannung von etwa 12 Volt.

i ist nach dem Ohmschen Gesetz [Gleichung (1)] $= P/(R + R_a + R_i)$, wenn R den Widerstand der Lampe, R_a den des Amperemeters und R_i den der Läuferspule plus Zuleitungen bezeichnet.

Die Maschine geht schwer, wir müssen stark arbeiten. Die entstehende elektrische Energie wird in Wärme verwandelt. Die Lampe gerät in helle Weißglut. Nach etlichen Sekunden unterbrechen wir den Strom mit dem Schalter \mathfrak{S} : die Hand an der Kurbel spürt kaum noch einen Widerstand, der Wechsel wird kraß empfunden.

Bei diesem Versuch bewegt sich in jeder Sekunde die Elektrizitätsmenge $Q = i$ Ampere-sekunden durch ein elektrisches Feld der Spannung P Volt hindurch. Das liefert nach Gleichung (20) die Energie von $8 \cdot 12 =$ rund 100 Voltampere-sekunden oder Wattsekunden. Oder wir führen der Lampe eine Leistung von rund 100 Watt gleich 0,1 Kilowatt zu, entsprechend etwa $\frac{1}{8}$ PS. Man kann sich durch eigene Muskelarbeit einmal die Größe 1 Kilowatt klarmachen. Man würdigt dann besser den Energiebetrag einer Kilowattstunde und den niedrigen Preis dieser Handelsware (für Großabnehmer etwa 1 Pfennig).

d) Die Gleichstromdynamomaschine. Bei den bisherigen Generatoren wurde das Magnetfeld von permanenten Magneten geliefert. Die permanenten Magnete lassen sich durch stromdurchflossene Spulen, sog. Feldspulen \mathfrak{F} in Abb. 240, ersetzen. Der Strom der Feldspulen kann irgendwelchen Hilfsquellen entnommen werden. Abb. 240 zeigt das Schema dieser Fremderregung (WILDE in Manchester, 1866). Doch kann die Maschine auch selbst den Strom für die Feldspulen liefern. Das geschieht bei dem Dynamoverfahren von WERNER

SIEMENS, einem ehemaligen preußischen Artillerieoffizier. Aus dem Dynamoverfahren (1867) ist die Großindustrie der heutigen Starkstromtechnik entstanden. Das Dynamoverfahren setzt die Anwesenheit von Eisen in den Spulen voraus. Beim Beginn der Rotation muß das schwache permanente Magnetfeld des Eisens eine Spannung im Läufer induzieren.

Die Abb. 241 zeigt eine mögliche Ausführungsform. Es ist das Schema einer „Hauptschlußdynamo“. Der ganze, den Klemmen *a* und *b* entnommene Strom der Maschine durchfließt die Feldspulen \mathfrak{F} .

Bei der Hauptschlußdynamo steigt die Klemmenspannung mit wachsender Strombelastung der Maschine. Denn je höher der Strom, desto stärker das induzierende Magnetfeld. Die Abb. 242 gibt die entsprechende Kennlinie einer Hauptschlußdynamo.

Von Sonderfällen abgesehen, muß in der Praxis die Klemmenspannung der Generatoren in weiten Grenzen von der Strombelastung unabhängig sein. In gewissem Grade erfüllt schon die Nebenschlußdynamo diese Bedingung. Die Abb. 243 gibt ihre Kennlinie, die Abb. 244 ihre Schaltung. Man benutzt nur einen Bruchteil des im Anker induzierten Stromes zur Erregung der Feldspulen. — Mischformen beider Schaltungen führen noch weiter. Man spricht dann von „Verbundmaschinen“.

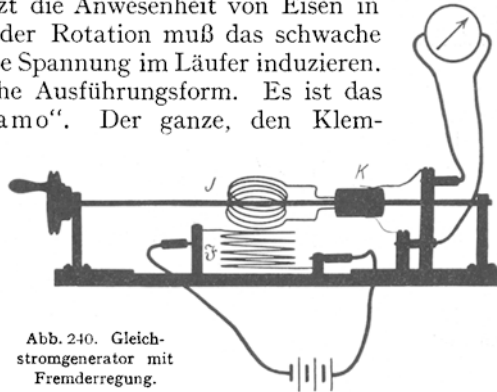


Abb. 240. Gleichstromgenerator mit Fremderregung.

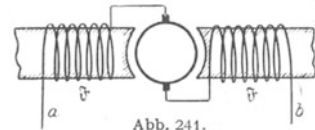


Abb. 241. Schaltschema einer Hauptschlußdynamo.

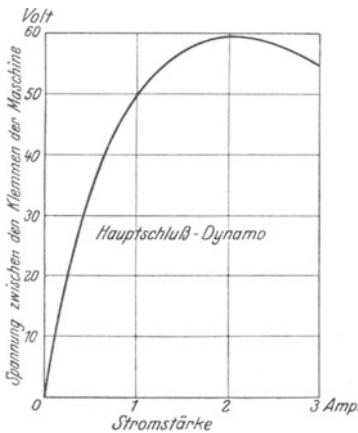


Abb. 242. Kennlinie einer Hauptschlußdynamo.

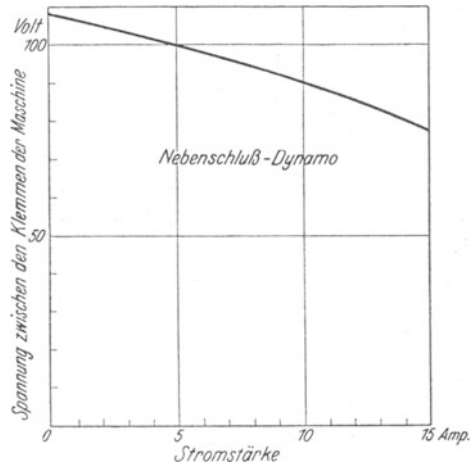


Abb. 243. Kennlinie einer Nebenschlußdynamo.

Die heutigen Konstruktionen der Gleichstromdynamo weichen in einer Äußerlichkeit vom Schema der Abb. 240 ab. Das Schema sieht nur ein Paar Feldspulen und ein Paar Schleifkontakte oder „Bürsten“ auf dem Kollektor vor. Die Technik ordnet meistens mehrere (3–5) Paare radialsymmetrisch an.

e) Wechselstromgenerator mit Innenpolen. Bei der unter a) beschriebenen Außenpolmaschine stand das induzierende Magnetfeld fest. Als Läufer drehte sich die Induktionsspule *J*. Von der Innenpolmaschine gilt das

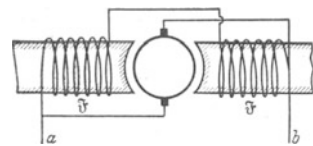


Abb. 244. Schaltschema einer Nebenschlußdynamo.

Umgekehrte. Der rotierende Läufer trägt die vom Gleichstrom durchflossene Spule. Im Ständer befindet sich die festsitzende Induktionsspule J . — In der praktischen Ausführung sind die Spulen in vielfacher Wiederholung radialsymmetrisch angeordnet. Der Läufer besteht oft aus einem Schwungrad. Es trägt auf seinem Radkranz die vom Gleichstrom durchflossenen Feldspulen. Der Gleichstrom wird von einer Hilfsmaschine auf der Achse der Hauptmaschine geliefert.

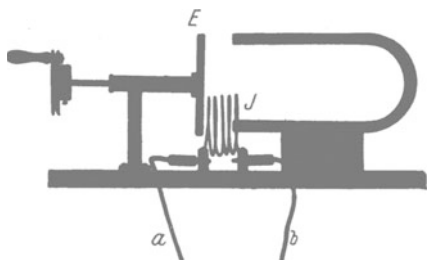


Abb. 245. Wechselstromgenerator mit spulenfreiem Läufer.

Läufer haben den Vorteil großer mechanischer Festigkeit und lassen daher hohe Drehzahlen benutzen. Die Abb. 245 gibt eine solche Maschine. Sie geht in leicht ersichtlicher Weise aus der Abb. 197 hervor. Der rotierende Anker besteht in diesem Modell aus einem schmalen rechteckigen Stück Eisen E .

Es verändert je nach seiner Stellung den die Spule durchsetzenden Kraftfluß.



Abb. 246. Wechselstromgenerator mit Zahnradläufer.

In der technischen Ausführung ersetzt man die permanenten Feldmagnete oft durch Elektromagnete, also von Gleichstrom durchflossene Spulen Sp mit Eisenkern. Überdies werden alle Einzelteile radialsymmetrisch in vielfacher Wiederholung angeordnet, etwa nach Art der Abb. 246. Der Läufer hat dann die Form eines Zahnrades.

g) Das Telephon als Wechselstromgenerator.

Beim Wechselstromgenerator mit spulenfreiem Läufer war die periodische Änderung des magnetischen Eisenschlusses der wesentliche Punkt. Die Änderung erfolgte durch Annäherung oder Entfernung der Zähne des rotierenden Läufers.

Man kann die Rotation durch eine hin- und hergehende Schwingung ersetzen. In Abb. 247 ist die Induktionsspule J in zwei gleiche Hälften unterteilt.

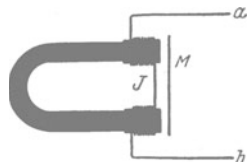


Abb. 247. Schema eines Telefons.

Die den Kraftfluß vergrößernden Eisenkerne sind diesmal mit eingezeichnet. M ist eine schwingungsfähige Eisenmembran an Stelle des umlaufenden Läufers. Auch dies ist nur eine technische Variante des in Abb. 245 skizzierten Versuches.

Der ganze Apparat ist jedermann als Telephon vertraut. Hier interessiert er uns nur als Wechselstromgenerator. Er soll die mechanische Energie von Schallwellen in elektrische Energie verwandeln. Dazu verbinden wir irgendein handelsübliches Telephon (Abb. 248) mit einem für Wechselstrom brauchbaren technischen Amperemeter. Wir beobachten beim Singen gegen die Membran leicht Ströme von etwa 10^{-4} Ampere. Diese Wechselströme haben den Rhythmus der menschlichen Stimme. Man hat diese Wechselströme früher über die Fernleitungen zur Empfangsstation geleitet und sie dort in mechanische Schwingungen zurückverwandelt. Die Abb. 249 zeigt eine derartige Anordnung. Heute ist dies Verfahren überholt. Man benutzt die menschlichen Stimmbänder nicht mehr als Motor zum Antrieb eines Wechselstromgenerators. Man läßt heute

die Stimme nur bereits vorhandene starke Ströme im Rhythmus der Sprache steuern (Mikrophon, § 131).

Als Wechselstromamperemeter geeigneter Empfindlichkeit benutzt man bei der Vorführung am bequemsten ein Drehspulamperemeter in Verbindung mit einem kleinen technischen Gleichrichter. Man schaltet als solchen z. B. einen kleinen „Detektor“ in den Stromkreis ein. Das ist eine Kontaktstelle zwischen zwei passend gewählten Metallen oder Mineralien, etwa zwischen Tantal und Silizium. Sie ist in Abb. 248 bei *D* angedeutet. Der Widerstand der Kontaktstelle hängt stark von der Richtung des Stromes ab, daher rührt die Gleichrichterwirkung.

Neuerdings hat eine Abart dieses Generators als „Tonabnehmer“ für Grammophone mit elektrischen Lautsprechern wieder technische Bedeutung gewonnen. Man denke sich die Membran umgestaltet und durch eine Grammophon-nadel bewegt.

§ 81. Elektromotoren. Grundlagen.

Alle Elektromotoren lassen sich letzten Endes auf das einfache Schema der Abb. 250 bringen. Wir denken uns innerhalb des schwarz umrandeten Rechteckes ein Magnetfeld der Kraftflußdichte \mathfrak{B} senkrecht zur Papierebene und in dies Feld den Leiter *KA* gebracht. Durch diesen Leiter schicken wir irgendwie einen Strom (z. B. aus einer Stromquelle P_2). Dann enthält der Leiter bewegte Ladungen *q*. Ihre Geschwindigkeiten sind durch die Pfeile u_+ und u_- markiert. Auf diese Ladungen wirkt das Magnetfeld mit Kräften $\mathfrak{F} = \mathfrak{B} \cdot q \cdot u$ [Gl. (94) v. S. 87]. Sie bewegen die Ladungen mitsamt dem umgebenden Leiter in der Pfeilrichtung *a*. — Meist rotiert eine strom-

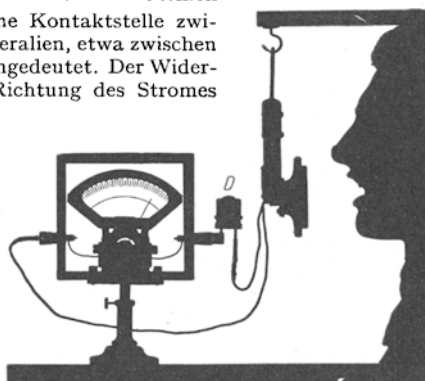


Abb. 248. Telefon als Wechselstromgenerator.



Abb. 249. Altertümliche Verbindung zweier Telefone zum Fernspreverkehr. Stabmagneten an Stelle des Hufeisenmagnetes in Abb. 247.

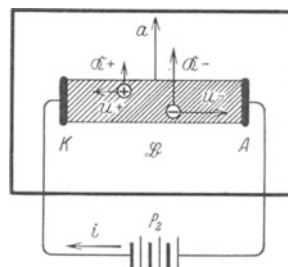


Abb. 250. Zur Definition von „Elektromotor“.

durchflossene Spule als „Läufer“ in dem festen Magnetfeld eines „Ständers“. Die am Läufer angreifenden Kräfte erzeugen ein Drehmoment.

Wir beschränken uns auf einige wenige Beispiele.

a) Der Wechselstromsynchronmotor. Dieser Motor gleicht im Prinzip einem Wechselstromgenerator. Die Abb. 251 zeigt dieselbe Maschine links

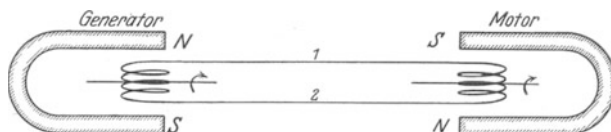


Abb. 251. Wechselstromsynchronmotor in Verbindung mit einem Wechselstromgenerator mit Außenpolen.

als Generator, rechts als Motor. Die Läuferpule des Generators drehe sich *n*-mal pro Sekunde. Dann liefert sie einen Wechselstrom der Frequenz $n \text{ sek}^{-1}$. Dieser gelangt durch die Leitung 1 2 in die Läuferpule des Motors. Der Strom erzeugt ein auf die Läuferpule wirkendes Drehmoment. Der Drehsinn hängt von der jeweiligen Stromrichtung ab. Also muß das Drehmoment bei jeder Läuferstellung den für die Weiterdrehung richtigen Sinn bekommen. Das läßt sich unschwer erreichen:

Der Strom erzeugt in der Läuferspule des Motors im dargestellten Augenblick (Abb. 251) ein Drehmoment im Pfeilsinne. $1/n$ Sekunde später hat der Strom wieder genau die gleiche Richtung und Stärke. Findet er den Läufer wieder in der gleichen Stellung, so wirkt das Drehmoment wieder in gleichem Sinne: Man muß also nur anfänglich den Läufer auf die richtige Drehzahl bringen. Hinterher läuft er „synchron“ mit dem Wechselstrom des Generators weiter.

In einem Vorführungsversuch legen wir um die Achse des Motors einen Bindfaden, ziehen ihn ab und drehen so den Läufer wie einen Kinderkreisel an.

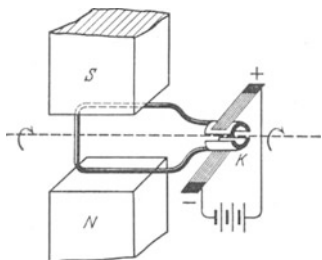


Abb. 252. Schema eines Gleichstrommotors.

Schema eines Motors ist in Abb. 252 dargestellt. Das Drehmoment dreht den Läufer um seine Achse und stellt dessen Windungsfläche senkrecht zur Papierenebene. Dann wird die Stromrichtung im Läufer umgekehrt, und so fort nach jeder Halbdrehung. Das besorgt automatisch das starr auf der Achse sitzende Schaltwerk, der Kollektor K mit seinen Schleifkontakten oder „Bürsten“.

In diesem einfachen, heute noch bei Kinderspielzeugen ausgeführten Schema hat der Motor einen toten Punkt. Er läuft nicht an, wenn die Spulenfläche senkrecht zu den Feldlinien steht. Außerdem ist sein Drehmoment während eines Umlaufes nicht konstant. Diese Übelstände vermeidet der Trommelläufer.

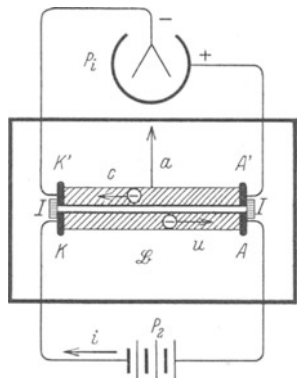


Abb. 253. Zum Induktionsvorgang im bewegten Läufer eines Elektromotors. I = Isolator.

Welche Faktoren bestimmen die Drehzahl des Läufers? Wir wiederholen das Motorschema der Abb. 250 hier in Abb. 253, jedoch mit zwei Änderungen. Erstens sind der Übersichtlichkeit halber nur die negativen Ladungen (Elektronen) eingezeichnet. Zweitens denken wir uns parallel zum stromdurchflossenen Leiter KA einen gleich langen zweiten Leiter $K'A'$ im Magnetfeld. Beide Leiter sind miteinander starr, aber isoliert verbunden. Die Elektroden $K'A'$ sind an ein Voltmeter angeschlossen.

Beim Einschalten der Stromquelle setzt sich der Leiter KA als „Läufer des Elektromotors“ in der Pfeilrichtung a in Bewegung. Dadurch erhalten die Elektronen im Leiter $K'A'$ eine Geschwindigkeit in Richtung des Pfeiles a . Daher werden sie vom Magnetfeld in der Pfeilrichtung c abgelenkt. Das Voltmeter zeigt die induzierte Spannung P_i (Vorzeichen beachten!).

Jetzt denken wir uns die Leiter $K'A'$ und KA zu einem Leiter verschmolzen. Dann sieht man: die induzierte Spannung P_i tritt auch im stromdurchflossenen

Der benutzte Wechselstrom hat 50 Perioden, also $n = 50 \text{ sek}^{-1}$. Er entstammt irgendeinem großen technischen Generator (städtische Zentrale).

Die Praxis kennt eine Reihe bequemer Hilfsmittel zur Herstellung des anfänglichen Synchronismus. Die Wechselstromsynchronmotore sind weitverbreitet. Sie ergeben in Verbindung mit Fernleitungen der Überlandzentralen erhebliche Vorteile. (Sie kompensieren die Blindströme der Asynchronmaschinen am gleichen Netz.)

b) Der Gleichstromelektromotor gleicht äußerlich dem Gleichstromgenerator. Das einfache

Leiter KA auf. Während der Bewegung wirkt auf die Elektronen in diesem Leiter nur die Spannung $P_2 - P_i$. Im Grenzfall $P_i = P_2$ liefert die Batterie keinen Strom mehr. Infolgedessen fällt die Beschleunigung durch Kräfte fort, der Leiter (Motorläufer) bewegt sich mit einer konstanten Grenzgesehwindigkeit in der Pfeilrichtung a . Wie kann man diese Grenzgesehwindigkeit steigern? Entweder durch Vergrößerung der zwischen den Läuferenden mit der Stromquelle hergestellten Spannung P_2 ; oder durch Verkleinerung der induzierten Spannung P_i , d. h. durch eine Verminderung der Kraftflußdichte \mathfrak{B} im Magnetfeld des Ständers.

Beide Aussagen lassen sich unschwer an einem Motor mit Fremderregung vorführen (Abb. 254), am besten mit einer normalen Maschine für etwa 1 Kilowatt Leistung. Beim Anschalten der Batterie mit der Spannung P_2 fließt durch den ruhenden Läufer ein viele Ampere betragender Kurzschlußstrom¹⁾. Der Widerstand der Läuferwelle R_i ist ja gering, und noch fehlt die induzierte, von P_2 abzuziehende Spannung P_i . Diese erscheint erst nach Beginn der Läuferbewegung. Dann wird der Läuferstrom nur noch durch die Spannung $P_2 - P_i$ in Gang gesetzt, und der Läuferstrom nähert sich rasch dem Werte Null. Der Grenzfall $P_i = P_2$ und völliges Verschwinden des Läuferstromes kann praktisch nicht erreicht werden.

Ohne Strom kann der Läufer ja keine Energie mehr von der Stromquelle P_2 geliefert erhalten. Er müßte also ohne jede Energieabgabe mit seinem Vorrat an kinetischer Energie weiter rotieren können. Tatsächlich muß aber auch der äußerlich unbelastete Läufer stets die unvermeidliche Reibungsarbeit (Lager- und Luftreibung) leisten (außerdem kommt die Stromwärme hinzu). Daher erfordert der Läufer auch bei Leerlauf eine gewisse Energiezufuhr zur Aufrechterhaltung seiner Drehzahl. Es muß ein, wengleich kleiner Strom durch den Läufer fließen. Belastung des Motors, z. B. durch Hub einer Last oder Abbremsen der Welle mit der Hand, erhöht die Stromstärke i im Läufer.

Zum Abschluß dieser Versuche mache man die an den Läufer gelegte Spannung P_2 sehr klein. Man nehme etwa einen Akkumulator (2 Volt). Dann erreicht der Läufer schon bei ganz langsamen Lauf seine konstante Drehzahl. Ein Umlauf kann länger als 1 Sekunde dauern. Dann drehe man den Läufer mit der Hand rascher herum: jetzt zeigt das Drehspulamperemeter \mathcal{U}_2 eine Umkehr der Stromrichtung. Die im Läufer induzierte Spannung P_i ist größer als die der Stromquelle P_2 geworden. Die von unserer Hand geleistete Arbeit strömt als elektrische Energie in den Akkumulator. Die Maschine lädt als Generator den Akkumulator auf.

Dieser Versuch ist sehr eindringlich. Er führt die technisch so ungeheuer wichtigen Maschinen der elektrischen Energieübertragung letzten Endes physikalisch auf einen einzigen Vorgang zurück: Die Kräfte, die ein Magnetfeld auf bewegte Ladungen ausübt. Im Generator beschleunigen diese Kräfte die

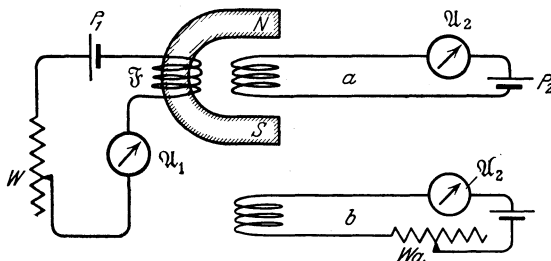


Abb. 254. Zum Induktionsvorgang im Läufer eines Motors.

¹⁾ Bei großen Elektromotoren werden die Spulenwindungen und die Zuleitungen gefährdet. Das verhindert man mittels eines „Anlassers“ (W_a Abb. 254). Er besteht aus einem Widerstand. Dieser wird während des Anlaufens der Maschine ausgeschaltet, und dadurch wird der Strom stets in erträglichen Grenzen gehalten.

Elektronen, erzeugen einen Strom und verwandeln mechanische Arbeit in elektrische Energie. — Im Elektromotor bremsen die Kräfte die laufenden Elektronen, schwächen den Strom im Läufer und verwandeln elektrische Energie in mechanische Arbeit.

§ 82. Ausführung von Elektromotoren. Die hier skizzierten Überlegungen liegen den technischen Konstruktionen der Gleichstromelektromotoren zugrunde. Fremderregung der Feldspulen ist in der Praxis nicht üblich. Feld- und Läuferspulen werden an die gleiche Stromquelle angeschlossen. Wie bei den Generatoren unterscheidet man auch bei den Elektromotoren Haupt- und Nebenschlußmaschinen. Man vergleiche die bei den Generatoren gebrachten Schaltskizzen 241 und 244.

Der Hauptschlußmotor paßt sich unter starker Änderung seiner Drehzahl weiten Belastungsschwankungen an. Sein größtes Drehmoment entwickelt er beim Anlaufen. Feld und Läufer werden von gleichem Strom durchflossen. Bei sinkender Belastung sinkt also nicht nur der Läuferstrom, sondern zugleich der induzierende Kraftfluß des Feldes. Infolgedessen steigt die Drehzahl. Unbelastet geht die Maschine durch. Der Hauptschlußmotor ist die gegebene Maschine für elektrische Bahnen und für Hebevorrichtungen aller Art, wie Krane, Aufzüge usw. Äußerlich ist er, ebenso wie die Hauptschlußdynamo, an der Dicke und der geringen Zahl seiner Feldspulenwindungen kenntlich.

In der Nebenschlußmaschine bleibt der Strom im Felde unabhängig vom Läuferstrom konstant. Bei steigender Belastung sinkt die Drehzahl etwas. Bei geschickter Bauart erhöht schon eine geringe Verlangsamung den Läuferstrom erheblich. Dadurch paßt sich das Drehmoment der neuen Belastung an. Der Nebenschlußmotor hält innerhalb gewisser Belastungsgrenzen eine angenähert konstante Drehzahl. Er ist der gegebene Motor für Werkzeugmaschinen aller Art (z. B. Drehbänke, die zum Anlaufen kein hohes Drehmoment verlangen). — Äußerlich erkennt man den Nebenschlußmotor, ebenso wie die Nebenschlußdynamo, an der großen Zahl seiner feinen Feldspulenwindungen.

Mischformen der Haupt- und Nebenschlußschaltung geben bei veränderter Belastung eine noch bessere Konstanz der Drehzahl, als die Nebenschlußmaschine. Einige vom Läuferstrom durchflossene Spulenwindungen sorgen bei steigendem Läuferstrom für eine Schwächung des induzierenden Feldes.

Der Drehsinn der Gleichstrommotore mit Feldspulen (Gegensatz: permanente Feldmagnete) ist vom Vorzeichen der an seinen Klemmen angelegten Spannung unabhängig. Das gilt sowohl für die Haupt- wie die Nebenschlußmaschine. Zur Umkehrung des Drehsinnes hat man die Stromrichtung entweder im Felde allein oder im Läufer allein umzukehren.

Der Kollektormotor für Wechselstrom. Der Drehsinn der Gleichstromelektromotoren war vom Vorzeichen der angelegten Spannung unabhängig. Infolgedessen kann man diese Gleichstrommotoren grundsätzlich für Wechselströme benutzen. In praxi wird die Bauart dieser Maschinen in Einzelheiten dem Wechselstrombetriebe angepaßt. Zur Vermeidung der Wirbelstromverluste wird das Eisen weitgehend unterteilt. Der Kollektormotor ist ein Asynchronmotor. Er wird im Vollbahnbetrieb in großem Maße benutzt.

§ 83. Drehfeldmotoren für Wechselstrom. In der Mechanik ist die Zusammensetzung zweier zueinander senkrechter Schwingungen gleicher Frequenz ausführlich dargestellt worden. Es handelte sich dabei um einen ganz allgemeinen geometrisch-formalen Zusammenhang. Der in Abb. 255 skizzierte Apparat ruft das Wichtigste in Erinnerung. Zwei lange Blattfedern a und b tragen an ihren freien Enden je eine Platte. Jede Platte enthält einen Schlitz in der Längsrichtung der Blattfeder. An der Überschneidungsstelle

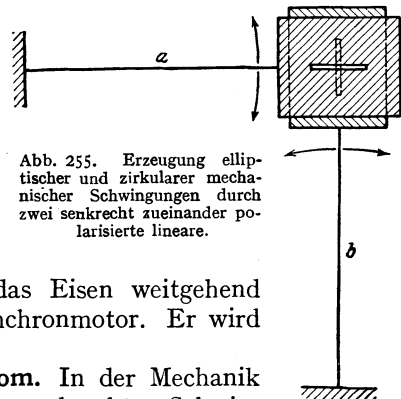


Abb. 255. Erzeugung elliptischer und zirkularer mechanischer Schwingungen durch zwei senkrecht zueinander polarisierte lineare.

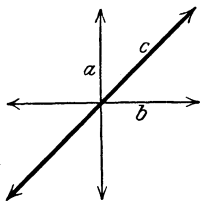


Abb. 256. Ohne Phasenunterschied zwischen den beiden Einzelschwingungen ist auch die resultierende Schwingung linear polarisiert.

beider Schlitze kann man durch die Platten hindurchsehen. Man sieht, gegen eine Lichtquelle blickend, einen hellen Fleck. Man stößt die horizontale Blattfeder an: der Lichtfleck vollführt eine praktisch geradlinige Schwingung *a* in senkrechter Richtung (Abb. 256). In entsprechender Weise gibt die andere Blattfeder für sich allein eine horizontale Schwingung *b*.

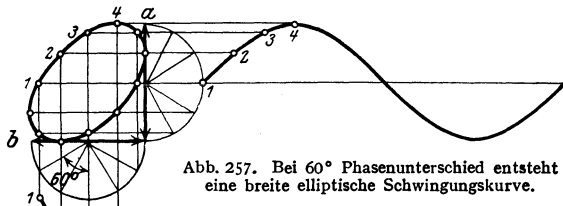


Abb. 257. Bei 60° Phasenunterschied entsteht eine breite elliptische Schwingungskurve.

Durch geschicktes Anstoßen beginnen beide Schwingungen gleichzeitig: der Lichtfleck schwingt in gerader Linie unter 45° geneigt hin und her. Die beiden zueinander senkrechten „linear polarisierten“ Schwingungen *a* und *b* haben sich zu einer ebenfalls linear polarisierten Schwingung *c* zusammengesetzt (Abb. 256).

Man läßt die Blattfedern kurz nacheinander ihre Schwingungen beginnen (Abb. 257). Der Lichtfleck beschreibt eine elliptische Bahn. Die Schwingung ist „elliptisch polarisiert“.

Der Abstand des Lichtfleckes von der Ruhelage ist der Ausschlag der Schwingung. Der Ausschlag wechselt also bei der elliptischen Schwingung periodisch nicht nur seine Größe, sondern auch seine Richtung. — Die Gestalt der Ellipse, ob schlank, ob breit, hängt von dem Gangunterschied oder der „Phasendifferenz“ der beiden Schwingungen ab. — In Abb. 258 beträgt der Gangunterschied $\frac{1}{4}$ Periode (d. h. Phasendifferenz von 90°). In diesem Sonderfall entartet die Ellipse zu einem Kreise, die Schwingung ist zirkular polarisiert. Der Ausschlag bleibt zeitlich konstant, doch rotiert seine Richtung wie die Speiche eines Rades. — Soweit das mechanische Beispiel.

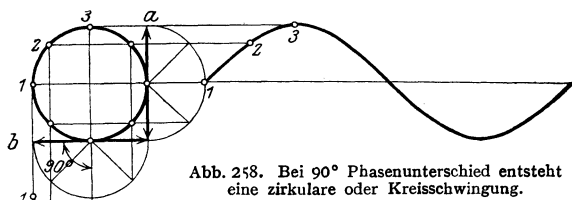


Abb. 258. Bei 90° Phasenunterschied entsteht eine zirkulare oder Kreisschwingung.

Den hier skizzierten Gedankengang überträgt man auf die hin und her schwingenden Magnetfelder von Wechselströmen. Die Ausschläge in den Abb. 257 und 258 bedeuten dann nicht mehr Abstände von der Ruhelage, meßbar in Metern, sondern magnetische Feldstärken \mathfrak{H} , meßbar in Ampere/m. Man erhält ein „magnetisches Drehfeld“.

Seine Feldlinien rotieren in der aus Abb. 193 bekannten Weise. Zur Erläuterung dient der in Abb. 259 größtenteils im Schattenriß gezeigte Vorführungsapparat.

Links steht ein Wechselstromgenerator nach dem Schema der Abb. 232. Er trägt jedoch auf seiner Achse statt einer Läufer-spule deren zwei, nämlich J_1 und J_2 . Beide sind um 90° gegeneinander versetzt. Die gerade horizontal stehende linke Läufer-spule J_1 erscheint perspektivisch zur Kreisscheibe verkürzt. Die einzelnen Windungen der Spulen sind, im Gegensatz zu Abb. 232, nicht zu erkennen. Man entnimmt den beiden Schleifringpaaren *ab* und *a'b'* zwei Wechselströme. Sie sind genau nach dem Schema der Abb. 258 zeitlich gegeneinander um 90° versetzt.

Rechts im Bilde befinden sich zwei zueinander senkrechte, in der Mitte unterteilte Magnetspulen. Sie werden von einem Ringe getragen. In ihrem gemeinsamen Mittelraum soll das Drehfeld entstehen. Zu diesem Zwecke wird die horizontale Spule mit dem Läufer J_1 und die senkrechte Spule mit dem Läufer J_2 verbunden. Man vergleiche das daneben gezeichnete Schema.

Zum Nachweis des Drehfeldes dient einer der uns bereits aus Abb. 193 bekannten Induktionsläufer, z. B. in Scheibenform. Die Achse dieses Läufers steht senkrecht zur Zeichenebene. Der Träger für die Achsenlagerung ist in Abb. 259 mit T gekennzeichnet. Selbstverständlich braucht das magnetische Drehfeld nicht genau zirkular zu sein. Der Induktionsläufer rotiert auch noch im elliptischen Felde, also z. B. bei einer kleineren Winkelversetzung der beiden Läuferspulen des Generators (Abb. 257) etwa um 60° .

Drehfeld und Induktionsläufer bilden zusammen einen Drehfeldmotor.

Die Drehfeldmotoren haben eine außerordentlich große praktische Bedeutung. Sie besitzen bis zu Leistungen von einigen Kilowatt eine fast ideale Einfachheit. Sie fahren mit gutem Drehmoment an, und zwar ohne Anlaßwiderstand. (An-

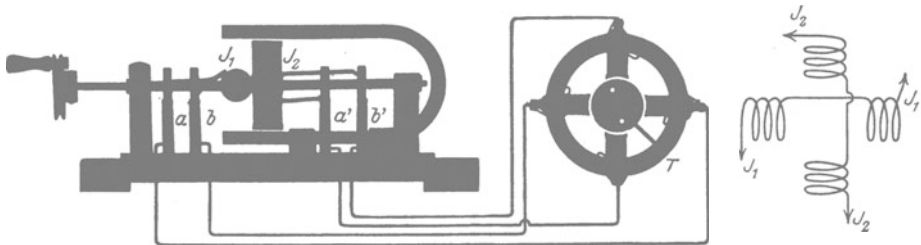


Abb. 259. Vorführungsmodell eines Zweiphasendrehfeldgenerators und eines Drehfeldmotors mit einer Kupferscheibe als Läufer (vgl. Abb. 193).

fänglich sehr große Schlüpfung, S. 90.) Ihre Drehzahl ist weitgehend von der Belastung unabhängig. Sie ist, von der Schlüpfung abgesehen, gleich der Periodenzahl der benutzten Wechselströme, oder bei geeigneter Bauart gleich einem ganzzahligen Bruchteil dieser Zahl. Bei hohen Leistungen muß man den Vorteil des schleifring- und bürstenfreien Läufers aufgeben. Man muß zum Anfahren in die Stromkreise des Läufers Anlaßwiderstände schalten, und das ist nicht ohne Schleifringe möglich. — Man unterscheidet Ein-, Zwei- und Dreiphasendrehfeldmotore.

Abb. 259 hat uns einen Zweiphasenmotor gezeigt. Er benutzt 4 Fernleitungen und ist wenig gebräuchlich.

Ein Dreiphasenmotor arbeitet mit sog. „Drehstrom“. Man denke sich in Abb. 259 auf der Achse des Generators drei um je 120° versetzte Läuferspulen J . Dementsprechend bringt man im rechten Teil der Abb. 259 drei um je 120° gegeneinander versetzte Spulen an. So erhält man mit drei um je 120° zeitlich gegeneinander verschobenen Wechselströmen ebenfalls ein Drehfeld oder zirkular polarisiertes Magnetfeld. Von den sechs Leitungen lassen sich bei geschickter Anordnung je zwei paarweise zu einer zusammenfassen. — Man sieht diese drei Leitungsdrähte überall bei den großen Fernleitungen der Überlandzentralen.

Der Einphasenmotor verlangt sogar nur zwei Leitungen. Dem Motor wird gewöhnlicher Wechselstrom zugeführt, wie ihn etwa die Maschine der Abb. 232 liefert. Der zweite, zur Erzeugung des Drehfeldes unerlässliche Wechselstrom wird durch gewisse Kunstgriffe erst im Motor selbst hergestellt. Er muß dabei gegen den ersten möglichst um 90° phasenverschoben sein. Das Prinzip des Verfahrens findet man später in Abb. 271 erläutert.

XI. Trägheit des Magnetfeldes und elektrische Schwingungen.

§ 84. Die Selbstinduktion und der Selbstinduktionskoeffizient L . Als Selbstinduktion bezeichnet man eine besondere Form des Induktionsvorganges. Die Kenntnis dieser Erscheinung ist für das Verständnis der heutigen Elektrizitätslehre von größter Bedeutung.

Bei der Darstellung der Induktionserscheinungen haben wir unter anderen auch den in Abb. 260 skizzierten Versuch gemacht. Die stromdurchflossene Spule Sp besitzt einen Kraftfluß. Seine Änderung, z. B. durch Stromunterbrechung, induziert in der Induktionsspule J einen Spannungsstoß, meßbar in Voltsekunden.

Nun durchsetzt aber der Kraftfluß nicht nur die Induktionsspule J , sondern ebenso die Feldspule Sp . Demnach muß jede Kraftflußänderung auch in den Windungen der Feldspule Spannungen induzieren. Das nennt man Selbstinduktion. Bei der Selbstinduktion induziert also das sich ändernde Magnetfeld eine Spannung im eigenen Leiter.

Andere Herleitung: Man denke sich in Abb. 260 die Feld- und die Induktionsspule gleich groß durch Aufspulen einer Doppelleitung hergestellt und die beiden Drähte dann nachträglich auf der ganzen Spulenlänge miteinander verschmolzen.

Zum Nachweis der Selbstinduktion benutzen wir in Abb. 261 eine Drahtspule von etwa 300 Windungen. Zur Vergrößerung des Kraftflusses enthält sie einen geschlossenen rechteckigen Eisenkern. Die Spulenden sind mit einem Akkumulator und mit einem kleinen Drehspulvoltmeter verbunden. Das Voltmeter zeigt die 2 Volt des Akkumulators. Beim Unterbrechen des Stromes (Schalter S) verschwindet der Kraftfluß plötzlich. Gleichzeitig zeigt das Voltmeter einen Stoßausschlag bis zum Skalenteil 20 Volt. Die Spannung erreicht infolge der Selbstinduktion also vorübergehend einen etwa zehnmal höheren Wert als die ursprüngliche des Akkumulators. Man kann das Drehspulvoltmeter durch ein 6-Volt-Glühlämpchen ersetzen (Abb. 262). Sein Faden glüht nur schwach dunkelrot, blitzt aber bei der Unterbrechung des Stromes in heller Weißglut auf: Die im Magnetfeld gespeicherte Energie wird durch den Vorgang der Selbstinduktion weithin sichtbar verausgabt.

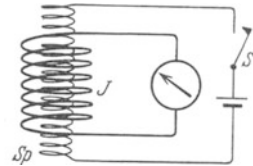


Abb. 260. Schema eines Induktionsversuches.

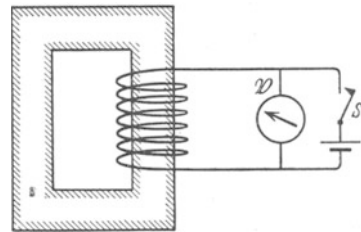


Abb. 261.

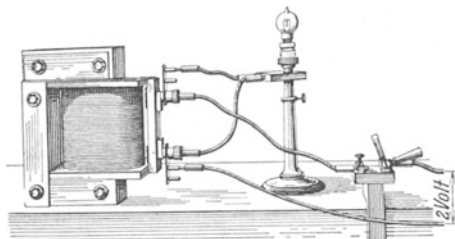


Abb. 261 und 262. Nachweis des Spannungsstoßes durch den Vorgang der Selbstinduktion, oben mit dem Voltmeter V , unten mit einer Glühlampe.

Durch Selbstinduktion entstehende Ströme bezeichnet die ältere Literatur als „Extraströme“. Solche überflüssigen Worte halten sich erstaunlich lange.

Der in einer Spule induzierte Spannungsstoß $\int P dt$ hängt von zwei Größen ab: erstens der Kraftflußänderung und zweitens der Gestalt der Spule. Die Kraftflußänderung wird bedingt durch $i_1 - i_2$, die Differenz der Ströme bei Beginn und bei Schluß des Vorganges. Daher schreibt man

$$\int P dt = L \cdot (i_1 - i_2) \text{ [Voltsekunden]} \quad (154)$$

und nennt den Proportionalitätsfaktor L den Selbstinduktionskoeffizienten. Zur Messung von L schreibt man

$$\text{Selbstinduktionskoeffizient } L = \frac{\text{induzierter Spannungsstoß in Voltsekunden}}{\text{Stromänderung in Ampere}}. \quad (155)$$

Seine Einheit ist also $\frac{1 \text{ Voltsekunde}}{1 \text{ Ampere}}$, oft gekürzt als 1 „Henry“. Die in den Abb. 261 und 262 benutzte Spule mit geschlossenem Eisenkern hatte einen Selbstinduktionskoeffizienten von rund $\frac{1}{3}$ Henry.

Man findet in der Literatur Selbstinduktionskoeffizienten, also das Verhältnis eines Spannungsstoßes zu einem Strom, häufig in Zentimetern angegeben. 1 cm bedeutet aber hier nicht etwa wie auf S. 34 $1,11 \cdot 10^{-12}$ Amperesek./Volt, sondern zur Abwechslung 10^{-9} Voltsek./Ampere.

Der Selbstinduktionskoeffizient ist für eine gestreckte Spule mit homogenem Magnetfeld unschwer zu berechnen: Als Feldspule besitzt sie

$$\text{die Feldstärke } \mathfrak{H}_1 = \frac{n i_1}{l} \quad (69) \text{ v. S. 66}$$

$$\text{und den Kraftfluß } \Phi_1 = \mu_0 \mathfrak{H}_1 F = \frac{\mu_0 n i_1 F}{l}. \quad (75) \text{ v. S. 74}$$

Eine Stromänderung von i_1 auf i_2 gibt die Kraftflußänderung $\Phi_1 - \Phi_2 = \frac{\mu_0 n F}{l} (i_1 - i_2)$. Diese erzeugt in der Spule als einer Induktionsspule von n Windungen den Spannungsstoß

$$\int P dt = n (\Phi_1 - \Phi_2) = \frac{\mu_0 n^2 F}{l} (i_1 - i_2). \quad (156)$$

Ein Vergleich mit Gleichung (154) ergibt als den gesuchten Selbstinduktionskoeffizienten der gestreckten Spule

$$L = \frac{\mu_0 n^2 F}{l}. \quad (157)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich die magnetische Energie eines stromdurchflossenen Leiters recht einfach ausdrücken. — Allgemein gilt für jedes homogene Magnetfeld der Feldstärke \mathfrak{H} im Volumen V

$$E = \frac{\mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 V. \quad (121) \text{ v. S. 99}$$

Für das homogene Feld der gestreckten Spule gilt

$$\mathfrak{H} = \frac{n i}{l} \quad \text{und} \quad V = F l. \quad (69) \text{ v. S. 66}$$

(69) und (157) in (121) eingesetzt, gibt

$$E = \frac{1}{2} L i^2 \quad (158)$$

(E = in Wattsekunden, L in Voltsek./Ampere, i in Ampere).

Diese Gleichung gilt trotz der Herleitung für einen Sonderfall ganz allgemein. Sie entspricht der Gleichung (32) im elektrischen Felde.

§ 85. Die Trägheit des Magnetfeldes als Folge der Selbstinduktion.

Beim Grundversuch der Selbstinduktion haben wir das Vorzeichen des induzierten Spannungstoßes mit Absicht außer acht gelassen.

Seine Berücksichtigung soll uns jetzt zu einer vertieften Auffassung der Selbstinduktion führen. — Wir wiederholen den Versuch an Hand der Abb. 263 a und b. In Abb. 263 a zeigt das Drehspulvoltmeter die 2 Volt des Akkumulators durch einen Ausschlag nach links. Der kleine, ins Voltmeter fließende Bruchteil des Stromes hat die Richtung des gekrümmten Pfeiles. Seine Berücksichtigung soll uns jetzt zu einer vertieften Auffassung der Selbstinduktion führen. — Wir wiederholen den Versuch an Hand der Abb. 263 a und b. In Abb. 263 a zeigt das Drehspulvoltmeter die 2 Volt des Akkumulators durch einen Ausschlag nach links. Der kleine, ins Voltmeter fließende Bruchteil des Stromes hat die Richtung des gekrümmten Pfeiles. — In Abb. 263 b ist der Akkumulator gerade abgeschaltet worden. Der große Stoßausschlag des Voltmeterzeigers geht nach rechts. Das Drehspulvoltmeter wird also jetzt im umgekehrten Sinne durchflossen. Folglich muß der Strom in der Spule auch ohne Stromquelle noch eine Zeitlang in ungeändertem Sinne weiterfließen und bei *a* negative Elektrizitätsatome anhäufen. Der Strom und sein Magnetfeld sind also träge. Sie verhalten sich analog einem in Bewegung befindlichen Körper oder einem laufenden Schwungrad.

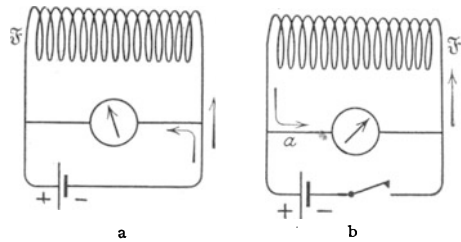


Abb. 263 a, b. Trägheit des elektrischen Stromes in einer Spule.

Wir erinnern kurz an ein Beispiel für mechanische Trägheit: In der Abb. 264 a zirkuliert ein Wasserstrom, getrieben von einer Pumpe *P*. Ein zwischen *a* und *b* geschaltetes Hg-Manometer zeigt, der Stromrichtung und dem Leitungswiderstand entsprechend, einen Ausschlag nach links. In der Abb. 264 b ist die Pumpe mittels des Hahnes *H* abgeschaltet worden. Die Wassersäule strömt infolge ihrer Trägheit noch eine Zeitlang in der Pfeilrichtung weiter, das Manometer schlägt stark nach rechts aus. (Die Technik benutzt das Prinzip dieses Versuches beim Bau der als „Widder“ bekannten Wasserhebeemaschinen.)

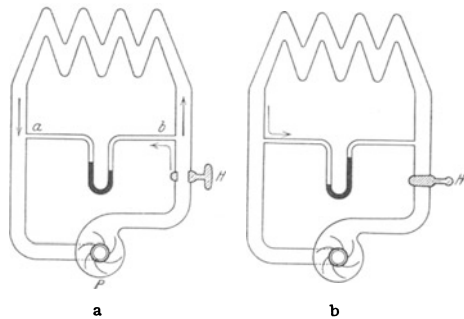


Abb. 264 a, b. Trägheit eines Wasserstromes in einer Rohrleitung.

Körper und Schwungrad zeigen ihre Trägheit nicht nur beim Abbremsen, sondern auch beim Ingangsetzen. Auch das erfordert eine endliche Zeit. Nicht anders Strom und Magnetfeld. Das soll ein sehr wichtiger und eindrucksvoller Versuch zeigen (Abb. 265). *P* ist wieder ein Akkumulator (2 Volt). *U* ist ein gutes Drehspulampere-meter mit kleiner Zeigerträgheit (Einstellzeit unter 1 Sekunde). Die große, dickdrähtige Spule hat einen geschlossenen Eisenkern (vgl. Maßskizze). Nach Schließen des Schalters *1* setzt sich der Amperemeterzeiger gleich in Bewegung. Aber nur langsam kommt er vorwärts. Noch nach einer Minute kriecht er merkbar weiter. Erst nach anderthalb Minuten haben Magnetfeld und Strom endlich ihren vollen Wert erreicht. So träge bilden sie sich aus.

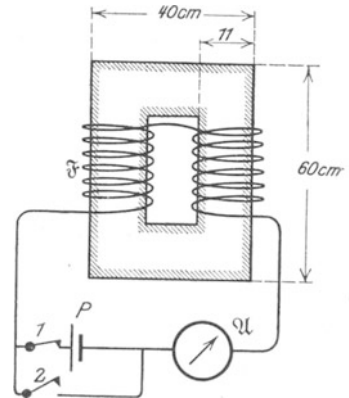


Abb. 265. Langsames Anlaufen eines Stromes.

Nach Erreichung des Höchstwertes schließen wir erst den Stromkreis mit dem Schalter *2* (Abb. 266) und schalten sofort darauf den Akkumulator mit

dem Schalter *I* ab. Wir sehen noch einmal das Beharrungsvermögen oder die Trägheit von Magnetfeld und Strom. Noch nach einer Minute zeigt das Amperemeter \mathfrak{A} einen deutlichen Ausschlag. Die Versuche wirken stets un-
gemein überraschend. Verbinden wir doch im täglichen Leben mit elektrischen Vorgängen stets die Vorstellung des Momentanen, des Zeitlosen.

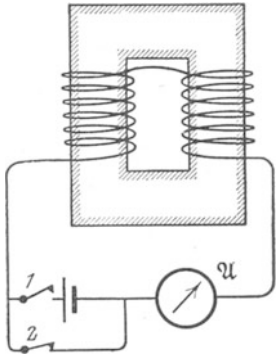


Abb. 266. Langsames Abklingen eines Stromes nach Entfernung der Stromquelle.

Die Versuche bringen ein Ergebnis von größter Wichtigkeit: Die Selbstinduktion, die Induktionswirkung auf den eigenen Leiter, äußert sich als Trägheit von Strom und Magnetfeld. Wir kennen Magnetfeld und Strom als völlig unzertrennlich. Wir brauchen fortan nur von der Trägheit des Magnetfeldes zu sprechen.

Wir haben diesen fundamentalen Tatbestand hier absichtlich rein empirisch dargestellt. Nachträglich können wir ihn leicht als eine einfache Folgerung der LENZschen Regel erkennen: Nehmen wir als Beispiel den Fall der Abb. 266: Dort wird die Stromquelle überbrückt und entfernt. In einem idealen Leitungsdraht ohne jeden Widerstand würde der Strom in infinitum weiterfließen. Tatsächlich besitzt aber auch der beste technische Leiter einen endlichen Widerstand R , der Strom wird durch reibungsähnliche Kräfte geschwächt (Stromwärme). Diese Abnahme des Stromes ist die Ursache des Induktionsvorganges. Die induzierte Spannung muß also nach dem LENZschen Gesetz die Stromabnahme behindern. Den Elektronen wird auf Kosten der magnetischen Feldenergie ein Teil der durch „Reibung“ verlorenen kinetischen Energie ersetzt und dadurch der Stromabfall hintangehalten.

Der zeitliche Verlauf des Stromabfalles ist aus der Gleichung (154) von S. 126 zu berechnen. Bei einer Stromabnahme ($-di$) entsteht zwischen den Enden der Spule eine induzierte Spannung

$$P = -L \frac{di}{dt}. \quad (159)$$

Mit ihr wirkt die Spule wie eine Stromquelle, z. B. ein Element, in einem Stromkreis. Dieser besteht in Abb. 266 aus Spule, Strommesser und Leitungen. Sein gesamter Widerstand sei R . Dann vermag die Spannung P nach dem Ohmschen Gesetz einen Strom

$$i = P/R \quad (1) \text{ v. S. 9}$$

aufrechtzuerhalten. Gleichung (1) und (159) zusammen geben

$$\frac{di}{i} = -\frac{R}{L} dt \quad (160)$$

oder integriert

$$i = i_0 e^{-\frac{R}{L}t}. \quad (161)$$

Auf diesen Wert i ist der Strom nach t Sekunden von seinem Einsatzwert i_0 herabgesunken. (R in Ohm, L in Voltsek./Ampere, $L/R =$ „Relaxationszeit τ “.)

§ 86. Induktiver Widerstand. Die Trägheit des Magnetfeldes spielt bei allen Anwendungen von Strömen wechselnder Größe und Richtung eine entscheidende Rolle. — Qualitativ kann man zwei wesentliche Punkte mit periodisch unterbrochenem („gehacktem“) Gleichstrom vorführen.

In Abb. 267 gabelt sich der Strom eines 2-Volt-Akkumulators in zwei Zweige mit je einem Glühlämpchen. Der linke Zweig enthält außerdem eine Spule mit Eisenkern, der rechte ein kurzes Drahtstück mit einem Widerstand gleich dem der Spule (etwa $\frac{1}{3}$ Ohm). Für einen konstant fließenden Strom sind beide Zweige gleichwertig, die beiden gleichen Lämpchen leuchten gleich hell. — Anders bei

einem periodischen Schließen und Öffnen des Schalters: (Kurze Schalteröffnung nach je T Sekunden, $1/T = \text{Frequenz } n$):

1. Bei kleiner Frequenz leuchten zwar schließlich noch beide Lämpchen gleich hell, aber das linke jedesmal erst etwa 1 Sekunde später als das rechte. Sein Strom hinkt erheblich hinter dem Anlegen der Spannung her. Er braucht zum Aufbau seines Magnetfeldes fast 1 Sekunde Zeit.

2. Bei wachsender Frequenz reicht die zum Aufbau des Magnetfeldes verfügbare Zeit nicht mehr aus. Das linke Lämpchen wird nach und nach mehr benachteiligt. Bei Frequenzen über 1 je Sekunde bleibt es ganz dunkel. D. h. die Spule hat einen „induktiven Widerstand“, und dieser steigt mit der Frequenz.

Bei diesen Versuchen mit „gehacktem“ Gleichstrom geht der Stromquelle die ganze zum Aufbau des Magnetfeldes aufgewandte Energie verloren. In Abb. 267 fließt beim Öffnen des Schalters der „träge“ Spulenstrom nacheinander durch beide Lampen und verwandelt die magnetische Feldenergie in Wärme. (Ohne das rechte Lämpchen würde das im Lichtbogen des Schalters geschehen!)

Anders bei Benutzung von Wechselströmen, also Strömen von periodisch wechselnder Richtung. Hier wird die bei jedem Aufbau des Magnetfeldes gebrauchte Energie der Stromquelle nur entliehen und ihr bei jedem Abbau zurückgeliefert. Das veranschaulichen wir mit einer auch sonst nützlichen mechanischen Analogie. Die Abb. 268 zeigt eine mit mäßiger Reibung horizontal gelagerte Achse. Wir versetzen sie mit Kräften wechselnder Richtung in Hin- und Herbewegungen, und zwar n -mal pro Sekunde oder mit der Frequenz $n \text{ sek}^{-1}$. Die jeweilige (Dreh-) Geschwindigkeit der Achse soll der Geschwindigkeit der Elektrizitätsatome, d. h. also der Stromstärke i , entsprechen. Ein leichter Zeiger macht die jeweilige Geschwindigkeit weithin erkennbar. Der Hebelarm dient zugleich als Kraftmesser: seine jeweilige Durchbiegung ist ein sichtbares Maß der erforderlichen Kraft K_0 . Diese Kraft K_0 hat stets kleine Werte, sie dient nur zur Überwindung der Reibung. Sie entspricht einer „Ohmschen Spannung“ P_0 .

Nunmehr setzen wir auf die Achse ein großes träges Schwungrad und wiederholen den Versuch. D. h. wir erzeugen bei gleicher Frequenz gleiche Ausschläge und Geschwindigkeiten (Stromstärken) wie zuvor. Jetzt reicht die kleine Kraft K_0 nicht mehr aus. Unser Armmuskel muß eine große Zusatzkraft K_i hinzufügen. Der Kraftmesser zeigt starke Durchbiegungen (Abb. 269). Diese Kraft K_i muß in ständigem Wechsel das träge Schwungrad

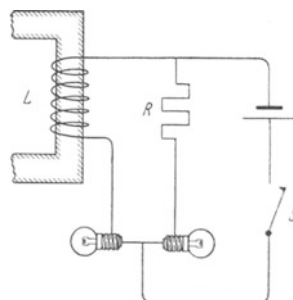


Abb. 267. Zur Vorführung des induktiven Widerstandes mit gehacktem Gleichstrom.

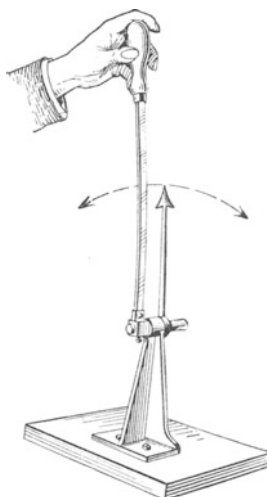


Abb. 268.

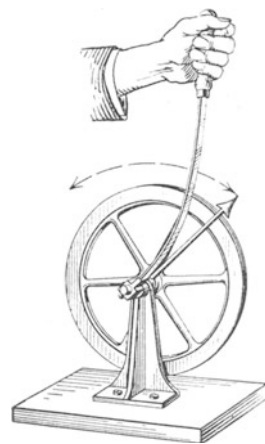


Abb. 269.

Zur Erläuterung der „Ohmschen“ und der induktiven Spannung in Wechselstromkreisen.

in Gang setzen und wieder abbremsen. In entsprechender Weise muß eine Wechselstromquelle eine zusätzliche „induktive Spannung“ P_i zur Verfügung stellen, um das Magnetfeld abwechselnd auf- und abzubauen.

Aus einer weiteren Beobachtung dieses Modellversuches können wir noch erheblich mehr ablesen:

Im ersten Fall (Abb. 268) ist nur die Reibung zu überwinden. Wir sehen Geschwindigkeit (Stromstärke) und Kraft K_o (Ohmsche Spannung) in Phase: beide sind in den Umkehrpunkten gleich Null, beide erreichen beim Passieren der Mittel-lage ihren höchsten Wert. — Die Kraft K_o (Spannung P_o) leistet Arbeit gegen die Reibung. Die Arbeit wird in den Lagern in Wärme (Stromwärme) verwandelt.

Im zweiten Fall (Abb. 269) ist bei aufgesetztem Schwungrad (hoher Selbst-induktion) praktisch nur die Trägheit des Rades (des Magnetfeldes) zu überwinden ($K_i > K_o$). Jetzt eilt die Kraft K_i (induktive Spannung P_i) der Geschwindigkeit (Stromstärke) um eine Viertelschwingung ($\pi/2$ oder 90°) voraus; die Kraft K_i (induktive Spannung P_i) erreicht ihren Höchstwert in den Umkehrpunkten, also bei den Nullwerten der Geschwindigkeit (Stromstärke). — Die Kraft K_i (induktive Spannung P_i) leistet während eines vollen Hin- und Herganges (einer Periode) in summa keine Arbeit. Zweimal während einer Periode wird kinetische (magne-tische) Energie in das träge Schwungrad (Magnetfeld) hineingesteckt; zweimal aber gibt das Schwungrad (Magnetfeld) beim Abbremsen den gleichen Energie-betrag an die Feder (an die Stromquelle) zurück. Die Geschwindigkeit (Strom-stärke) ist „wattlos“, sie erfordert im zeitlichen Mittel keine (in Wattsekunden meßbare) Energie.

Quantitativ behandelt man diese Dinge für die Wechselströme mit einfachster Kurvenform, nämlich der Sinuskurve. Wechselströme von komplizierter Form lassen sich stets auf eine Überlagerung einfacher sinus-förmiger Wechselströme zurückführen. Der im Mechanikband (§ 99) erläuterte Formalismus ist in vollem Umfange auf Wechselströme übertragbar.

Für einen sinusförmigen Wechselstrom gilt

$$i = i_0 \sin \omega t \quad (162)$$

(i = Momentanwert des Wechselstromes zur Zeit t , i_0 = Amplitude oder Scheitelwert des Stromes, $\omega = 2\pi n$.)

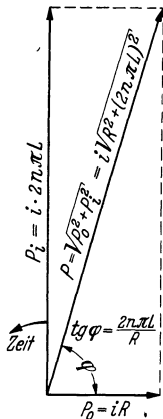


Abb. 270. Zur Berechnung des Wechselstromwiderstandes in einem „Zeiger-Diagramm“. R ist das mit Gleichstrom gemessene konstante Verhältnis P/i . Man nennt R kurz den „Ohmschen Widerstand“.

In einem Stromkreis ohne Selbstinduktion sind Wechselstrom und Wechselspannung in Phase; in jedem Augenblick ist die Größe der „Ohmschen Spannung“ $P_o = i \cdot R$. — In einem Stromkreis mit Selbstinduktion ist zur Aufrechterhaltung des Stromes i außer P_o eine zusätzliche „induktive Spannung“ P_i erforderlich. Ihr Betrag läßt sich mit Hilfe der Gleichung (154) v. S. 126 berechnen. Es ist

$$P_i = L \frac{di}{dt}. \quad (154)$$

Ferner ist

$$\frac{di}{dt} = \omega \cdot i_0 \cos \omega t = \omega \cdot i_0 \sin(\omega t + 90^\circ), \quad (163)$$

also

$$P_i = L \omega i_0 \sin(\omega t + 90^\circ)$$

oder nach (162)

$$P_i = L \omega i = 2\pi n L i, \quad (164)$$

jedoch mit dem wesentlichen Zusatz: Die Spannung P_i eilt dem Strome i um 90° voraus. Die beiden zur Aufrechterhaltung des Stromes erforderlichen Spannungen P_o und P_i müssen daher nach dem aus der Mechanik bekannten Schema (Abb. 270) graphisch zu einer resultierenden Spannung P zusammengesetzt

werden. Eine Spannung dieser Größe P muß also von der Wechselstromquelle zur Verfügung gestellt werden, um den Strom i aufrechtzuerhalten. So erhält man für das als Widerstand definierte Verhältnis P/i den Wert

$$P/i = \sqrt{R^2 + (2\pi nL)^2}. \tag{165}$$

Das als Widerstand definierte Verhältnis P/i ist daher im allgemeinen für Wechselstrom durchaus keine Konstante, sondern steigt mit n , der Frequenz des Wechselstromes. In diesem Fall zeichnet man den Leiter nach dem Schema der Abb. 32b.

Bei großen Werten des Selbstinduktionskoeffizienten L kann der „Wechselstrom- oder Scheinwiderstand“ gemäß Gleichung (165) um Zehnerpotenzen höher sein als der Ohmsche Widerstand R für Gleichstrom. In solchen Fällen kann man R in Gleichung (165) neben $2\pi nL$ vernachlässigen. Es verbleibt nur der „induktive oder Blindwiderstand“

$$P/i = 2\pi nL, \tag{166}$$

und man zeichnet dann den Leiter als Schraubenspule (z. B. in Abb. 273), nicht als Zickzacklinie (Abb. 32b).

Die Phasenverschiebung φ (Abb. 270) zwischen Wechselstrom und Wechselspannung ist ein beliebter Gegenstand für Vorführungsversuche. Meist benutzt man als Strom- und Spannungsmesser Schleifenoszillographen (Abb. 19) und wirft die Lichtzeiger über einen bewegten Spiegel an die Wand.

Die Technik macht von induktiven Widerständen sehr vielfältigen Gebrauch. Wir beschränken uns auf zwei Beispiele:

1. Drosselspulen. Spulen mit veränderlicher Selbstinduktion (z. B. veränderlichem Eisenschluß, § 67) erlauben die Stromstärke von Wechselströmen nach Belieben zu regulieren. Dabei haben sie vor den gewöhnlichen Schiebewiderständen einen grundsätzlichen Vorteil: Sie erhitzen sich nicht, sie schwächen den Strom nicht durch Reibung (Ohmsches Gesetz), sondern „drosseln“ ihn

„wattlos“ durch die Trägheit des Magnetfeldes.

2. Herstellung eines magnetischen Drehfeldes mit Hilfe eines Wechselstromes. Zur Herstellung eines magnetischen Drehfeldes braucht man zwei um 90°

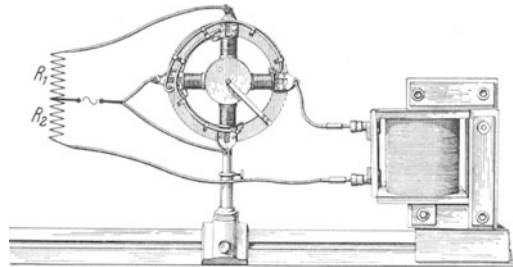


Abb. 271. Nachweis einer Phasenverschiebung durch Erzeugung eines Drehfeldes (Stromstärken einige 10^{-1} Ampere). R_1, R_2 Glühlampen als Vorschaltwiderstände. \sim = Wechselstromquelle, $n = 50 \text{ sek}^{-1}$.

gegeneinander phasenverschobene Wechselströme. Man läßt sie zwei zueinander senkrechte Magnetfelder erregen (§ 83). Oft ist nur ein Wechselstrom verfügbar. Dann spaltet man ihn in zwei Teilströme auf und läßt den einen durch einen induktiven Widerstand laufen (Abb. 271). So kann man bequem eine Phasendifferenz von fast 90° erzielen und ein praktisch zirkulares Drehfeld erreichen (vgl. Mechanikband § 25):

§ 87. Kapazitiver Widerstand. Für die Behandlung von Wechselstromkreisen reicht die Unterscheidung des „Ohmschen“ und des „induktiven“ Widerstandes noch nicht aus. Es muß die Kenntnis des „kapazitiven“ Widerstandes hinzukommen. — Wir beginnen wieder mit einem Experiment. In Abb. 272 kann man mit dem Schalthebel \mathcal{S} die Platten eines Kondensators in beliebiger Wiederholung aufladen, entladen und mit umgekehrtem Vorzeichen wieder aufladen. Man wiederholt also periodisch den in Abb. 73 gezeigten Versuch. Bei jedem Kontaktwechsel des hin- und herbewegten Schalters blitzt die Lampe

auf. Bei raschem Spiel des Schalters verschimmen die einzelnen Stromstöße ineinander, die Lampe flackert. Bei noch höheren Frequenzen leuchtet sie praktisch kontinuierlich. Im Leitungskreis und im Stromanzeiger (Glühlampe oder Amperemeter) fließt ein Leitungsstrom wechselnder Richtung, ein Wechselstrom. Im Kondensator ändert sich ständig das elektrische Feld. Diesen Tatbestand beschreibt man mit den Worten: „Durch den Kondensator fließt ein Wechselstrom als Verschiebungsstrom.“

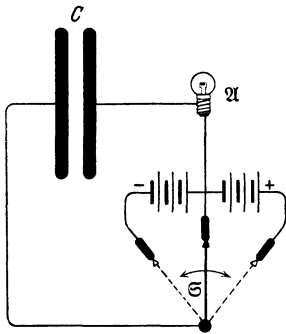


Abb. 272. Schalter zum raschen Wechsel von Ladung und Entladung eines Kondensators.

Für die quantitative Behandlung legt man auch hier eine sinusförmige Wechselspannung zugrunde, also

$$P = P_o \sin \omega t \quad (167)$$

$(\omega = 2\pi n, n = \text{Frequenz}).$

Der Kondensator habe die Kapazität C (und daher bei der Spannung P die Ladung $Q = CP$). Dann gilt in jedem Zeitpunkt für den Ladungs- oder Entladungsstrom

$$i = \frac{dQ}{dt} = C \cdot \frac{dP}{dt}. \quad (168)$$

In dieser Gleichung ist $\frac{dP}{dt} = \omega P_o \cos \omega t = \omega P_o \sin(\omega t + 90^\circ)$,

also

$$i = C \cdot \omega P_o \sin(\omega t + 90^\circ)$$

oder

$$i = C \omega P_o = 2\pi n C P_o, \quad (169)$$

jedoch mit dem wesentlichen Zusatz: Der Strom eilt der Spannung um 90° voraus. — Das Verhältnis

$$\frac{P}{i} = \frac{1}{2\pi n C} \quad (170)$$

nennt man den kapazitiven oder Blindwiderstand des Kondensators.

Zahlenbeispiel: $n = 50 \text{ sek}^{-1}$; $C = 10^{-6} \text{ Farad}$; $P/i = 3190 \text{ Ohm}$.

Ebenso wie der induktive Widerstand schwächt auch der kapazitive einen Wechselstrom ohne Energievernichtung. Das ist wieder eine Folge der 90° -Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung. Doch eilt, wie erwähnt, diesmal der Strom der Spannung voraus.

Man ersetze in Abb. 271 die Spule durch einen Kondensator, also den induktiven durch einen kapazitiven Widerstand: Dann ändern Drehfeld und Läufer ihren Drehsinn.

Bei einer Reihenschaltung von Ohmschem, induktivem und kapazitivem Widerstand

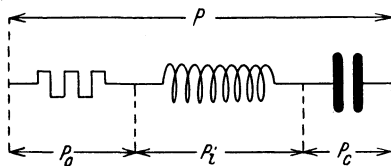


Abb. 273. Reihenschaltung von Ohmschem, induktivem und kapazitivem Widerstand.

(Abb. 273) ist der Gesamtwiderstand eines Wechselstromkreises

$$\frac{P}{i} = \sqrt{R^2 + \left(2\pi n L - \frac{1}{2\pi n C}\right)^2}. \quad (171)$$

Bei der Herleitung dieser Gleichung sind die Phasenverschiebungen zwischen den einzelnen Teilspannungen gemäß Abb. 274 zu berücksichtigen.

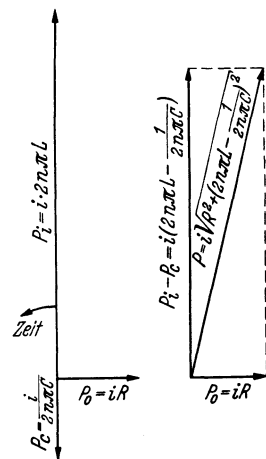


Abb. 274. Zur Berechnung des Wechselstromwiderstandes in Abb. 273.

Zur Erläuterung der Gleichung (171) bringt die Abb. 275 ein Zahlenbeispiel. Die Abszisse gibt die Frequenzen des Wechselstromes, die Ordinate den bei 100 Volt Spannung durchgelassenen Strom. Dieser hat für eine bestimmte Frequenz (hier = 50 sek⁻¹) ein Maximum. Diese und die beiderseits benachbarten Frequenzen, ein ziemlich schmales „Frequenzband“, werden also von der Widerstandszusammenstellung des Beispiels bevorzugt durchgelassen. Sie bilden ein für diesen Bereich durchlässiges „Bandfilter“. Sie dienen zum „Ausieben“ dieses „Frequenzbandes“ aus einem Gemisch von sinusförmigen Wechselströmen verschiedener Frequenz.

Wichtig ist ferner die Parallelschaltung von induktivem und kapazitivem Widerstand, Abb. 276. Der Gesamtstrom J gabelt sich in die beiden Zweigströme i_i und i_c . In der Spule hinkt der Strom i_i um 90° hinter der Spannung her, im Kondensator läuft der Strom i_c der Spannung um 90° voraus. Folglich haben beide Ströme in jedem Augenblick entgegengesetzte Richtungen, es gilt

$$J = i_i - i_c. \tag{172}$$

Im Grenzfall $i_i = i_c$ können die Einzelströme i_i und i_c sehr groß und trotzdem der Gesamtstrom J praktisch gleich Null sein. In diesem Grenzfall sind induktiver und kapazitiver Widerstand gleich groß, also

$$2n\pi L = \frac{1}{2n\pi C} \tag{166} \text{ und } (170)$$

oder

$$\frac{1}{n} = T = 2\pi\sqrt{LC}. \tag{173}$$

(T = Periodendauer des Wechselstromes).

Die Bedeutung dieser Gleichung wird uns in § 89 klar werden. Einstweilen soll uns der Versuch in Abb. 276 nur einen „wattlosen Strom“ veranschaulichen: Trotz großer Stromstärke $i_i = i_c$ treten nur ganz geringfügige Energieverluste auf. Sie können schon von einem schwachen Strom J ersetzt werden. Die Ströme sind eben dauernd gegen die Spannung um fast 90° phasenverschoben.

§ 88. Transformatoren und Induktoren. Die Kenntnis der Selbstinduktion als Trägheit erschließt uns das Verständnis der wichtigen Transformatoren oder Stromwandler für Wechselstrom.

Ein Transformator besteht aus zwei von gleichem Kraftfluß durchsetzten Spulen. Die eine Spule, die Feld- oder Primärspule genannt, habe n_p Windungen. Ihre Enden werden mit der Wechselstromquelle verbunden. Ihr für Gleichstrom gültiger oder „Ohmscher“ Widerstand darf vernachlässigt werden. Dann haben wir in jedem Zeitpunkt zwischen ihren Enden die „induktive Spannung“ $P_p = i \cdot 2n\pi L$ [Gleichung (166) von S. 131]. Der zum Strom i gehörige Kraftfluß durchsetzt aber außer der Primärspule auch die zweite Spule, die Induktions- oder Sekundärspule J , und induziert in ihren n_s Windungen die sekundäre Span-

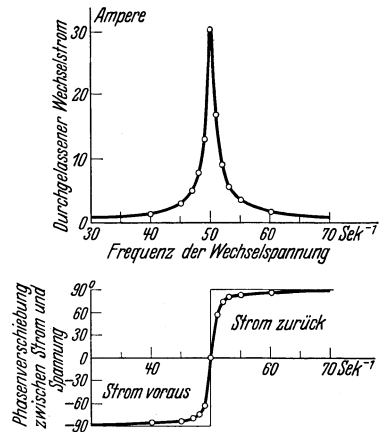


Abb. 275. Zur Erläuterung der Gl. (171), „Ausieben“ eines Frequenzbandes. Reihenschaltung gemäß Abb. 273, $R = 3$ Ohm, $L = 0,5$ Voltsek./Ampere, $C = 20,2 \cdot 10^{-6}$ Farad, $P = 100$ Volt. Die Ordinate bedeutet die „effektive“, mit dem Hitzdrahtstrommesser gemessene Stromstärke. Bei der Multiplikation mit $\sqrt{2}$ gibt sie die Amplitude des Wechselstromes (vgl. S. 130). Entsprechende Bilder findet man im Mechanikband bei den erzwungenen Schwingungen (Abb. 354 und 355).

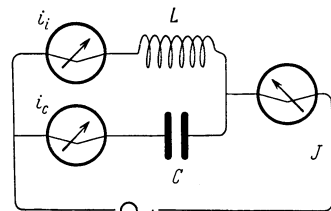


Abb. 276. Wattloser Strom bei Parallelschaltung von induktivem und kapazitivem Widerstand.

nung P_s . Bei gleichem Kraftfluß verhalten sich nach dem Induktionsgesetz die beiden Spannungen zueinander wie die Windungszahlen, d. h.

$$P_s : P_p = n_s : n_p. \quad (174)$$

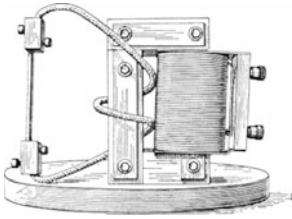


Abb. 277. Stromwandler zur Erzeugung hoher Stromstärken.

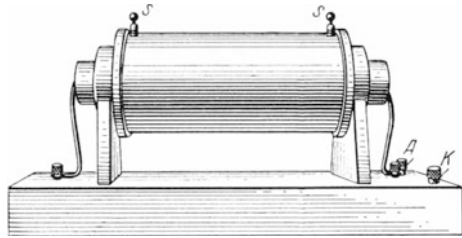


Abb. 278. Funkeninduktor.

Man kann also durch Wahl von $n_s : n_p$, also durch Wahl der Übersetzung, jede beliebige Herauf- und Herabsetzung der Wechselspannung erzielen. Übersetzungen auf etliche hunderttausende Volt werden heute für viele physikalische und technische Zwecke ausgeführt. Vor allem aber ist die heutige Fernübertragung elektrischer Energie gar nicht ohne mehrfache Umsetzung der Spannung ausführbar. Dem Verbraucher dürfen nur Spannungen von einigen hundert Volt zugeleitet werden: sie sind, von groben Fahrlässigkeiten abgesehen, nicht lebensgefährlich. Die Fernleitungen hingegen müssen die Energie mit hoher Spannung und relativ kleinen Strömen übertragen (z. B. 10^4 Kilowatt mit 10^5 Volt und 10^2 Ampere). Sonst würden die Querschnitte der Leitungen zu groß und die ganzen Fernleitungen zu schwerfällig und unrentabel.

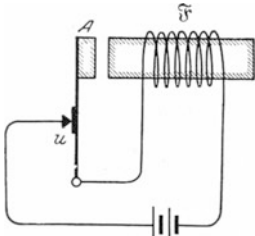


Abb. 279. Hammerunterbrecher. Der Anker sitzt an einer Blattfeder, und beide zusammen schwingen mit einer Selbststeuerung wie bei der Hausklingel (Näheres im Mechanikband § 98). Zur Löschung des Lichtbogens schaltet man oft einen Kondensator parallel zum Kontakt u . Er bildet zusammen mit den Zuleitungen von u einen Schwingungskreis. Dessen Wechselstrom überlagert sich dem Gleichstrom im Lichtbogen. Dieser erlischt, sobald der resultierende Strom durch Null geht.

Die Herabsetzung der Spannung ergibt im Sekundärkreis eine Heraufsetzung der Stromstärke. Daher baut man „Niederspannungstransformatoren“ mit nur ganz wenigen sekundären Windungen (z. B. 2 in Abb. 277). Mit ihnen kann man im physikalischen Unterricht bequem Stromstärken von einigen tausend Ampere erzeugen. Die Technik baut nach diesem Prinzip unter anderem ihre „Induktionsöfen“ zum Schmelzen von Stahl usw. Der Sekundärkreis besteht in diesem Fall nur aus einer Windung. Es ist eine ringförmige, aus schwer schmelzbaren Steinen gemauerte Rinne. In diese wird das Schmelzgut eingeführt. Der Strom kann zehntausende Ampere erreichen.

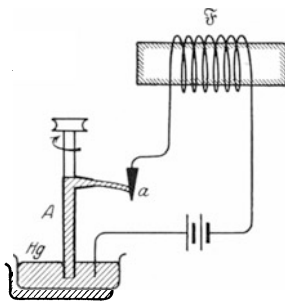


Abb. 280. Quecksilberunterbrecher. Eine rotierende Düse schleudert einen Hg-Strahl aus. Dieser überstreicht auf seinem Wege die Metallzinke a und schließt währenddessen den Strom.

Die Herabsetzung der Spannung ergibt im Sekundärkreis eine Heraufsetzung der Stromstärke. Daher baut man „Niederspannungstransformatoren“ mit nur ganz wenigen sekundären Windungen (z. B. 2 in Abb. 277). Mit ihnen kann man im physikalischen Unterricht bequem Stromstärken von einigen tausend Ampere erzeugen. Die Technik baut nach diesem Prinzip unter anderem ihre „Induktionsöfen“ zum Schmelzen von Stahl usw. Der Sekundärkreis besteht in diesem Fall nur aus einer Windung. Es ist eine ringförmige, aus schwer schmelzbaren Steinen gemauerte Rinne. In diese wird das Schmelzgut eingeführt. Der Strom kann zehntausende Ampere erreichen.

Eine Abart der Transformatoren bilden die unter dem Namen „Induktionsapparat“ oder „Funkeninduktoren“ bekannten Apparate. Primär- und Sekundärspule sind koaxial angeordnet, der Eisenkern nicht geschlossen, z. B. in Abb. 278.

Bei den gewöhnlichen Transformatoren wird die periodische Kraftflußänderung durch einen Wechselstrom in der Primärspule erzeugt. Bei den Induktoren benutzt man statt dessen einen gehackten Gleichstrom. Für die periodische

Unterbrechung des Gleichstromes sind zahlreiche automatische Schaltwerke angegeben worden. Wir beschreiben in Abb. 279–281 drei Beispiele. In ihnen bedeutet stets \mathfrak{F} die Primärspule des Induktors mit ihrem Eisenkern.

Die Sekundärspannung eines Induktionsapparates ist eine reine Wechselspannung. Ihre Kurvenform soll für die meisten Zwecke möglichst unsymmetrisch sein und sich sehr stark von einer Sinuslinie unterscheiden (z. B. Kurve *a* in Abb. 282). Das erreicht man durch eine hohe Selbstinduktion der Primärspule. Dann steigt (Kurve *b* in Abb. 282) der Strom nach Schluß des Schaltwerkes innerhalb der Zeit 1–2 ganz langsam an. Währenddessen werden in der Sekundärspule nur kleine Spannungen induziert. Im Zeitpunkt 2 wird der Strom jäh unterbrochen, schon im Zeitpunkt 3 ist der Kraftfluß verschwunden. Die Zeit 2–3 ist zwar kurz, hat aber doch einen endlichen Wert. Denn bei der Öffnung jedes Schalters entsteht zwischen den sich trennenden Kontakten ein leitender Lichtbogen, und dieser reißt erst im Zeitpunkt 3 ab. Immerhin ist die Zeit 2–3 viel kürzer als die Zeit 1–2. Infolgedessen zeigen die während der Zeit 2–3 induzierten Spannungen eine hohe Zacke. Alle Hilfsmittel zur Unterdrückung des Lichtbogens (z. B. Parallelschaltung eines Kondensators zum Schaltwerk) verkürzen die Zeitdauer 2–3 und erhöhen den Scheitelwert der steilen Spannungszacke. Doch bleiben die horizontal und vertikal schraffierten Flächen der Wechselspannungskurve immer gleich groß. D. h. die Zahl der Voltsekunden ist beim Entstehen und Vergehen des Kraftflusses stets dieselbe.

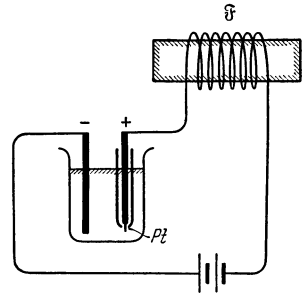


Abb. 281. Elektrolytischer Unterbrecher von A. WEHNELT. In verdünnter Schwefelsäure sitzt als positive Elektrode ein etwa 1 mm dicker und 10 mm langer Pt-Draht am Ende einer Glasdüse. Der beim Stromdurchgang zum Glühen erhitzte Stift umgibt sich mit einer isolierenden Gashaut und unterbricht dadurch den Strom. Der dabei in der Primärspule induzierte Spannungsstoß zerstört die Gashaut wieder usw.

Induktionsapparate mit kleiner primärer Selbstinduktion geben zwischen den Enden ihrer Sekundärspule eine fast symmetrische Wechselspannung. Die Abb. 283 zeigt ein

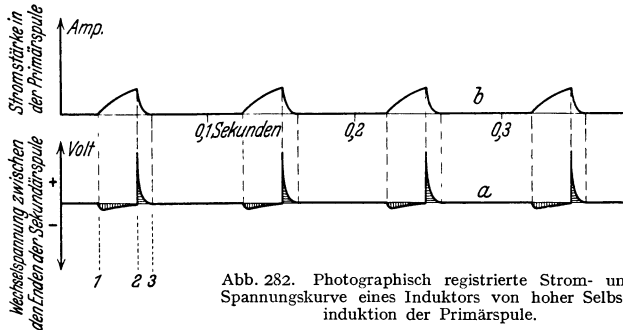


Abb. 282. Photographisch registrierte Strom- und Spannungskurve eines Induktors von hoher Selbstinduktion der Primärspule.

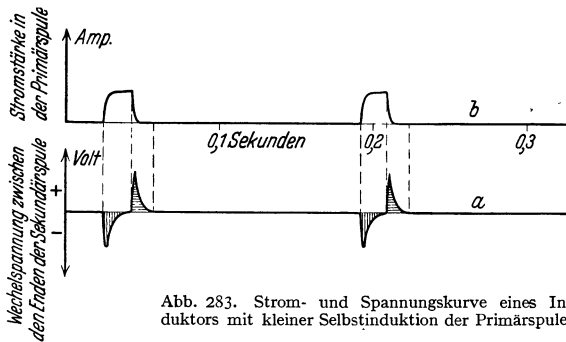


Abb. 283. Strom- und Spannungskurve eines Induktors mit kleiner Selbstinduktion der Primärspule.

Beispiel. Ihre physiologische oder medizinische Wirkung ist eine ganz andere als bei starker Unsymmetrie der Wechselspannung. Daher sind die mit Induktionsapparaten verschiedener Herkunft erzielten Versuchsergebnisse nicht ohne weiteres vergleichbar. Jeder Beobachter muß die Wechselspannungskurven seines eigenen Apparates genau angeben.

§ 89. **Elektrische Schwingungen.** Als wichtigste Wechselstromquelle haben wir bisher die Generatoren kennengelernt, d. h. Maschinen mit rotierenden „Läu-

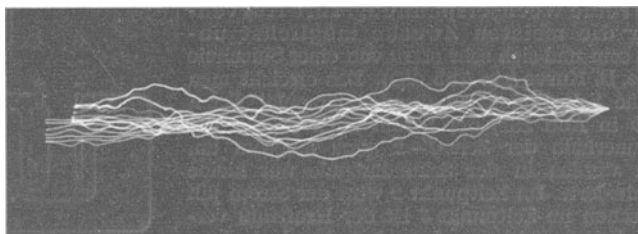


Abb. 284.

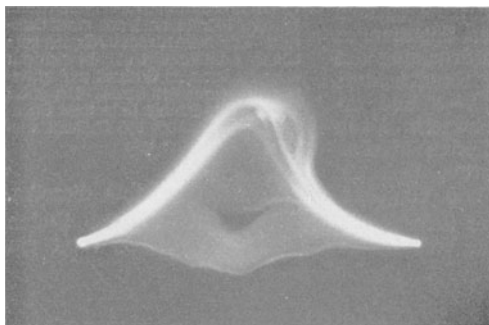


Abb. 285.

Abb. 284 und 285. Funkenbündel eines großen Induktors für 40 cm Schlagweite, 1 Sek. Belichtungszeit. Oben Quecksilber – unten elektrolytischer Unterbrecher.

fern“, meist rotierenden Spulen (Abb. 232). Kapitel X hat uns einige der üblichen Ausführungsformen erläutert. — Im Laufe der letzten Jahrzehnte hat ein anderes Verfahren zur Erzeugung von Wechselströmen dauernd an Bedeutung gewonnen: die Erzeugung von Wechselströmen durch elektrische Schwingungen.

Das Zustandekommen elektrischer Schwingungen ist leicht zu übersehen. Man muß bei der Darstellung nur den üblichen Ausgangspunkt, den elektrischen Funken, als völlig unwesentliche Nebenerscheinung beiseitelassen.

Wesentlich für das Zustandekommen elektrischer Schwingungen ist die Trägheit des Magnetfeldes.

Rufen wir uns kurz die Entstehung mechanischer Schwingungen ins Gedächtnis zurück. In Abb. 286 ist ein recht einfaches mechanisches Pendel¹⁾ dargestellt, eine Kugel in der Mitte einer Spiralfeder.

Bei 1 ist das Pendel in Ruhe. Bei 2 ist die Feder durch eine Hand gespannt. Die Feder enthält potentielle Energie. Bei 3 ist die Kugel losgelassen. Sie hat gerade die Ruhelage erreicht. Aber zwischen 1 und 3 besteht ein großer Unterschied. Bei 1 ist die Kugel in Ruhe, bei 3 enthält sie kinetische Energie. Sie hat die Ruhelage mit dem Höchstwert der Geschwindigkeit erreicht. — Jetzt kommt das Wesentliche: Infolge ihrer Trägheit fliegt die Kugel nach rechts über die Ruhelage hinaus. Sie spannt dabei die Feder und erreicht die Stellung 4. Nun wiederholt sich das Spiel in umgekehrter Richtung. Die Ruhelage wird nach links durchflogen und so fort. Wir sehen einen ständigen Wechsel von potentieller Energie der Feder und kinetischer Energie der Kugel. Die Trägheit der Kugel ist der für die Schwingungsentstehung entscheidende Punkt. Die Schwingungen klingen gedämpft ab, die Amplituden werden von Ausschlag zu Ausschlag kleiner. Ihre Energie wird allmählich durch Reibung aufgezehrt (vgl. Abb. 288).

¹⁾ Das Wort „Pendel“ wird in diesem Buch stets im Sinne von „mechanisches Schwingungssystem“ benutzt, nicht im speziellen Sinne des „Schwependels“.

Jetzt betrachten wir analog ein elektrisches Pendel oder einen elektrischen Schwingungskreis (Abb. 287). An die Stelle der Feder ist ein Kondensator

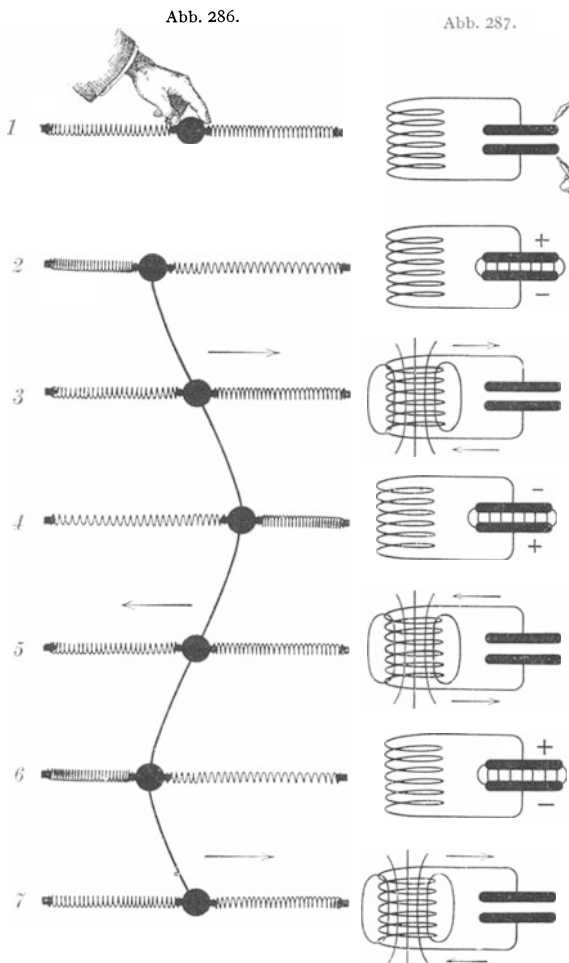


Abb. 286 und 287. Zustandekommen mechanischer und elektrischer Schwingungen.

getreten, an die Stelle der Kugel eine Spule. Hier haben wir einen ständigen Wechsel von elektrischer (potentieller) und magnetischer (kinetischer) Energie.

Der entscheidende Punkt ist in der dritten Zeile der Abb. 287 dargestellt. Der Kondensator hat sich entladen und keine Spannung mehr. Trotzdem fließt der Strom wegen der Trägheit seines Magnetfeldes in seiner bisherigen Richtung weiter und lädt den Kondensator mit umgekehrten Vorzeichen auf. Dann beginnt das Spiel von neuem in umgekehrter Richtung. So fließt in dem Stromkreise ein Wechselstrom. Bei hinreichend kleiner Frequenz kann man den Wechsel der Stromrichtung mit einem Drehspulamperemeter (Nullpunkt in der Mitte der Skala) verfolgen. Das läßt sich experimentell schon mit bescheidenen Hilfsmitteln ausführen.

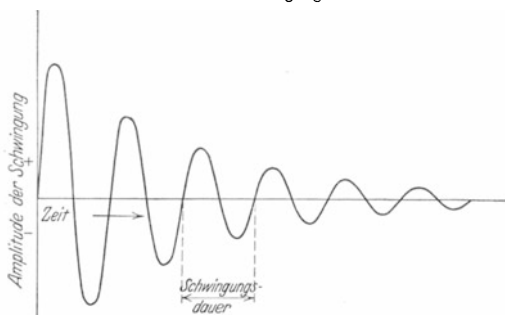


Abb. 288. Graphische Darstellung einer gedämpften Schwingung. Das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Amplituden heißt das Dämpfungsverhältnis. Dessen natürlicher Logarithmus wird logarithmisches Dekrement genannt.

In Abb. 289 ist C ein technischer Papierkondensator. Seine Kapazität beträgt $5 \cdot 10^{-5}$ Amperesek./Volt oder Farad. L ist eine Spule mit geschlossenem Eisenkern und einem ziemlich großen Selbstinduktionskoeffizienten, etwa 2000 Voltsek./Ampere oder Henry. \mathcal{A} ist ein Drehspulamperemeter mit einer Einstelldauer von einigen Zehntelsekunden.

Zur Ausführung des Versuches berühren wir die beiden Zuleitungen des Kondensators mit

den 220-Volt-Klemmen der städtischen Zentrale. Wir schaffen damit den Zustand 2 der Abb. 287. Dann verbinden wir die Leitungen mit den Enden der großen Spule: sogleich beginnt der Amperemeterzeiger hin und her zu pendeln etwa 1 mal in 2 Sekunden. Wir beobachten einen Wechselstrom der Frequenz $n = 0,5 \text{ sek}^{-1}$. Er unterscheidet sich von dem mit Maschinen erzeugten

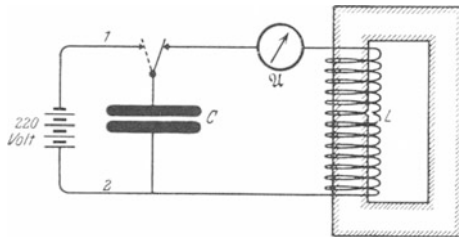


Abb. 289. Beobachtung des Wechselstromes bei sehr langsamen elektrischen Schwingungen mittels eines Drehspulamperemeters. Spule wie in Abb. 265 u. 266. Zweckmäßig schaltet man in die Leitung eine 220-Volt-Glühlampe ein, um den zur Aufladung des Kondensators C dienenden Strom zu zeigen.

trischen Schwingungen tritt als Maß der Trägheit an die Stelle der Masse m der Selbstinduktionskoeffizient L . An die Stelle von D tritt im Kondensator das Verhältnis Spannung/Ladung, also P/Q . Dies Verhältnis ist aber nach Gleichung (7) $= 1/C$. Wir haben die Richtgröße D des mechanischen Pendels durch den Faktor $1/C$ beim elektrischen Pendel zu ersetzen. Dann ergibt sich für die Schwingungsdauer des elektrischen Schwingungskreises

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{m}{D}}. \quad (173 \text{ a})$$

Dabei bedeutet m die Masse, in Abb. 286 die der Kugel. D ist die Richtgröße. So nennt man das Verhältnis Kraft/Dehnung. — Bei elektrischen Schwingungen tritt als Maß der Trägheit an die Stelle der Masse m der Selbstinduktionskoeffizient L . An die Stelle von D tritt im Kondensator das Verhältnis Spannung/Ladung, also P/Q . Dies Verhältnis ist aber nach Gleichung (7) $= 1/C$. Wir haben die Richtgröße D des mechanischen Pendels durch den Faktor $1/C$ beim elektrischen Pendel zu ersetzen. Dann ergibt sich für die Schwingungsdauer des elektrischen Schwingungskreises

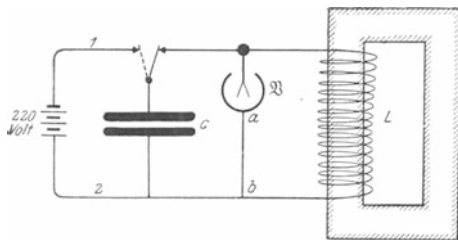


Abb. 290. Beobachtung der Wechselspannung bei langsamen elektrischen Schwingungen.

von 2000 Henry nehmen wir eine solche von nur 30 Henry. Für die so weiter gesteigerte Frequenz ist das Drehspulamperemeter zu träge. Sein Zeiger schwingt nicht mehr. Als Instrument geringerer Trägheit nehmen wir das Zweifadenvoltmeter (Abb. 290). Wir wollen also zur Abwechslung nicht den Wechselstrom, sondern die Wechselspannung beobachten. Bei der Verbindung des geladenen Kondensators mit der Spule schwirren die Fäden des Voltmeters rasch, aber noch deutlich, hin und her.

Zwischen a und b befindet sich eine nicht gezeichnete Batterie. Sie hält zwischen den Fäden und dem Gehäuse dauernd eine Spannung aufrecht. Diese wird durch die Wechselspannung der Schwingungen abwechselnd erhöht und erniedrigt. Die Voltmeterausschläge werden also vom jeweiligen Vorzeichen der Spannung abhängig.

Bei weiterer Steigerung der Frequenz durch Verkleinerung von L und C entstehen zwei Schwierigkeiten: Erstens werden alle Meßinstrumente mit mechanischem Zeiger zu träge, sie können dem raschen Richtungswechsel nicht mehr folgen. Zweitens wird die dem Kondensator anfänglich zugeführte Energie

$$\tau = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (173) \text{ v. S. 133}$$

Zur Prüfung der Gleichung verkleinern wir zunächst die Kapazität des Kondensators von $5 \cdot 10^{-5}$ auf $5 \cdot 10^{-6}$ Farad. Das Experiment ergibt in der Tat eine rund 3mal kürzere Schwingungsdauer ($\sqrt{10} \approx 3$). Dann verkleinern wir auch L . Statt der Spule

$E_e = \frac{1}{2} C P^2$ [Gleichung (32) von S. 43] nur klein. Infolgedessen muß man zu höheren Spannungen übergehen. Diese aber bringen einen lästigen Nachteil mit sich: Man braucht zum Inangansetzen der Schwingungen einen Schalter. Dieser muß den Kondensator mit der Spule verbinden. Bei hohen Spannungen springt zwischen den Schalterbacken schon vor der Berührung ein Funke über. Mit diesem störenden Funken muß man sich abfinden. Doch kann man ihn außerdem nützlich verwenden, nämlich

1. als periodisch wirkendes automatisches Schaltwerk,
2. als trägheitsfreies Amperemeter.

Als automatischer Schalter wirkt der Funke z. B. in Abb. 291. Statt eines beweglichen und eines festen Kontaktes sehen wir eine aus zwei Metallkugeln gebildete „Funkenstrecke“. Die Leitungen 1 und 2 dienen nur zur Aufladung des Kondensators durch irgendeine Stromquelle, z. B. eine Influenzmaschine. Nach Erreichung einer bestimmten Höchstspannung P schlägt der Funke über und schließt den Strom im Spulenkreis. Der Abstand der Kugeln läßt die gewünschte Betriebsspannung P einstellen.

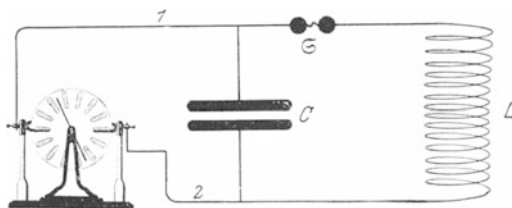


Abb. 291. Eine Funkenstrecke \textcircled{G} als Schalter in einem elektrischen Schwingungskreis.

Als trägheitsfreies Amperemeter wirkt der Funke durch die Abhängigkeit seiner Helligkeit von der Stromstärke. Die Helligkeit erreicht während jeder Periode zwei Maxima. Zur Sichtbarmachung dieser Helligkeitsschwankungen muß man die zeitlich aufeinanderfolgenden Funkenbilder räumlich trennen. Ein rasch rotierender Polygonspiegel läßt das einfach erreichen. In der Abb. 292 sind derartige Funkenbilder photographiert. Die Frequenz betrug

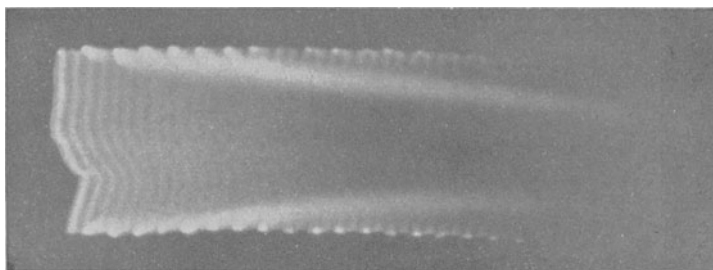


Abb. 292. Nachweis elektrischer Schwingungen mit Hilfe eines Funkens. („Fedderson-Funken“ Aufnahme von B. WALTER.)

50 000 pro Sekunde. Anfänglich sind die periodischen Schwankungen der Helligkeit gut zu sehen. Im weiteren Verlauf wird das Bild durch Wolken leuchtenden Metallampfes verwaschen. Anfänglich kann man auch die jeweilige Richtung des Stromes während der einzelnen Maxima erkennen. Das helle Ende der Funken markiert stets den negativen Pol.

§ 90. Einige Anwendungen elektrischer Schwingungen. Der Wechselstrom der städtischen Zentralen hat meist eine Frequenz von $n = 50 \text{ sek}^{-1}$. Das Verfahren der elektrischen Schwingungen ließ uns mit sehr einfachen Hilfsmitteln Wechselströme einer 1000 mal höheren Frequenz erzeugen. Weitere Verkleinerung von Kapazität und Selbstinduktion läßt noch um Zehnerpotenzen

höhere Wechselstromfrequenzen erreichen. Für unsere Zwecke genügen einstweilen Frequenzen von einigen Hunderttausenden pro Sekunde. Diese hochfrequenten Wechselströme lassen drei uns an sich schon bekannte Erscheinungen noch einmal durch recht drastische Versuche erläutern. Die Versuche betreffen:

1. den Induktionsvorgang,
2. die Selbstinduktion,
3. den Verschiebungsstrom.

Außerdem wollen wir zwei neue, mit niederfrequentem Wechselstrom nicht gezeigte Erscheinungen bringen. Es ist

4. die als Hautwirkung (Skinneffekt) bezeichnete Form der Selbstinduktion,
5. der Nachweis ringförmig geschlossener elektrischer Feldlinien ohne Enden, also eine Ergänzung zu § 58 und Abb. 168:

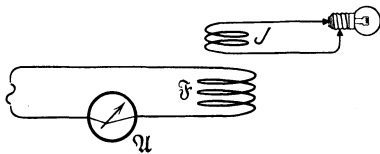


Abb. 293. Induktion mit niederfrequentem Wechselstrom.
 \mathfrak{F} hat 3 Windungen von etwa 30 cm \varnothing
 J hat 10 Windungen von etwa 10 cm \varnothing

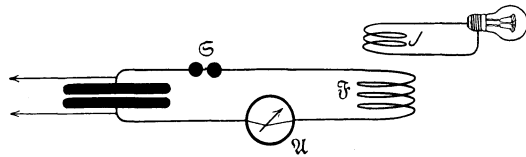


Abb. 294. Induktion mit hochfrequentem Wechselstrom. Die mit Pfeilen angedeuteten Leitungen dienen zur Aufladung des Kondensators. \mathfrak{G} = Funkenstrecke.

1. Induktion bei Hochfrequenz. Bei hochfrequentem Wechselstrom ändert sich der Kraftfluß einer Spule erstens sehr rasch und zweitens sehr häufig. Infolgedessen kann man die Induktionswirkung dieses Kraftflusses auf eine andere Spule schon mit sehr groben Hilfsmitteln nachweisen. Zur Vorführung dessen sehen wir in Abb. 293 eine Feldspule \mathfrak{F} (Primärspule) und eine Induktionsspule J (Sekundärspule). Größe und Windungszahl sind angegeben. Durch die Feldspule schicken wir zunächst einige Ampere gewöhnlichen technischen Wechselstrom. An die Induktionsspule J schließen wir als empfindlichen Spannungsindikator ein 2-Volt-Glühlämpchen. Das Lämpchen bleibt dunkel, die induzierte Spannung ist also kleiner als 2 Volt.

Ganz anders bei hochfrequentem Wechselstrom: Wir ergänzen die Feldspule \mathfrak{F} in Abb. 294 zu einem Schwingungskreis und lassen das Hitzdrahtamperemeter \mathfrak{A} wieder einige Ampere anzeigen. Das erreicht man durch passende Einstellung der als Schalter dienenden Funkenstrecke. Jetzt genügt schon eine 220-Volt-Lampe zum Nachweis der in J induzierten Spannung. Man kann sich mit der beweglichen Induktionsspule samt Lampe die Induktionserscheinungen noch einmal klarmachen. Man entferne die Induktionsspule J oder kippe sie: die Lampe leuchtet schwächer. Man stelle J den magnetischen Feldlinien parallel: die Lampe erlischt. Und so fort. Oft genügt als Induktionsspule ein ringförmig geschlossener Eisendraht an einem Wärme nicht leitenden Handgriff. In den Gebieten hohen Kraftflusses gerät der ganze Draht in helle Glut. Wir haben einen „Niederspannungstransformator für Hochfrequenz“. — Endlich nehmen wir statt der Induktionsspule ein einfaches Blech. Es wird durch die induzierten „Wirbelströme“ (§ 66) zur Glut gebracht. Das benutzt man praktisch zum Ausglühen oder Schmelzen von Metallteilen in Vakuumgefäßen.

In einer Induktionsspule J von hoher Windungszahl, etwa einigen tausend, erreicht die Spannung zwischen ihren Enden entsprechend hohe Werte. Zwischen den Enden der Spule springen lange, bläulichrote Funkengarben über (Abb. 295). Oft verbindet man das eine Ende der Induktions- oder Sekundär-

spule mit der Erde (Wasserleitung od. dgl.). Aus dem freien Ende brechen dann lebhaft züngelnde, oft meterlange, stark verzweigte rötliche Funkenbüschel hervor.

Die Höhe der hier auftretenden Spannungen folgt nicht nur aus dem Übersetzungsverhältnis n_s/n_p . Wir benutzen hier stillschweigend den Kunstgriff erzwungener Schwingungen im Resonanzfall (§ 148).

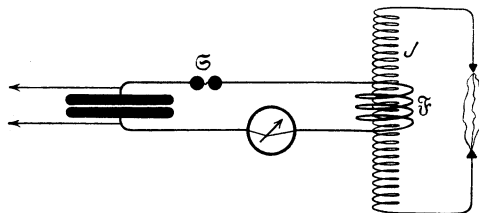


Abb. 295. Induktion mit hochfrequentem Wechselstrom in einer Spule. J mit vielen Windungen. („Teslatransformator“.)

2. Die Selbstinduktion bei Hochfrequenz. Bei Wechselstrom ist im allgemeinen der „induktive“ Widerstand $P/i = 2n\pi L$ groß gegen den „Ohmschen“ Widerstand R . Das wurde in § 86 für eisenhaltige Spulen gezeigt. Bei hochfrequentem Wechselstrom kann man diese Tatsache schon mit einer einzigen Drahtwindung, einem einfachen Drahtbügel, vorführen.

In der Abb. 296 sehen wir einen Bügel aus 5 mm dickem Kupferdraht. Er ist in der Mitte durch eine 220-Volt-Glühlampe überbrückt. Wir lassen bei a einige Ampere Gleichstrom ein- und bei b austreten: die Lampe bleibt vollkommen dunkel. Sie ist durch den Kupferbügel kurzgeschlossen. (Sein Ohmscher Widerstand beträgt nur etwa 10^{-3} Ohm, ist also verschwindend klein gegen den der Lampe, etwa 2000 Ohm.) — Ganz anders bei hochfrequentem Wechselstrom. Wir schalten Bügel und Lampe in unseren schon mehrfach benutzten Schwingungskreis (Abb. 297) und stellen die Stromstärke des Wechselstromes auf etwa 1 Ampere ein. Die Lampe leuchtet hell auf. Das als Widerstand definierte Ver-

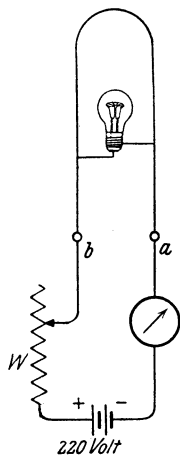


Abb. 296.

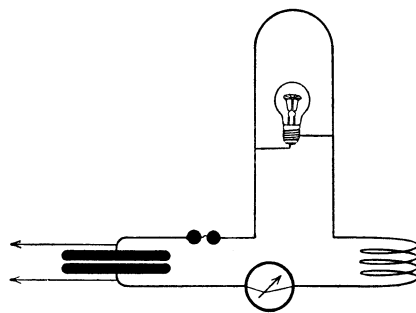


Abb. 297.

Abb. 296 und 297. Scheinwiderstand bei hochfrequentem Wechselstrom.

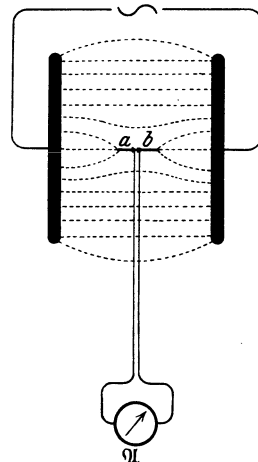


Abb. 298. Verschiebungsstrom im hochfrequenten elektrischen Wechselfeld. \sim = Wechselstromquelle (Schwingungskreis).

hältnis P/i muß also für den Kupferbügel jetzt viel höher sein als bei Gleichstrom. Dieser einfache Versuch zeigt uns die Trägheit des Magnetfeldes in krasser Weise. Grundsätzlich Neues bringt er uns nicht. Er ist aber wichtig. Denn der Anfänger läßt nur allzu leicht die Selbstinduktion in nicht spulartigen Leitern außer acht.

3. Verschiebungsstrom bei Hochfrequenz. Wir sehen in Abb. 298 einen kurzen Metallstab ab zwischen zwei weit entfernten Kondensatorplatten. Beim Anschalten einer Gleichstromquelle an die Platten entsteht zwischen ihnen ein elektrisches Feld. Innerhalb des Metallstabes bricht es sofort zusammen. Das ist die altbekannte Erscheinung der Influenz: Die Elektrizitätsatome sind

in einem kurz dauernden Leitungsstrom bis zu den beiden Stabenden gewandert. — Beim Ersatz der Gleichstromquelle durch eine Wechselstromquelle wiederholt sich dieser Influenzversuch in periodischer Folge: In dem kurzem Metallstab fließt ein Wechselstrom. Bei hinreichend hoher Frequenz des Wechselfeldes können wir ihn mit einem Amperemeter nachweisen. Am besten wäre ein Liliput-amperemeter in der Mitte des Stabes. In Ermangelung eines solchen unterteilen wir den Stab in der Mitte und setzen in die Trennstelle einen kleinen Gleichrichter (Detektor) ein. Von ihm aus führen eng aneinander zwei feine Metalldrähte aus dem Felde heraus zu einem Gleichstromamperemeter \mathfrak{A} . Die Drähte sind, um das Feld nicht zu verzerren, senkrecht zu den Feldlinien geführt. Gleichrichter + Gleichstromgalvanometer sind lediglich ein technischer Ersatz für ein Wechselstromamperemeter ausreichender Empfindlichkeit. Diesen Kunstgriff haben wir schon früher benutzt (Abb. 248).

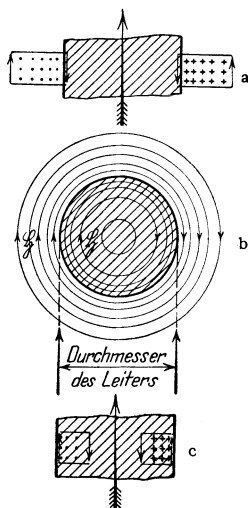


Abb. 299 a—c. Magnetische Feldlinien in der Umgebung und im Innern eines schraffierten Drahtes und ihre Induktionswirkung.

Das Zustandekommen dieses Wechselstromes in dem beiderseits offenen Stabe wäre uns ohne den Begriff des Verschiebungsstromes völlig rätselhaft. So aber können wir sagen: Der Strom endet keineswegs blind an dem freien Ende des Stabes, sondern geht von dort als Verschiebungsstrom zu den Feldgrenzen weiter. Der Versuch der Abb. 298 soll uns zweierlei zeigen:

1. Ein Verschiebungsstrom kann große Feldlinienstrecken überbrücken.

2. Zum Nachweis läßt man ihn in einem Leiter zusammenbrechen und in diesem Leiter einen Wechselstrom erzeugen.

Ein derartiger Metalldraht, also z. B. ab in Abb. 298, heißt in Zukunft kurz ein Empfänger.

4. Die Hautwirkung (Skin-Effekt). Wir können uns einen Draht aus einer Achse und sie umgebenden, einander umhüllenden, konzentrischen, röhrenförmigen Schichten zusammengesetzt denken. Der Selbstinduktionskoeffizient ist für die oberflächlichen Schichten kleiner als für die inneren. Das soll an Hand der Abb. 299 begründet werden.

Das Teilbild b zeigt uns einen stromdurchflossenen geraden Leiter schraffiert im Querschnitt. Der Leiter ist in bekannter Weise von ringförmig geschlossenen magnetischen Feldlinien \mathfrak{S} umgeben. Die magnetischen Feldlinien umfassen jedoch den Leiter nicht nur von außen, sondern sind auch in seinem Innern vorhanden. Jede der röhrenförmigen, vom Strom durchflossenen Schichten, muß ja von magnetischen Feldlinien umfaßt werden. Einige von ihnen sind in Abb. 299b skizziert.

Ferner ist ein Stück des Leiters zweimal im Längsschnitt dargestellt (Teilbilder a und c). In beiden ist die Richtung des Stromes durch einen langen gefiederten Pfeil markiert. Außerdem sind die magnetischen Feldlinien an ihren Durchstoßpunkten (\cdot bzw. $+$) erkennbar. Man sieht also oben im Teilbild a die Durchstoßpunkte einiger äußerer magnetischer Feldlinien, unten im Teilbild c die einiger innerer magnetischer Feldlinien. Die zeitliche Änderung dieser magnetischen Feldlinien induziert geschlossene elektrische Feldlinien. Je zwei derselben sind als Rechtecke in den Teilbildern a und c eingezeichnet, und zwar für den Fall eines Stromanstieges. An der Drahtoberfläche haben die im Vorgang der Selbstinduktion neu entstehenden elektrischen Felder entgegengesetzte Richtungen. Sie sind im Falle a nach unten, im Falle c nach oben

gerichtet. Daher heben sie sich zum großen Teil auf, der Selbstinduktions-Koeffizient ist für die Oberflächenschicht kleiner als für die inneren Schichten.

Diese ungleiche Verteilung der Selbstinduktions-Koeffizienten über den Leiterquerschnitt macht sich bei allen zeitlich veränderlichen Strömen bemerkbar, also vor allem bei Wechselströmen. Er bewirkt eine Verdrängung des Stromes in eine oberflächliche Schicht.

Bei langsamen Änderungen, also etwa technischem Wechselstrom, tritt diese Stromverdrängung nur bei verfeinerter Beobachtung in Erscheinung. Bei hohen Frequenzen macht sie sich jedoch in krasser Weise bemerkbar: der Strom fließt keineswegs mehr gleichmäßig durch den Querschnitt des Leiters hindurch. Er wird vielmehr auf eine dünne Oberflächenschicht oder Haut zusammengedrängt.

Zum Nachweis dieser Stromverdrängung oder Hautwirkung benutzen wir die in Abb. 300 skizzierte Anordnung. Die Spule Sp eines Schwingungskreises liefert uns ein hochfrequentes Wechselfeld. Dieses induziert Ströme in der Induktionsspule J , einem dicken Kupferdraht. Zur Abschätzung der Stromstärke dient eine eingeschaltete Glühlampe.

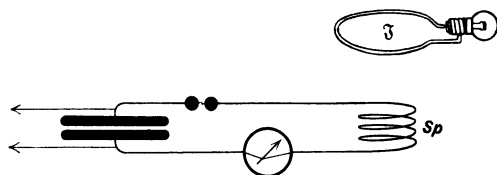


Abb. 300.

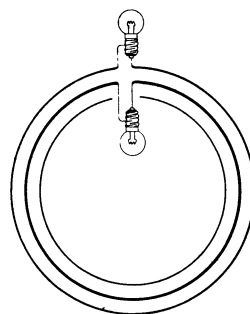


Abb. 301.

Abb. 300 und 301. Hautwirkung bei hochfrequentem Wechselstrom. Die mit Pfeilen angedeuteten Leitungen dienen zur Aufladung des Kondensators.

Dann umgeben wir den Kupferdraht mit einem ihm konzentrischen Kupferrohr von einigen Zentimeter Rohrweite, vgl. Abb. 301. Die Rohrwandungen haben den gleichen Kupferquerschnitt wie der Draht. Zwischen den Enden des Rohres ist eine gleiche Glühlampe wie in den Kupferdraht eingeschaltet. Diese beiden ineinander gesteckten Induktionsspulen nähern wir jetzt der Feldspule Sp in Abb. 300. Die Glühlampe zwischen den Enden des Rohres leuchtet in heller Weißglut, die zwischen den Enden des Drahtes nur rot oder gar nicht.

Die moderne Hochfrequenztechnik trägt dieser Stromverdrängung oder Hautwirkung weitgehend Rechnung. Statt massiver Drähte benutzt sie dünnwandige Rohre, oft mit einem oberflächlichen Überzug des besonders gut leitenden Silbers. Oder sie sucht die Stromverdrängung herabzusetzen: sie unterteilt ihre Drähte in viele feine, durch Emaillack getrennte Einzeldrähte. Bei dünnen Drähten ist der Einfluß der Stromverdrängung prozentisch geringer. Außerdem kann man durch einen Kunstgriff eine gleichmäßige Strombelastung aller Einzeldrähte erreichen. Man verdreht oder verflocht die Drähte. Auf diese Weise verläuft jeder einzelne Draht streckenweise ebensooft in der Achse wie an der Oberfläche des ganzen Drahtbündels.

5. Nachweis geschlossener elektrischer Feldlinien. Nach der vertieften Deutung des Induktionsvorganges soll es ringförmig geschlossene elektrische Feldlinien geben (§ 58). Sie ließen sich leider nicht durch Gipskristalle sichtbar machen. Mit den hochfrequenten Wechselströmen der elektrischen Schwingungen können wir das damals Versäumte nachholen und ringförmig geschlossene elektrische Feldlinien anschaulich sichtbar machen.

Zwar reicht die erzielbare Feldstärke auch jetzt nicht zur Ordnung von Gipskristallen aus, doch genügt sie für einen kaum minder anschaulichen Nachweis der geschlossenen Feldlinien. Er beruht auf einer Eigenschaft der Edelgase, wie z. B. Neon. Diese leuchten bei niedrigem Druck schon bei kleinen

elektrischen Feldstärken auf, es genügen Feldstärken von etwa 20 Volt/cm.

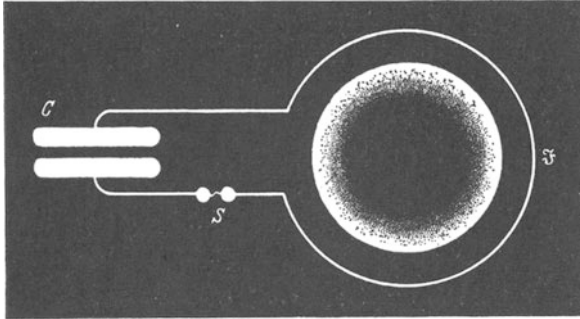


Abb. 302. Nachweis geschlossener elektrischer Feldlinien. („Elektroden-
loser Ringstrom“.)

Der Mechanismus dieses Vorganges ist hier gleichgültig. Er wird später in § 99 kurz berührt werden. Eine ausführliche Behandlung folgt später in der Optik. Es ist im Prinzip das gleiche, wie das Aufleuchten der Zimmerluft im Funken bei Feldstärken über 30 000 Volt/cm.

Die Anordnung ist in Abb. 302 gezeichnet. Die Feldspule \mathfrak{F} , etwa 1 Windung, liefert uns ein hoch-

frequentes Wechselfeld. Seine magnetischen Feldlinien stehen senkrecht zur Papierebene. Diese rasch wechselnden magnetischen Feldlinien sollen nach Abb. 168 von endlosen elektrischen Feldlinien umschlossen sein.

Jetzt bringen wir eine mit verdünntem Neon gefüllte Glaskugel in das Gebiet dieser geschlossenen elektrischen Feldlinien: ein ringförmiges Gebiet dieser Kugel leuchtet weithin sichtbar auf. Wir sehen ein, wengleich rohes, Abbild des elektrischen Wechselfeldes mit seinen geschlossenen elektrischen Feldlinien ohne Anfang und Ende. — Die Kenntnis geschlossener elektrischer Feldlinien ist späterhin für das Verständnis der elektrischen Wellen, der elektromagnetischen Strahlung, unerlässlich. Darum soll dieser Versuch unserer Anschauung zu Hilfe kommen.

XII. Mechanismus der Leitungsströme.

§ 91. **Der Mechanismus der Leitung im Modellversuch.** Wir haben die elektrischen Ströme in Leitern bisher lediglich als eine Wanderung von Elektrizitätsatomen betrachtet. Aller näheren Aussagen haben wir uns bewußt enthalten: es konnten nur negative Elektrizitätsatome in der einen Richtung wandern oder nur positive in der anderen oder beide gleichzeitig. Ebenso fehlten alle Angaben über die Wanderungsgeschwindigkeit usw. All diese Fragen sollen jetzt zusammenfassend behandelt werden. Dabei werden wir gleichzeitig wichtige Aufschlüsse über das Wesen der Elektrizitätsatome gewinnen.

Experimentell haben wir den Leitungsvorgang in zwei verschiedenen Anordnungen beobachtet:

a) Durch den Feldzerfall gemäß Abb. 303. Die beiden Platten eines Kondensators werden durch den schraffiert gezeichneten leitenden Körper verbunden. Es ist der aus Abb. 60 bekannte Grundversuch. Man beobachtet mit dem Voltmeter das Sinken der Spannung.

b) Durch dauernde Ströme gemäß Abb. 304. Auch hier verlieren die Kondensatorplatten während ihrer Verbindung durch den leitenden Körper dauernd Elektrizitätsatome. Aber der Verlust wird ständig von einer Stromquelle (z. B. Batterie, Dynamomaschine, Influenzmaschine) ersetzt und Feld und Spannung dadurch aufrechterhalten. Der Strommesser zeigt den zum Ersatz der Elektrizitätsatome erforderlichen Strom.

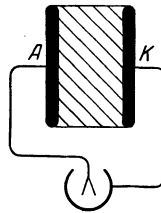


Abb. 303. Nachweis der Leitung durch Feldzerfall.

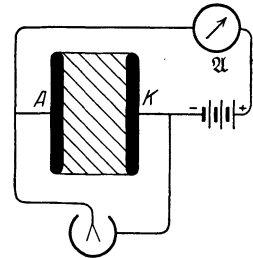


Abb. 304. Nachweis der Leitung mit dauernden Strömen.

In beiden Fällen nennt man die Kondensatorplatten oder Feldgrenzen die Elektroden. Die positive Elektrode heißt Anode, die negative Kathode. Diese Bezeichnungen sind für Leitungsvorgänge aller Art eingebürgert.

Beide Anordnungen lassen die zwei einfachen Grundvorgänge jeder Elektrizitätsleitung mühelos vorführen. Sie bestehen in folgendem:

I. Elektrizitätsatome müssen aus der einen Elektrode austreten und zu der anderen herübergelangen.

II. Im Innern des Leiters befinden sich gleiche Mengen von Elektrizitätsatomen entgegengesetzten Vorzeichens und beliebiger Herkunft. Die positiven gelangen irgendwie zur negativen, die negativen zur positiven Elektrode.

Beide Vorgänge verwirklicht man am einfachsten mit der Übertragung von Elektrizitätsatomen auf irgendwelchen „Elektrizitätsträgern“. Ihre grösste Ausführung sind die uns wohlbekannten Löffel am Bernsteinstiel (Abb. 52). Mit ihnen wollen wir die beiden Vorgänge im Modellversuch vorführen.

Zu I bewegen wir einen Löffel abwechselnd von der einen Elektrode zur anderen (im schraffierten Bereich der Abb. 303 und 304). In der Schaltung der Abb. 303 sinkt der Voltmeterzeiger herunter, das Feld zerfällt. In der

Zu II bewegen wir einen Löffel abwechselnd von der einen Elektrode zur anderen (im schraffierten Bereich der Abb. 303 und 304). In der Schaltung der Abb. 303 sinkt der Voltmeterzeiger herunter, das Feld zerfällt. In der

Schaltung der Abb. 304 bleibt der Voltmeterausschlag konstant. Das Ampere-meter (Spiegelgalvanometer) \mathfrak{A} zeigt bei rascher Bewegung des Trägers einen dauernden Ausschlag. Die Luft im Kondensator isoliert nicht mehr. Zwischen ihren unsichtbaren Molekülen wandert ein einzelner grober Elektrizitätsträger hin und her, und dadurch „leitet“ die Luft. In Abb. 303 ergibt diese Leitung einen zeitlich absinkenden, in Abb. 304 einen zeitlich konstanten Strom.

Die Stromstärke des letzteren können wir sogleich in Ampere angeben. Der Träger enthalte die Elektrizitätsmenge q Amperesekunden. Er durchlaufe die Kondensatordicke l n -mal in einer Sekunde. Dann ist

$$i = q \cdot n \text{ Ampere.} \quad (175)$$

Zahlenbeispiel: $n = 3/\text{sek.}$ — q in einem Löffel $6 \cdot 10^{-10}$ Amperesekunden, vgl. § 20. Dann wird $i = 2 \cdot 10^{-9}$ Ampere.

Diese Gleichung läßt sich durch Einführung der Trägergeschwindigkeit u ein wenig umformen. Die Laufzeit des Trägers für den ganzen Weg l ist $t = l/n$ Sekunden. Ferner ist $t = l/u$. Wir kommen wieder auf die uns schon bekannte Gleichung

$$i = q \cdot u/l. \quad (73) \text{ v. S. 67}$$

Bei Anwesenheit mehrerer Träger bedeutet q ihre Gesamtladung.

Zu II bringen wir in den Luftzwischenraum zwei einander berührende Löffel (Abb. 305). Wir trennen sie im Felde. Dann ist der eine Löffel positiv, der andere negativ geladen. Wir haben also die Träger mit Hilfe der Influenz geladen: die Herkunft der Träger und ihrer Ladungen ist ja ganz gleichgültig.

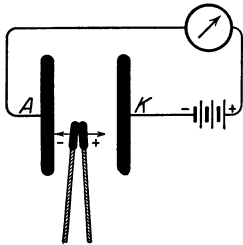


Abb. 305. Modellversuch eines Leitungsstromes mit ganz groben, mit der Hand bewegten Elektrizitätsträgern. Galvanometer wie in Abb. 75 und 83.

Den positiven Träger bewegen wir zur negativen, den negativen zur positiven Elektrode und so fort mit weiteren Trägerpaaren in beliebiger Wiederholung. Wieder beobachten wir Stromstärken von etwa 10^{-9} Ampere.

Gleichung (73) gilt ungeändert. Nur bedeutet u jetzt die Summe der Geschwindigkeiten der positiven und der negativen Träger, also

$$i = q \frac{(u_+ + u_-)}{l}. \quad (176)$$

Statt der beiden Träger können wir eine große Anzahl n nehmen. Es sei sowohl für die positiven wie für die negativen Träger das Verhältnis Trägerzahl n /Volumen $V = \mathfrak{N}$. Dann befinden sich zwischen den Kondensatorplatten oder Elektroden der Fläche F insgesamt je $\mathfrak{N}Fl$ Elektrizitätsträger eines Vorzeichens. Jeder einzelne trage n Elektrizitätsatome, also die Ladung ne oder $n \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden. Dann wird $q = \mathfrak{N}Fl(ne)$. Wir beobachten den Strom

$$i = \mathfrak{N}F(ne)(u_+ + u_-). \quad (177)$$

Wir kommen auf diese Gleichung bald zurück (§ 93).

Diese beiden Modellversuche treffen durchaus den Kern der Sache. Das bedarf angesichts scheinbar wesentlicher Abweichungen noch näherer Begründung:

1. In den Modellversuchen fehlen in der Luft ursprünglich die geladenen Träger. Sie werden erst von uns hereingebracht und von uns geladen. Man kann kurz von einer „unselbständigen“ Leitung sprechen. — Aber diese „Unselbständigkeit“ haben unsere Modellversuche mit zahlreichen Fällen der Elektrizitätsleitung in gasförmigen, flüssigen und festen Körpern gemeinsam. Viele dieser Körper leiten für sich allein nicht. Wir müssen erst Elektrizitätsträger in sie

hineinbringen und dadurch den Strom sowohl einleiten wie aufrecht erhalten. Die „selbständige“ Leitung, wie in Metalldrähten, ist durchaus nicht die Regel.

2. In den Modellversuchen ist die Wanderung der Träger mit dem unbewaffneten Auge zu sehen. — In Leitern ist dieser Fall zwar selten, er kommt aber ebenfalls vor.

3. In den Leitern wandern die Träger unter der Wirkung des Feldes. Das Feld übt eine Kraft auf sie aus [Abb. 106 und Gleichung (19)]. — Im Modellversuch erhalten die Träger ihre Geschwindigkeit unabhängig vom Felde, in den gewählten Beispielen durch unsere Hand.

Hier liegt ein tatsächlicher, aber auch durchaus nicht wesentlicher Unterschied vor. Die Bewegung der Träger unter der Wirkung des Feldes läßt sich auch im Modellversuch nachahmen. Man muß nur Träger kleiner Masse nehmen und die Störungen durch die Schwere ausschalten. Seifenblasen mit geeigneter Gasfüllung lassen das unschwer verwirklichen. Das lohnt aber nicht die Mühe, insbesondere mit Hinsicht auf die früheren Versuche in Abb. 107.

§ 92. Zwei Grundtatsachen des Leitungsvorganges hat man sich als ganz besonders wichtig einzuprägen.

1. Der Strommesser zeigt einen Strom keineswegs erst bei der Ankunft der Träger an den Elektroden, sondern schon während ihrer Bewegungen. Der Strommesser reagiert auf jede Änderung des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden, oder kurz auf jeden „Verschiebungsstrom“.

2. Für den Strommesser sind die beiden in Abb. 306 und 307 skizzierten Arten der Trägerbewegung gleichwertig.

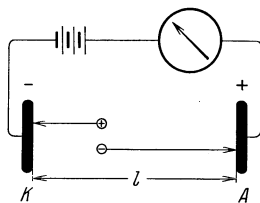


Abb. 306.

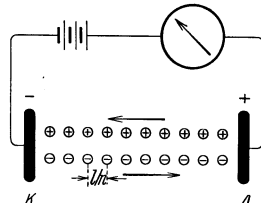


Abb. 307.

Abb. 306 und 307. Zwei verschiedene Arten des Leitungsvorganges.

In Abb. 306 legen die beiden Partner eines Trägerpaares mit ihren Ladungen $+q$ und $-q$ insgesamt eine Wegstrecke gleich dem Elektrodenabstand l zurück.

In Abb. 307 haben wir n Trägerpaare mit ihren Ladungen $+q$ und $-q$. Die positiven und negativen Partner bewegen sich als zwei Kolonnen entgegengesetzter Marschrichtung relativ zueinander nur um den kleinen Weg l/n , also nur den n -ten Teil des ganzen Elektrodenabstandes. Dadurch wird beiderseits je der vorderste Träger seines Partners beraubt und so mit seiner Ladung q der benachbarten Elektrode zugeführt. Diese Tatsache ist vor allem bei der Leitung in Flüssigkeiten zu beachten.

Soweit die Modellversuche. Wir wollen jetzt die Leitungsvorgänge in verschiedenen Körpern getrennt und im einzelnen behandeln. Die Beobachtungen sollen uns Aufschlüsse über Art, Zahl, Herkunft und Geschwindigkeit der Träger liefern.

§ 93. Unselbständige Leitung in Zimmerluft mit sichtbaren Elektrizitätsträgern. Zur Deutung des Ohmschen Gesetzes. Zimmerluft ist bei niedrigen elektrischen Feldstärken ein vorzüglicher Isolator. Das Feld unserer Kondensatoren in Luft hält sich stundenlang. Doch kann Luft gut unselbständig leiten. Man muß nur für den erforderlichen Bestand an Elektrizitätsträgern sorgen.

Im Paragraphen 91 benutzten wir Löffel als Elektrizitätsträger zwischen den Luftmolekülen. Diese Modellversuche waren vielleicht manchem zu grob. Wir wollen daher einen der beiden Versuche in einer verfeinerten Abart wiederholen. Denn wir müssen uns vom Wesen der unselbständigen Leitung ein wirklich anschaulich-klares Bild machen. Diesem Zweck dient die in Abb. 308 skizzierte Versuchsanordnung. Sie lehnt sich eng an die Abb. 305 an. Doch wird

statt des Plattenkondensators ein Zylinderkondensator benutzt. Diesen Kondensator kann man technisch bequem von Luft durchströmen lassen. Man beachte die trichterartig verjüngten Enden mit den Schlauchleitungen.

Das Wesentliche des Versuches ist die Beschaffung der Elektrizitätsträger. Sie bestehen aus elektrisch geladenen Staubpartikeln. Die positiven Träger bestehen beispielsweise aus Mennige, die negativen aus Schwefelblume. Die elektrische Aufladung erfolgt durch „Reibungselektroskopierung“: Beide Pulver werden von einem Luftstrahl durch die Metalldüse *D* eines Zerstäubers hindurchgetrieben. Die Berührung von Wänden und Rand der Düse führt zur Aufladung. Die mit den staubförmigen Elektrizitätsträgern beladene Luft durchströmt den Kondensator. Das Galvanometer zeigt einen überraschend konstanten Strom von etwa 10^{-8} Ampere. Vertauschung der Feldrichtung im Kondensator kehrt die Stromrichtung um.

Man läßt den Strom einige Minuten in gleicher Richtung fließen, z. B. wie in Abb. 308. Dann öffnet man den Kondensator. Man findet den inneren Zylinder, die Kathode, ganz gleichmäßig mit einer feinen Haut von Mennige bedeckt. Die Innenfläche des äußeren Zylinders, die Anode, ist in entsprechender

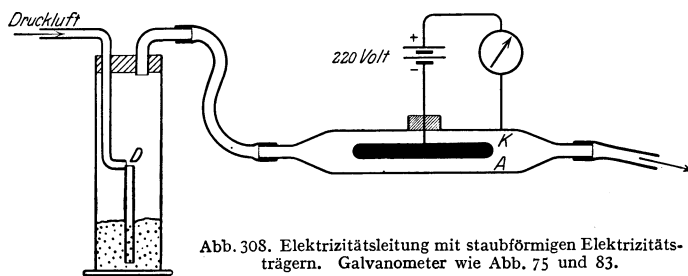


Abb. 308. Elektrizitätsleitung mit staubförmigen Elektrizitätsträgern. Galvanometer wie Abb. 75 und 83.

Weise mit Schwefel überzogen. Die Elektrizitätsträger sind nach Ablieferung ihrer Last, der Elektrizitätsatome, an den Feldgrenzen oder Elektroden hängengeblieben.

Wir haben, scherzhaft gesprochen, einen „galvanoplastischen Mennige- bzw. Schwefelüberzug“, entsprechend der Vernicklung usw. in der Elektrolyse (vgl. § 108).

Unter Abgabe der Ladungen verstehen wir bei negativen und positiven Trägern wahrscheinlich nur formal das gleiche. Der negative Träger gibt seine überzähligen Elektronen ab. Der positive entzieht wahrscheinlich der metallischen Elektrode Elektronen und ergänzt so seinen Elektronenbestand.

Das Ganze ist kein Modellversuch. Es ist eine echte, unselbständige Elektrizitätsleitung durch Luft, und zwar mit noch gut sichtbaren Trägern.

Der Versuch läßt den Mechanismus der unselbständigen Leitung noch weiter aufklären. Diesem Zwecke dient eine wichtige experimentelle Feststellung: man wiederholt den Versuch statt mit 220 Volt mit kleineren Spannungen. Man findet Strom und Spannung einander proportional. Es gilt unter den hier gewählten Bedingungen das Ohmsche Gesetz. Bisher kannten wir das Ohmsche Gesetz nur für metallische Leiter konstanter Temperatur (S. 9). Hier haben wir einen weiteren Sonderfall seiner Gültigkeit gefunden. Er ist für uns wichtig. Denn er führt uns zu einer plausiblen Deutung dieses einfachen Gesetzes.

Zur Vereinfachung der geometrischen Verhältnisse denken wir uns den Versuch mit den staubförmigen Elektrizitätsträgern mit dem Plattenkondensator der Abb. 305 ausgeführt. Die Zylinderform des Kondensators in Abb. 308 sollte ja nur die saubere Führung der staubhaltigen Luft erleichtern.

Der von den wandernden Staubträgern gebildete Strom ist nach Gleichung (177)

$$i = \mathfrak{N} F (n e) (u_+ + u_-) . \quad (177)$$

F = Fläche der Kondensatorplatten oder Elektroden, \mathfrak{N} = Trägerzahl/Volumen, $(n e)$ = Ladung der einzelnen Träger ($u_+ + u_-$) = Summe ihrer Geschwindigkeit.]

Ferner wird allgemein P/i als Widerstand definiert. Wir können daher schreiben

$$\frac{P}{i} = \frac{P}{\Re F(n\epsilon)(u_+ + u_-)} \quad (178)$$

oder mit der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E} = P/l$

$$\frac{P}{i} = \frac{l}{F} \cdot \frac{1}{\Re(n\epsilon)} \cdot \frac{\mathfrak{E}}{(u_+ + u_-)}. \quad (179)$$

Nun ist der Tatbestand des Ohmschen Gesetzes gegeben: die Stromleitung mit Staubträgern hat uns für das Verhältnis P/i einen konstanten Wert R ergeben. — Wie kann das nach Gleichung (179) zustande kommen?

Am einfachsten durch Erfüllung der nachfolgenden beiden Bedingungen:

A. $\Re(n\epsilon)$, das Verhältnis (Gesamtladung der Träger eines Vorzeichens) /Volumen, bleibt konstant, es wird durch das Feld und die Trägerwanderung nicht um einen merklichen Bruchteil geändert.

B. $\left(\frac{u_+ + u_-}{\mathfrak{E}}\right)$ bleibt konstant, die Geschwindigkeit der Träger stellt sich auf einen bestimmten, der Feldstärke \mathfrak{E} proportionalen Wert u ein. Es gilt $u = \mathfrak{E} v$. Dabei soll der Proportionalitätsfaktor v die „Beweglichkeit“ heißen. Die Beweglichkeit v ist also das Verhältnis der Trägergeschwindigkeit zur elektrischen Feldstärke.

Die Erfüllung der Bedingung A ist eine rein technische Frage: man hat nur die trägerhaltige Luft in genügender Menge und Geschwindigkeit durch den Kondensator zu blasen.

Wie steht es mit der Bedingung B? Das elektrische Feld wirkt auf die Träger dauernd mit der Kraft $K = (n\epsilon)\mathfrak{E}$ [Gleichung (19) von S. 38]. Wie kann trotzdem ihre Geschwindigkeit u konstant und der Feldstärke \mathfrak{E} proportional sein? — Die Antwort auf diese Doppelfrage ist uns aus der Mechanik (§ 43) geläufig:

Die Träger müssen sich in einem zähen, reibenden Mittel bewegen; die als Reibung bezeichnete Kraft muß proportional der Geschwindigkeit anwachsen. Man denke an verschieden schwere, aber gleich große, in Glycerin fallende Kugeln. Die Fallgeschwindigkeit ist (nach kurzer anfänglicher Beschleunigung!) konstant und dem Gewicht der Kugeln proportional. Wie in Glycerin gibt es auch in Luft eine innere Reibung. Man denke an die konstante Fallgeschwindigkeit kleiner Körper in Luft. Wir nennen Flaumfedern und vor allem Staubteilchen. Das Entsprechende gilt für die Bewegung unserer staubförmigen Elektrizitätsträger im luftgefüllten Kondensator. Nur ist die konstante Kraft hier nicht das Gewicht (das wir vernachlässigen können), sondern die Kraft $K = (n\epsilon)\mathfrak{E}$. Die Geschwindigkeit der Staubteilchenträger ist trotz der Kraft K konstant und K bzw. \mathfrak{E} proportional. Die Bedingung B ist erfüllt. Die Träger besitzen eine charakteristische „Beweglichkeit v “ (Mechanikband, § 162).

Wir wollen für spätere Zwecke die grundlegende Gleichung (177) gleich für den Sonderfall einer bestimmten Beweglichkeit v (s. oben unter B!) umschreiben. Wir erhalten

$$i = \frac{F}{l} \Re(n\epsilon) (v_+ + v_-) P \quad (180)$$

[das Produkt $\Re(n\epsilon)(v_+ + v_-)$ wird später Leitfähigkeit κ genannt werden]

oder

$$i = n(n\epsilon) (v_+ + v_-) \cdot P/l^2 \quad (181)$$

[n = Gesamtzahl der Träger eines Vorzeichens im Volumen $V = F \cdot l$; $\Re = n/V$; $(n\epsilon)$ = Ladung des einzelnen Trägers].

Wir fassen die Ergebnisse zusammen:

1. Wir können in Zimmerluft schon mit mikroskopisch gut sichtbaren Elektrizitätsträgern eine typische unselbständige Elektrizitätsleitung hervorrufen.

2. Wir können an ihr das Ohmsche Gesetz, die Proportionalität von Strom und Spannung, beobachten. Dazu haben wir nur die beiden unter A und B genannten Bedingungen zu erfüllen.

Die direkte mikroskopische Beobachtung gibt eine vorzügliche Ergänzung der Versuche. Man sieht die Träger in entgegengesetzten Richtungen das Feld durchwandern. Man vergegenwärtige sich das dazugehörige Feldlinienbild in Abb. 106. Die Geschwindigkeit der Träger hängt von der Größe und Ladung der Träger ab und ist daher für die einzelnen Träger verschieden groß. u_+ und u_- sollten in der Gleichung (177) von S. 148 nur Mittelwerte bedeuten. Man kann die Geschwindigkeiten der Träger mit der Stoppuhr messen, ihre Proportionalität mit der Feldstärke \mathcal{E} bestätigen. Subjektive Beobachtung gibt das ungemein fesselnde Bild am besten. Bei der Projektion stört leicht die Erwärmung der Luft durch die Lampe.

Die Technik benutzt den hier behandelten Fall unselbständiger Leitung in größtem Ausmaße. Sie reinigt auf diese Weise große Luftmassen von störendem Staube. Die benutzten Kondensatoren haben riesenhafte Dimensionen.

Die Beobachtung eines einzelnen staubförmigen Elektrizitätsträgers unter dem Mikroskop ist schon bekannt: Es ist der klassische Versuch zur Messung des elektrischen Elementarquantums $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden (§ 31).

§ 94. Unselbständige Leitung in Luft. Ionen als Elektrizitätsträger. Im vorigen Paragraphen waren die geladenen Pulverteilchen Elektrizitätsträger von mikroskopischer Sichtbarkeit. Nach dem uns jetzt schon mehr vertrauten Bilde der unselbständigen Leitung ist die Größe der Träger von recht untergeordneter Bedeutung. Man wird auch Träger unterhalb der dem Mikroskop gezogenen Grenze erwarten („Amikronen“). Als kleinste Elektrizitätsträger wird man zunächst einzelne Moleküle oder Atome in Betracht ziehen. Moleküle und Atome als Elektrizitätsträger nennt man Ionen. Negative Ionen haben Elektronen zuviel, positive zuwenig. Man vergleiche Abb. 309.



Abb. 309. Schematische Bilder von „Ionen“.

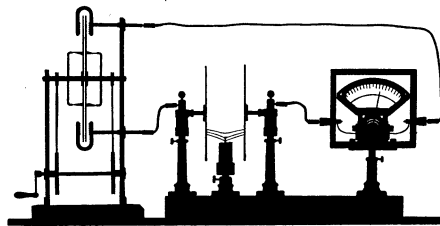


Abb. 310. Trägerleitung in Luft. Kerzenflamme als Ionenquelle, links Influenzmaschine. Schattenriß.

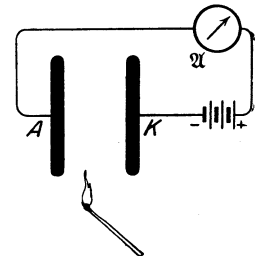


Abb. 311. Ein brennendes Streichholz als Ionisator. Galvanometer wie in Abb. 75 u. 78.

Wie bringt man Ionen in ein Gas herein, oder wie macht man aus den Molekülen eines Gases Ionen? — Es gibt viele Verfahren; wir nennen drei Beispiele:

1. Chemische Vorgänge bei hoher Temperatur. Die Abb. 311 zeigt ein brennendes Streichholz als Ionisator.

2. Röntgenlicht.

3. Die Strahlen der radioaktiven Substanzen.

Diese Ionisatoren lassen die Kenntnis der unselbständigen Gasleitung vertiefen. Der Mechanismus der Ionenbildung selbst kommt in § 141 zur Sprache. Mit einer Flamme als Ionenquelle¹⁾ zeigt der Leitungsvorgang noch ein sehr an-

¹⁾ OTTO VON GUERICKE näherte die Flaumfeder a seines „Schwebekondensators“ in Abb. 108 einer brennenden Kerze. Dabei entlud sich die Feder, flog zur geladenen Kugel, lud sich wieder auf, und das Spiel begann von neuem. 1733 übertrug DU FAY die Ladung von einem Körper auf einen mehrere Meter entfernten zweiten mittels einer zwischen beiden brennenden Flamme.

schauliches Verhalten. Im Schattenbild (Abb. 310) sieht man die heißen trägerhaltigen Gase zu den Elektroden strömen. Nach etwa einer Minute bemerkt man an der Ankunftsstelle auf der negativen Elektrode einen Rußfleck. Dort sind also Rußteilchen als Elektrizitätsträger angekommen und nach Abgabe ihrer Ladungslast hängen geblieben.

Ein weiterer Versuch zeigt eine nicht unbeträchtliche Lebensdauer der Ionen. In der Abb. 312 ist *AK* der übliche Plattenkondensator mit dem Strom-

messer \mathcal{A} . Rechts von ihm steht eine Bunsenflamme als Ionisator. Die gebildeten Ionen steigen mit der warmen Luft in die Höhe, erreichen also den Kondensator nicht. Wohl aber kann man sie mit einem seitlichen Luftstrom dem Ort ihrer Bestimmung zuführen. Ein kleiner Handventilator *V* tut es leicht. Auf dem Wege von der Flamme zum Kondensator bleibt also ein Teil der Ionen erhalten. Die Lebensdauer der Ionen muß also mindestens nach Zehntelsekunden zählen.

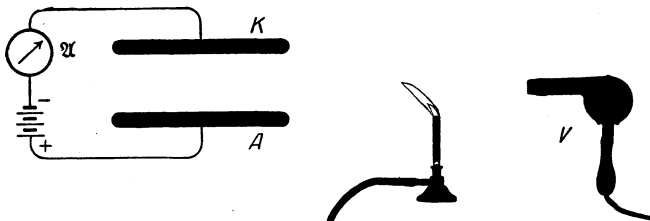


Abb. 312. Mitführung der von einer Bunsenflamme gebildeten Ionen durch den Luftstrom eines Ventilators. Galvanometer wie in Abb. 75 und 78.

Dies Ergebnis überrascht angesichts der gegenseitigen Anziehung der Ionen entgegengesetzter Vorzeichen. Für jedes Ionenpaar gilt doch das Feldlinienbild der Abb. 49 und 100, und die Träger entgegengesetzten Vorzeichens müssen sich paarweise zu neutralen Gebilden vereinigen.

Die „Wiedervereinigung“ läßt sich messend verfolgen. Dazu dient der in Abb. 313 dargestellte Apparat. Drei kleine Zylinderkondensatoren haben den äußeren Hohlzylinder gemeinsam. Die inneren Zylinder sind drei einzelne, mit Bernstein isolierte Drähte. Jeder von ihnen kann mit dem Zweifadenvoltmeter verbunden werden. In der Abb. 313 ist es der unterste. Unter dem senkrechten Hohlzylinder steht als Ionisator eine kleine Gasflamme. Die heißen Gase steigen durch den „Kamin“ in die Höhe.

In dem untersten der drei Kondensatoren stellen wir ein Feld durch kurze Berührung mit der städtischen Zentrale her. Es bricht innerhalb einer Sekunde zusammen. Im mittleren Kondensator hält sich ein Feld schon etliche Sekunden, im obersten etwa eine halbe Minute. — Die Mehrzahl geht schon in weniger als 0,1 Sekunde durch Wiedervereinigung verloren. Das berechnet man aus der Steiggeschwindigkeit der warmen Luft und dem Abstand der einzelnen Kondensatoren. Am oberen Ende des Kamines können nur noch sehr schwer bewegliche Elektrizitätsträger ankommen. Sie finden nach dem Fortfall der kleinen flinken Ionen nur noch selten Anschluß.

Die inneren Zylinder sind drei einzelne, mit Bernstein isolierte Drähte. Jeder von ihnen kann mit dem Zweifadenvoltmeter verbunden werden. In der Abb. 313 ist es der unterste. Unter dem senkrechten Hohlzylinder steht als Ionisator eine kleine Gasflamme. Die heißen Gase steigen durch den „Kamin“ in die Höhe.

In dem untersten der drei Kondensatoren stellen wir ein Feld durch kurze Berührung mit der städtischen Zentrale her. Es bricht innerhalb einer Sekunde zusammen. Im mittleren Kondensator hält sich ein Feld schon etliche Sekunden, im obersten etwa eine halbe Minute. — Die Mehrzahl geht schon in weniger als 0,1 Sekunde durch Wiedervereinigung verloren. Das berechnet man aus der Steiggeschwindigkeit der warmen Luft und dem Abstand der einzelnen Kondensatoren. Am oberen Ende des Kamines können nur noch sehr schwer bewegliche Elektrizitätsträger ankommen. Sie finden nach dem Fortfall der kleinen flinken Ionen nur noch selten Anschluß.

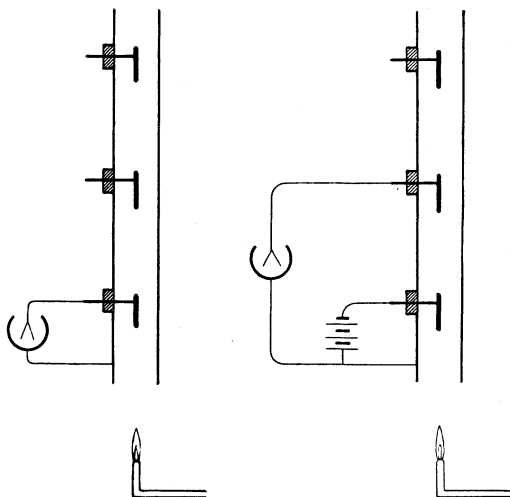


Abb. 313. Lebensdauer und Wiedervereinigung von Ionen.

Abb. 314. Beseitigung von Ionen durch ein elektrisches Feld.

Diese behändigen und daher lange lebenden Elektrizitätsträger können gelegentlich lästig werden. Eine im Zimmer brennende Bunsenflamme kann feine Messungen stören. Es gibt jedoch ein einfaches Hilfsmittel für ihre Beseitigung, nämlich ein elektrisches Feld. — Das zeigt der in Abb. 314 dargestellte Versuch. Im unteren Kondensator wird, etwa durch Verbindung mit der Zentrale, ein elektrisches Feld hergestellt. Dann erhält der mittlere und der obere Kondensator von der Flamme keine Ionen mehr.

§ 95. Unselbständige Ionenleitung in Zimmerluft. Ionenbeweglichkeit. Sättigungsstrom. Röntgenlicht ist ein sehr bequemer und wirksamer Ionisator. In Abb. 315 ist AK der übliche Plattenkondensator. Das Röntgenlicht fällt in Richtung der Pfeile ein. \mathcal{A} ist ein Drehspulgalvanometer, E die städtische Zentrale. Man beobachtet leicht Ströme der Größenordnung 10^{-8} Ampere. Im Röntgenlicht entstehen praktisch nur kleine Molekulationen. Das schließt man aus der Größe ihrer Geschwindigkeit im elektrischen Felde. Diese mißt man durch Vergleich mit der eines Luftstromes. Die Abb. 316 zeigt im Schema eine

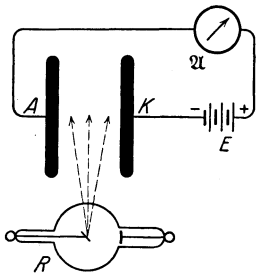


Abb. 315. Ionisierung von Zimmerluft durch Röntgenlicht. Galvanometer wie in Abb. 75 und 78.

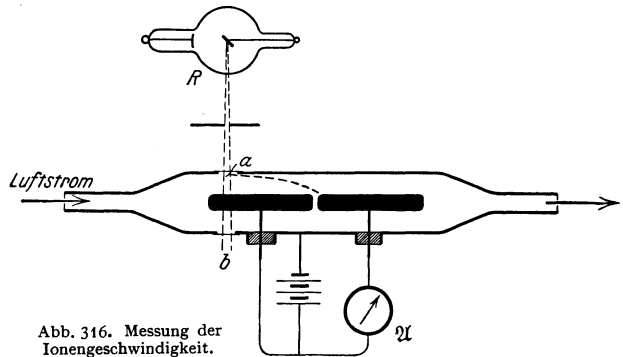


Abb. 316. Messung der Ionengeschwindigkeit.

der vielen technisch möglichen Ausführungsformen. Ein schmaler Streifen ab eines Rohres wird von Röntgenlicht durchsetzt. Ein Luftstrom bekannter Geschwindigkeit bläst die Ionen quer durch das Feld eines Zylinderkondensators. Die innere Zylinderelektrode ist unterteilt. Mit der rechten Hälfte ist ein Strommesser verbunden. Bei ruhender oder langsam strömender Luft enden die Bahnen aller negativen Ionen auf der linken Hälfte der Innenelektrode. Von einer bestimmten Luftgeschwindigkeit an erreichen die bei a , also an der Innenwand des Außenzylinders, gebildeten Ionen die rechte Hälfte der Innenelektrode. Ihr Weg ist gestrichelt angedeutet. Der Strommesser \mathcal{A} zeigt ihre Ankunft durch einen Ausschlag an.

Mit derartigen Messungen findet man die Geschwindigkeit u der Ionen der Feldstärke \mathcal{E} proportional. Es gilt $u = \mathcal{E}v$. Der Proportionalitätsfaktor v heißt nach § 93 die Beweglichkeit der Ionen. Man findet in Zimmerluft die Beweglichkeit v_- der negativen Ionen $= 1,89 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m/sek}}{\text{Volt/m}} \left(= 1,89 \frac{\text{cm/sek}}{\text{Volt/cm}} \right)$ und die der positiven $v_+ = 1,37 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m/sek}}{\text{Volt/m}} \left(= 1,37 \frac{\text{cm/sek}}{\text{Volt/cm}} \right)$. Für andere Gase gleichen Druckes ergeben sich ähnliche Werte.

In unserem Plattenkondensator der Abb. 315 hatten wir bei dem Versuch eine Feldstärke \mathcal{E} von etwa 5000 Volt/m. Also liefen die Ionen immerhin mit fast 1 m/sek Geschwindigkeit durch das Gewimmel der Luftmoleküle hindurch.

Die Beweglichkeit eines Ions wird durch seinen Durchmesser und die innere Reibung der Luft bestimmt. Nach einer einfachen Rechnung besitzen die von Röntgenlicht gebildeten Ionen die Größenordnung von Molekülen. —

Wir kennen bisher nur eine Art des Zusammenhanges von Strom und Spannung: die Proportionalität beider. Sie bildet den Inhalt des Ohmschen Gesetzes. Das Ohmsche Gesetz gilt aber, wie häufig betont, nur in Sonderfällen. Oft ist von seiner Gültigkeit keine Rede. Ein typisches Beispiel dieser Art soll jetzt gezeigt werden.

Wir nehmen wieder die Anordnung der Abb. 315, benutzen aber als Stromquelle eine Batterie variabler Spannung. Die Abb. 317 gibt den mit dieser Anordnung gefundenen Zusammenhang von Strom i und Spannung P . Anfänglich steigt der Strom proportional der Spannung. Es gilt das Ohmsche Gesetz $P/i = \text{const.}$ Bei weiterer Spannungserhöhung steigt der Strom weniger als proportional. Schließlich wird er konstant, unabhängig von der zwischen den Elektroden herrschenden Spannung. Dieser konstante Höchstwert heißt der Sättigungsstrom.

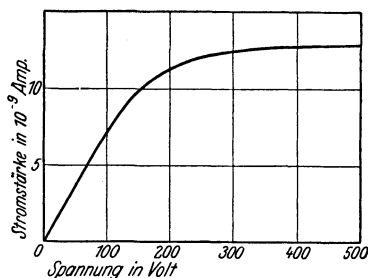


Abb. 317. Sättigungsstrom.

Zur Deutung dieser Stromspannungskurve knüpft man wieder an die Grundgleichung des Leitungsstromes an, an Gleichung (177):

$$i = F \cdot \mathfrak{N}(ne)(u_+ + u_-).$$

Die Trägergeschwindigkeit u ist auch für die durch Röntgenlicht gebildeten Ionen der Feldstärke \mathfrak{E} und somit der Spannung $P = \mathfrak{E} \cdot l$ proportional ($l =$ Elektrodenabstand). Das wissen wir aus § 93. Die Ionen haben eine bestimmte Beweglichkeit v . Wir können daher die Gleichung (180) benutzen. Sie lautet:

$$i = \frac{F}{l} \cdot \mathfrak{N}(ne) \cdot (v_+ + v_-) \cdot P. \tag{180}$$

F , l , und v sind konstant. Der experimentell gefundene Zusammenhang von Strom i und Spannung P , also die „Sättigungskurve“ der Abb. 317, läßt daher nur eine Deutung zu: Die Größe $\mathfrak{N}(ne)$, also das Verhältnis Ionenladung/Luftvolumen, muß bei höheren Spannungen abnehmen.

Den Grund dieser Abhängigkeit kann man sich unschwer klarmachen. Das Röntgenlicht erzeugt innerhalb des Kondensators in jeder Sekunde die gleiche Ionenzahl. Daher müßte \mathfrak{N} , das Verhältnis Ionenzahl/Volumen, im feldfreien Kondensator dauernd wachsen. Doch wirkt die Wiedervereinigung der Ionenbildung entgegen. Daher stellt sich \mathfrak{N} auf einen stationären Gleichgewichtswert ein.

Erklärung: Im Felde wandert bei niedrigen Spannungen ein kleiner Teil der pro Sekunde gebildeten Ionen zu den Elektroden. Diese geordnete Wanderung setzt die Ionenverluste durch „Wiedervereinigung“ herab. Dadurch werden die Verluste durch „Abwanderung“ zum größten Teil wettgemacht. \mathfrak{N} , das Verhältnis Ionenzahl/Volumen, kann also trotz der Abwanderung im Felde noch praktisch konstant bleiben. Also sind nach Gleichung (180) i und P einander proportional, für kleine Spannungen gilt auch in Abb. 317 das Ohmsche Gesetz als gute Annäherung.

Bei gesteigerter Spannung gewinnt bald der Verlust durch Abwanderung an die Elektroden die Oberhand. \mathfrak{N} wird kleiner und kleiner. Der Strom i nähert sich asymptotisch seinem Höchst- oder Sättigungswert.

Die Sättigungsströme in ionisierten Gasen spielen meßtechnisch eine große Rolle. Oft ist die Gesamtmenge der beispielsweise von Röntgenlicht pro Sekunde gebildeten Ionen zu messen. Sie ist ein relatives Maß für die Strahlungsstärke (Watt/Raumwinkel) des betreffenden Röntgenlichtes. Solche Messungen haben

nur bei Sättigungsstrom Sinn. Nur beim Sättigungsstrom erfaßt man alle pro Sekunde gebildeten Ionen ohne Wiedervereinigungsverluste auf ihrer Bahn.

Zum Schluß noch ein Wort über die spontane Elektrizitätsleitung in Luft. Wir haben die Luft bisher als einen nahezu idealen Isolator betrachtet. Das ist auch vollständig berechtigt. Ohne äußere Zufuhr und ohne ionisierende Strahlungen usw. enthält Luft nur eine verschwindende Trägerzahl. Unter den rund $3 \cdot 10^{19}$ Molekülen eines Kubikzentimeters Zimmerluft befinden sich nur etwa tausend Ionen. Dieser Ionenbestand wird durch eine „spontane“ Ionisation aufrechterhalten. Es werden pro Sekunde in Zimmerluft etwa 10 Ionenpaare pro Kubikzentimeter gebildet. Wiedervereinigung, Diffusion zu den Wänden und stets vorhandene elektrische Felder begrenzen den Bestand trotz der ständigen Nachbildung.

Zur Messung von \mathfrak{N} , des Verhältnisses Ionenzahl/Volumen, muß man kleine Spannungen benutzen und im Gültigkeitsbereich des Ohmschen Gesetzes bleiben. Dann läßt sich \mathfrak{N} aus Gleichung (180) von S. 149 berechnen. (n für Luftionen = 1, F = Kondensatorplattenfläche, P die benutzte Spannung und die Ionenbeweglichkeiten nach S. 152 bekannt.)

Zum Nachweis der Ionenbildung pro Sekunde dient der Sättigungsstrom i_s . Er erfaßt verlustlos alle je Sekunde im Kondensatorvolumen $F l$ gebildeten Ionen. $i_s/F l e$ gibt die Zahl der je Sekunde in der Volumeneinheit gebildeten Ionen.

Die spontane Ionisation der Luft rührt zu großem Teile von der Elektronenabspaltung durch die Strahlung radioaktiver Substanzen her. Diese fehlen nirgends auf dem Festlande. Ein Teil der Strahlung ist kosmischen Ursprungs, auf ihn entfallen am Erdboden etwa zwei von den 10 in jeder Sekunde im Kubikzentimeter gebildeten Ionenpaaren. (Durchdringende Höhenstrahlung, möglichenfalls dem Fixsternsystem entstammend.)

Das in den §§ 93–95 über die unselbständige Leitung der Zimmerluft Gesagte mag genügen. Es gilt qualitativ ebenso für die anderen Gase, bei Edelgasen allerdings erst bei einem Druck von etlichen Atmosphären.

§ 96. Unselbständige Elektrizitätsleitung im Hochvakuum. Die unselbständige Elektrizitätsleitung in Gasen von hohem Druck, z. B. in Zimmerluft,

zeigt sehr einfache Verhältnisse: vom elektrischen Felde gezogen, wandern die Elektrizitätsträger durch das Gewühl der Gasmoleküle hindurch. Sie überwinden die innere Reibung des Gases. Ihre Geschwindigkeit u ist der Feldstärke \mathcal{E} proportional.

Wir wenden uns jetzt einem zweiten, durch große Übersichtlichkeit ausgezeichneten Falle zu: der unselbständigen Elektrizitätsleitung im Hochvakuum. Damit gelangen wir auf einfachstem Wege zu einer ganz fundamentalen Aussage über die Natur des Elektrons, des negativen Elektrizitätsatoms.

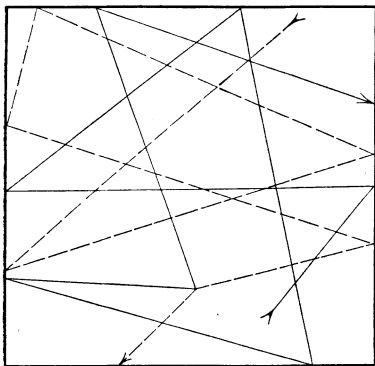


Abb. 318. Bahn zweier Moleküle im Hochvakuum.

Zur Erläuterung des Fachausdruckes Hochvakuum dient die Skizze der Abb. 318. Sie ist, wieder bildlich gesprochen, eine Zeitaufnahme von etwa 10^{-3} sek Belichtungsdauer. Sie zeigt uns lediglich die Bahn von 2 Molekülen. Die freie Weglänge ist groß gegen die Gefäßdimensionen geworden. Es gibt praktisch keine Zusammenstöße der Moleküle mehr mit ihresgleichen, sondern nur noch mit den Wänden. Moderne, mit Hg-Dampf betriebene Pumpen lassen die Gasdichte unschwer auf den 10^9 Teil ihres normalen Wertes erniedrigen. Immerhin schwirren auch dann noch in jedem Kubikzentimeter rund 10^{10} Moleküle herum. Die Bahngeschwindigkeit der Moleküle ist auch jetzt nur von der Temperatur bestimmt, bei Luft von Zimmertemperatur also rund 500 m/sek.

Im Hochvakuum fehlen an sich jegliche Elektrizitätsträger. Das Hochvakuum stellt in diesem Sinne den allerbesten Isolator dar. Die Elektrizitätsträger müssen also von außen in das Hochvakuum hineingebracht werden. Aus einer Reihe verschiedener Verfahren ist das Glühen der negativen Kondensatorplatte, der „negativen Elektrode“ oder „Kathode“, das einfachste. Dann „dampfen“ aus ihr Elektronen heraus. Als Kathode benutzt man meistens einen elektrisch geheizten Wolframdraht (Abb. 319). A ist die zweite Begrenzung des elektrischen Feldes, die „positive Elektrode“ oder „Anode“. Das Ampere-meter zeigt einen Strom von beispielsweise etlichen Milliampere. Er verschwindet bei Umkehr der Feldrichtung. Also treten tatsächlich aus dem Glühdraht nur negative Elektrizitätsatome aus. Das Rohr wirkt als „Gleichrichter“.

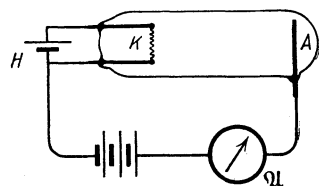


Abb. 319. Elektronenstrom aus einer Glühkathode. Technisch kann man pro Watt Heizleistung aus glühenden Wolframkathoden Elektronenströme bis zu $5 \cdot 10^{-2}$ Ampere/cm² Kathodenoberfläche erhalten. Durch Auftragen von Bariumoxyd mit einem stöchiometrischen Überschuß von Bariummetall läßt sich die Elektronenausbeute pro Watt Heizleistung bis zu 0,2 Ampere/cm² erhöhen.

Nach ihrem Austritt aus dem Glühdraht werden die Elektronen vom elektrischen Felde gefaßt. Der vom Strommesser angezeigte Strom erreicht bereits bei niedrigen Spannungen einen Sättigungswert. Folglich müssen schon bei niedrigen Spannungen sämtliche Elektronen die Anode erreichen.

Das elektrische Feld wirkt auf ein Elektron der Ladung e nach Gleichung (19) von S. 38 mit der Kraft $K = e\mathcal{E}$. Bei hohem Gasdruck wurden die Elektrizitätsträger durch die innere Reibung des Gases gebremst. Sie hatten eine bestimmte „Beweglichkeit“ v . Ihre Geschwindigkeit stellte sich auf einen bestimmten Wert u ein, und dieser war der jeweiligen Feldstärke proportional. Es galt $u = \mathcal{E}v$. Ganz anders im Hochvakuum. Im Hochvakuum fehlt die Reibung. Infolgedessen werden die Elektronen nach der Grundgleichung der Mechanik dauernd beschleunigt, ihre Geschwindigkeit wächst dauernd. Sie „fallen“ durch das elektrische Feld hindurch. Sie erhalten dabei eine kinetische Energie $\frac{1}{2}mu^2$. Mit dieser prasseln sie gegen die gegenüberliegende Elektrode, die Anode (Abb. 319). In kurzer Zeit gerät die Anode unter dem Anprall der unsichtbaren Träger in helle Glut (P etwa = 800 Volt).

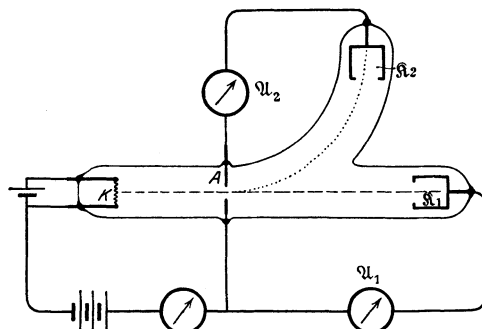


Abb. 320. Geradlinige Flugbahn der unsichtbaren Kathodenstrahlen und ihre Kreisbahn in einem Magnetfeld. Das Magnetfeld steht rechts von A senkrecht zur Papierebene, auf den Beschauer hin gerichtet.

In der Fortführung der Versuche durchbohren wir die Anode (Abb. 320). Dann fliegen die Elektronen durch das Loch hindurch. Sie fliegen — und zwar nunmehr mit konstanter Geschwindigkeit — geradlinig bis zum nächsten Hindernis, z. B. dem hohlen Kasten \mathfrak{R}_1 . Einen solchen Schwarm geschoßartig dahinfliegender Elektronen nennt man Kathodenstrahlen. Kathodenstrahlen sind völlig unsichtbar. Als Indikator dient uns der Ausschlag des zwischen A und \mathfrak{R}_1 eingeschalteten Amperemeters \mathfrak{A}_1 . Dabei ist zwischen A und \mathfrak{R}_1 nicht etwa durch eine Stromquelle ein elektrisches Feld erzeugt. Die Elektronen fliegen vielmehr mit ihrer mitgebrachten Geschwindigkeit dahin.

Die Benutzung des hohlen Kastens statt einer Platte hat folgenden Grund: Kathodenstrahlen ionisieren beim Aufprall auf feste Körper die oberflächlichen Molekülschichten. Dabei werden Elektronen abgespalten. Diese fliegen als langsame Kathodenstrahlen diffus

nach allen Richtungen als sog. „sekundäre“ hinaus. Ihre Zahl kann die der primären über-
treffen. Dann kehrt sich das Ladungsvorzeichen von \mathfrak{R}_1 um. Das verhindert man beim
Auffangen der primären Strahlen mit einem Hohlraum.

Dieser Kathodenstrahl, also dieser Schwarm gerichtet fliegender Elektronen,
muß wie jede bewegte Ladung ein Magnetfeld haben. Er muß durch andere
Magnetfelder abgelenkt werden. Der experimentelle Nachweis ist ebenfalls in
der Abb. 320 skizziert worden. Die Kathodenstrahlen werden senkrecht zu ihrer
Flugrichtung und senkrecht zu den magnetischen Feldlinien abgelenkt. Sie
treffen nicht mehr auf den Kasten \mathfrak{R}_1 , sondern auf den seitlich angebrachten
Kasten \mathfrak{R}_2 , und dadurch zeigt das Amperemeter \mathfrak{A}_2 einen Strom an.

So weit die qualitativen Beobachtungen an diesen völlig unsichtbaren Ka-
thodenstrahlen. Sind es wirklich, wie behauptet, Elektronen, also Atome der
negativen Elektrizität, frei für sich allein? Oder werden sie doch von chemischen
Molekülen bzw. Atomen getragen? Zur Beantwortung dieser Frage hat man m ,
die Masse des einzelnen Kathodenstrahlteilchens, zu ermitteln. Das geschieht in
§ 97.

**§ 97. Das Atomgewicht des Elektrons nach Beobachtungen an Katho-
denstrahlen.** In Abb. 320 beschleunigt das elektrische Feld die Elektronen
zwischen den Elektroden K und A . Es erteilt jedem einzelnen die kinetische
Energie $\frac{1}{2} m u^2$. Dabei hat das elektrische Feld eine Arbeit zu leisten. Diese
berechnet sich nach Gleichung (20) von S. 38 im elektrischen Maße zu
 $e \cdot P$ Wattsekunden. Also

$$\frac{1}{2} m u^2 = e \cdot P \text{ Wattsekunden} \quad (182)$$

(e = Elektronenladung = $1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden; P = Spannung zwischen K und A).

In dieser Gleichung stecken zwei Unbekannte: m , die Masse, und u , die Ge-
schwindigkeit des einzelnen Elektrons. Man braucht daher noch eine zweite
Gleichung. Diese gewinnt man durch die magnetische Ablenkung des Katho-
denstrahles in dem von elektrischen Feldern freien Raume zwischen A und \mathfrak{R}_2 .

Auf ein Elektron der Ladung e und der Geschwindigkeit u wirkt nach Gleichung (94) von S. 87 die Kraft

$$K = \mathfrak{B} u e. \quad (94)$$

Diese Kraft zwingt als Radialkraft das Elektron in eine Kreisbahn vom Radius r .
Es gilt die aus der Mechanik bekannte Gleichung für die Radialkraft

$$K = \frac{m u^2}{r}. \quad (183)$$

Gleichung (94) und (183) zusammengefaßt geben die zweite, m und u enthaltende
Gleichung, nämlich

$$\mathfrak{B} \cdot r = \frac{m}{e} \cdot u. \quad (184)$$

(\mathfrak{B} in Voltsek./m²; r in Meter; m in kg-Masse; u in m/sek.; $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden).

Zur Bestimmung von m und u nach Gleichung (182) und (184) ist also nur zweierlei
erforderlich:

1. Beschleunigung der Elektronen durch eine bekannte Spannung P ,
2. Ausmessung ihres Bahnkrümmungsradius r in einem Magnetfelde der be-
kannten Kraftflußdichte \mathfrak{B} . Messungen dieser Art führen zu folgender Tabelle
(S. 157).

m_{H} , die Masse eines H-Atomes, beträgt nach den Ergebnissen der kinetischen
Gastheorie $1,65 \cdot 10^{-27}$ kg. Die Masse des Elektrons ist also 1830mal so klein.

Man rechnet die Massen der verschiedenen chemischen Atome im allgemeinen
nicht in Kilogramm, sondern in Vielfachen der Masse des H-Atomes. Diese relativen,
auf H = 1¹⁾ bezogenen Atommassen nennt man nach einem alten Sprachgebrauch

¹⁾ Genauer O = 16 und H = 1,008.

Tabelle 5.

Beschleunigende Spannung P in Volt	Zur Krümmung auf eine Kreisbahn von 1 m Radius erforderliche magnetische Kraftflußdichte \mathfrak{B} in Voltsek./m ² oder Produkt $\mathfrak{B}r$ der Gleichung (184) in Voltsek./m	Geschwindigkeit der Elektronen u		Verhältnis von Ladung e zur Masse m des Elektrons, e/m , in Ampere-sekunden/Kilogramm	Masse eines Elektrons in Kilogramm
		in m/sek	in Bruchteilen β der Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8$ m/sek		
10^2	$34 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^6$	2 %	$1,76 \cdot 10^{11}$	$9,1 \cdot 10^{-31}$
10^3	$106 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^7$	6,3 %	$1,76 \cdot 10^{11}$	$9,1 \cdot 10^{-31}$
10^4	$340 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^7$	20 %	$1,72 \cdot 10^{11}$	$9,3 \cdot 10^{-31}$
$4 \cdot 10^4$	$695 \cdot 10^{-6}$	$12 \cdot 10^7$	40 %	$1,71 \cdot 10^{11}$	$9,9 \cdot 10^{-31}$

Atomgewicht (obwohl Gewicht eine Kraft und keine Masse bezeichnet). In diesem Sprachgebrauch hat also das Elektron das Atomgewicht $\frac{1}{1830}$. Es steht als weit-aus leichtestes Element an der Spitze der Atomtabellen.

Das uns zunächst wichtige Ergebnis dieses Paragraphen lautet: Bei Leitungsvorgängen können negative Elektrizitätsatome, also Elektronen, auch frei, nicht getragen von irgendwelchen Elektrizitätsträgern, das elektrische Feld durchlaufen.

§ 98. Anwendungen der unselbständigen Elektronenleitung des Hochvakuums. Die in § 97 behandelten Erscheinungen sind für die Kenntnis der Elektrizitätsatome von grundlegender Bedeutung. Daneben gewinnt ihre technische Anwendung dauernd an Wichtigkeit. Wir bringen nur drei Beispiele.

1. Die Hochvakuum-Röntgenlampe. Röntgenlicht entsteht beim Aufprall schneller Elektronen auf Hindernisse, insbesondere Metalle von hohem Atomgewicht. Die Abb. 321 gibt einen schematischen Längsschnitt durch eine derartige Röntgenlampe. Bei K befindet sich die Elektronenquelle, ein von einer Batterie geheizter Wolframdraht. A ist die positive Elektrode, hier meist Antikathode genannt. Es ist ein Block aus Wolfram oder Tantal. A und K werden mit einer Stromquelle hoher Spannung verbunden. Man geht zur Zeit bis zu 250 000 Volt. Das Röntgenlicht entsteht an der Auftreffstelle der Elektronen, dem „Brennfleck“. Außer dem unsichtbaren Röntgenlicht entsteht im Brennfleck auch etwas langwelliges, sichtbares Licht. Meist wird es durch die helle Glut der von den Elektronen bombardierten Antikathode überstrahlt.

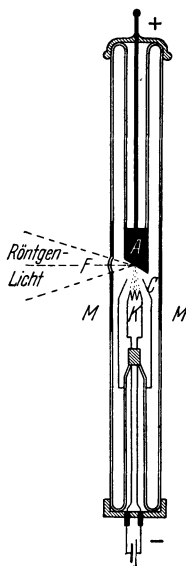


Abb. 321. Röntgenrohr mit Glühkathode. Der Hohlkegel C dient zur Vereinigung der Elektronen in einem Brennfleck auf der Antikathode A . M = Metallrohr, F = Glasfenster.

Zum Nachweis des Röntgenlichtes dienen Schirme mit Überzügen aus fluoreszenzfähigen Stoffen, meist Pt- oder Zn-haltigen Salzen. Sie leuchten unter der Einwirkung des Röntgenlichtes grünlich oder bläulich-weiß.

Eine Änderung der Glühdrahttemperatur ändert die Zahl der Elektronen und damit die Strahlungsstärke des Röntgenlichtes. Mit der Spannung P zwischen K und A variiert man die Elektronengeschwindigkeit und damit die Durchdringungsfähigkeit des Röntgenlichtes. Die Handknochen werden auf dem Leuchtschirm bei Spannungen von etwa $4 \cdot 10^4$ Volt sichtbar. — Alles weitere im Optikbände.

2. Das Dreielektrodenrohr. (Der trägheitslose Elektronenschalter.) Die Änderung elektrischer Stromstärken ist eine bei zahllosen physikalischen und technischen Fragen gleich wichtige Aufgabe. Man benutzt dabei

ganz allgemein Schaltorgane mit beweglichen Kontakten. Diese Vorrichtungen besitzen jedoch in allen Ausführungsformen eine mehr oder minder große mechanische Trägheit. Am kleinsten war diese bisher bei den „Mikrophonen“. Es sind Kontakte zwischen Kohlenplatten und -körnern. Diese reagieren schon auf winzige Abstandsänderungen mit großen Widerstandsänderungen (§ 131). Es genügen schon die mechanischen Schwingungen der Platte unter der Einwirkung einer menschlichen Stimme. Darauf beruht die bekannte Verwendung des Mikrophons als Steuerorgan im Fernsprechbetrieb.

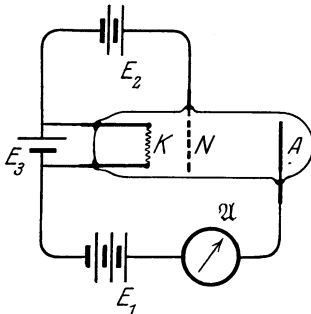


Abb. 322. Dreielektrodenrohr.

Aber auch dem Mikrophon sind enge Grenzen gezogen. Es versagt wie alle anderen mechanischen Schaltorgane im Gebiet hoher Frequenzen, etwa von $n = 5000/\text{sek}$ aufwärts. Durch die unselbständige Elektrizitätsleitung im Hochvakuum ist hier ein grundsätzlicher Fortschritt erzielt worden. Man kann heute beliebige Steuerorgane für elektrische Ströme frei von mechanischen Trägheit bauen. Ihre einfachste Ausführungsform ist das sog. Dreielektrodenrohr. Es ist in Abb. 322 dargestellt. K ist die Glühkathode, A die Anode. Zwischen beiden steht das „Steuernetz“ N . Die Technik gestaltet N und A meist als Hohlzylinder aus und umfaßt mit beiden die Kathode. Im Betriebe schließen Stromquelle E_1 und Amperemeter \mathcal{Q} den Stromkreis.

Eine nennenswerte negative Ladung des Netzes verhindert den Durchtritt der Elektronen. Diese „fallen“ auf den Glühdraht zurück. Die Abb. 323 zeigt die Kennlinie eines Dreielektrodenrohres. Die Abszisse ist die Spannung zwischen Netz und Glühdraht. Sie kann z. B. von der Batterie E_2 in Abb. 322 herrühren. i ist die vom Amperemeter \mathcal{Q} angezeigte Stromstärke. Die Spannung ϕ zwischen Gitter und Kathode „steuert“ die Stromstärke i des Kreises: negative Aufladung des Gitters vermindert, positive erhöht die Stromstärke i .

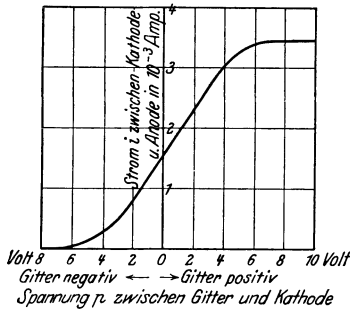


Abb. 323. Charakteristik eines Dreielektrodenrohres.

Die Zahlenwerte der Abb. 323 beziehen sich lediglich auf eine bestimmte technische Ausführungsform. Die Spannung P zwischen Kathode und Anode ist zu 60 Volt angenommen. Kleinere Spannungen sowie engere Netzmaschen verschieben die Kurve nach rechts. — Es werden heute Dreielektrodenrohre mit quantitativ sehr verschiedenen Kennlinien angefertigt.

Zur Kennzeichnung der Rohre bezeichnet man die Spannung zwischen Kathode und Gitter als P_G , zwischen Kathode und Anode als P_A , den die Anode durchfließenden Strom als i_A . Dann definiert man drei Größen: 1. die Steilheit $S = \left(\frac{\partial i_A}{\partial P_G}\right)_{P_A = \text{const}}$, 2. Durchgriff $D = \left(\frac{\partial P_G}{\partial P_A}\right)_{i_A = \text{const}}$, 3. innerer Widerstand $R_i = \left(\frac{\partial P_A}{\partial i_A}\right)_{P_G = \text{const}}$. Somit gilt $S \cdot D \cdot R_i = 1$.

Bei ungeladenem Gitter gehen in unserem Beispiel etwa 46% der Elektronen durch das Gitter hindurch. Bei positiver Aufladung und einer Spannung $\phi = 8$ Volt erreicht der Strom i seinen Höchstwert. Hohe negative Aufladung des Gitters ($\phi =$ größer als 6,5 Volt) unterbricht den Stromkreis. Man kann daher das Dreielektrodenrohr auch kurz als „trägheitslosen Elektronenschalter“ bezeichnen. Doch umfaßt dieser Name nicht die ganze Leistungsfähigkeit des Rohres als eines fein abstufbaren Steuerorganes.

Der Elektronenschalter ist ein unentbehrliches Hilfsmittel der modernen Nachrichtenübermittlungstechnik. Unter anderem hat er endlich den Bau eines

brauchbaren Stromverstärkers für den Fernsprechbetrieb („Lautverstärker“) ermöglicht. Die kleinen, über die Fernleitungen ankommenden Spannungsschwankungen p steuern kräftige Ströme für den Fernhörer der Empfangsstation. (Man denke sich \mathcal{H} als Fernhörer.) Daneben gewinnt er in der Meßtechnik dauernd an Bedeutung. Die äußere Form des Dreielektrodenrohres und seine Verwendung für Sonderzwecke stammt von DE FOREST (1906). Seine vielseitige Ausgestaltung und Anwendung ist eine anonyme Leistung der Technik.

3. Abbildung mit Elektronenstrahlen. Alle in bezug auf eine Längsachse symmetrischen elektrischen und magnetischen Felder können für Elektronenstrahlen wie eine Linse wirken. Sie vermögen die von einem achsennahen

„Dingpunkt“ ausgehenden Elektronenstrahlen in einem „Bildpunkt“ zu vereinigen. Diese Elektronenlinsen wirken grundsätzlich ebenso wie in der Optik die Linsen mit planen Endflächen und radialsymmetrischem Brechungsgefälle (Optik, Abb. 383). Man kann sie z. B. zum Bau von „Elektronenmikroskopen“ benutzen (Optik, § 168). Die Abb. 324 gibt je zwei Beispiele für elektrische und magnetische Elektronenlinsen. Die elektrischen Linsen bestehen aus konzentrischen Hohlzylindern (a) oder aus konzentrisch angeordneten Kreisringscheiben (b). Für den ersten Fall sind einige Feldlinien schematisch skizziert. — Bei den magnetischen Linsen (c und d) fliegen die Elektronen auf ihrem Wege vom Dingpunkt zum Bildpunkt auf einer räumlichen Schraubenbahn. Diese wird von einer Art Doppelkegel umhüllt. Die Schnittlinien des Kegelmantels mit der Papierebene sind für die eine Linse (c) skizziert.

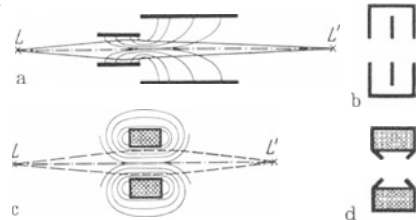


Abb. 324. Je zwei Beispiele elektrischer und magnetischer Linsen.

§ 99. Selbständige Leitung in Gasen und Dämpfen von niedrigem Druck.

Die unselbständige Leitung der Gase und Dämpfe bei hohem Druck und die unselbständige Leitung im Hochvakuum sind durch große Übersichtlichkeit ausgezeichnet. Darum sind sie in den §§ 93—98 vorangestellt worden. Historisch haben sie keineswegs den Ausgangspunkt für die Aufklärung des Leitungsmechanismus gebildet. Die buntleuchtenden Formen der Leitung in Gasen haben zuerst die Aufmerksamkeit der Beobachter erregt. Wir nennen den Funken (Blitz), das Büschellicht (Elmsfeuer), den Lichtbogen und die Leichterscheinungen in Glasgefäßen mit verdünnten Gasen (FRANCIS HAUKS BEE, 1706).

In allen genannten Fällen setzt die Leitung selbständig ein. Die Elektrizitätsträger entstehen ohne unser Zutun innerhalb des elektrischen Feldes. Es handelt sich überwiegend um sehr kleine Elektrizitätsträger, um Ionen. Überdies beteiligen sich viele freie Elektronen an der Wanderung. Das ist zunächst eine Behauptung. Die experimentelle Begründung folgt weiter unten. Die Vorgänge sind im einzelnen recht verwickelt und teilweise nur in großen Zügen aufgeklärt. Trotzdem ist bei der praktischen Wichtigkeit der genannten Erscheinungen ein kurzer Überblick unerlässlich. Wir beginnen in diesem Paragraphen mit der Elektrizitätsleitung durch verdünnte Gase, und zwar der als Glimmstrom bezeichneten Form des Leitungsvorganges.

Die Abb. 325 zeigt ein zylindrisches Glasrohr, A und K sind zwei Kondensatorplatten oder Elektroden. Sie stehen mit einer Stromquelle von etlichen hundert Volt Spannung in Verbindung. Das Rohr p führt zu irgendeiner der handelsüblichen Luftpumpen. Der Luftdruck werde zuerst auf einen Druck von zirka 0,2 mm Hg erniedrigt. Dann füllt sich das Rohr zwischen A und K mit einer charakteristischen Lichterscheinung.

Unmittelbar auf der Kathodenfläche K sitzt eine schwach rosa leuchtende Glimmhaut. Es folgen der erste Dunkelraum D_1 , das violette Glimmlicht mit scharfer Grenze gegen den breiten zweiten Dunkelraum D_2 . Den Rest des Rohres bis zur Anode füllt die rote positive Säule. Oft zeigt sie eine auffällige Schichtung heller und dunkler Abschnitte.

Hinter den durchbohrten Elektroden sieht man schwach leuchtende Strahlenbündel 3 und 1 . Sie entstehen beim Durchgang der Kathodenstrahlen und der

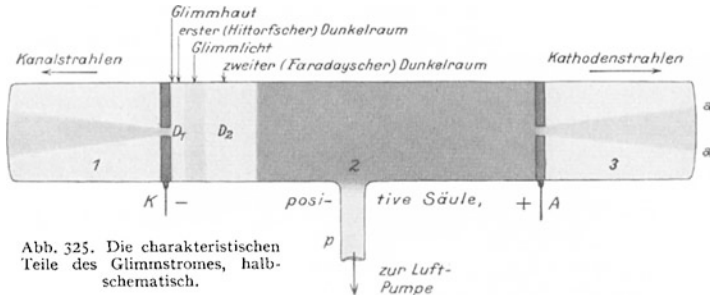


Abb. 325. Die charakteristischen Teile des Glimmstromes, halb-schematisch.

Kanalstrahlen (siehe unten) durch das Gas. Diese Strahlen erzeugen also im Gase leuchtende Spuren. Kathodenstrahlen sind an sich völlig unsichtbar. Kanalstrahlen leuchten für sich allein nur ganz schwach.

Eine weitere Erniedrigung des Gasdrucks erweitert den ersten Dunkelraum und das Glimmlicht. Die Farben verblassen. Die Auftreffstellen der Kathodenstrahlen bei a erglänzen in lebhaft grüner Fluoreszenz des Glases. Die gleiche Fluoreszenz tritt außerdem in der Nachbarschaft der Kathode auf. Im Gase läßt sich die bläuliche Spur der Kathodenstrahlen gut im Raume 2 verfolgen. Man sieht sie deutlich ihren Ursprung von der Kathode nehmen. Bei fortschreitender Druckverminderung leuchtet schließlich das ganze Glasrohr zwischen A und K grünlich, aber viel schwächer. Zuletzt tritt Flackern ein, und die Leitung hört völlig auf.

So weit das äußerliche Bild. Die Kathodenstrahlen erkennt man qualitativ an ihrer leichten magnetischen Ablenkbarkeit und dem Sinn der Ablenkung. Außerdem kann man zur quantitativen Identifizierung die Atomgewichtsbestimmung durch magnetische Ablenkung benutzen (Abb. 320).

Dann die Kanalstrahlen. Sie bestehen in der Hauptsache aus Schwärmen positiver Ionen. Zum Nachweis ihrer Ladung fängt man sie mit einem hohlen Faradaykasten auf. Zur Messung der Atom- bzw. Molekulargewichte der Ionen benutzt man im Prinzip das schon bei den Kathodenstrahlen angewandte Verfahren. Doch braucht man für gut ausmeßbare Bahnkrümmungen Magnetfelder mit erheblich höheren Kraftflußdichten \mathfrak{B} . Die Masse m des Ions steht in Gleichung (184) von S. 156 im Zähler, und selbst das leichteste Ion, das H-Atomion, hat schon eine rund 1800mal höhere Masse als das Elektron.

Außer positiven Ionen findet man in Kanalstrahlen stets auch negative und neutrale Atome und Moleküle. Sie entstehen durch Umladung der positiven Ionen beim Durchfliegen des Gases. Es gibt häufige Zusammenstöße mit den Molekülen des Gases. Diese Zusammenstöße erhöhen die Sichtbarkeit der Kanalstrahlen erheblich.

So weit die visuelle Beobachtung. Sie erfährt eine wesentliche Ergänzung durch Ausmessung der Spannungsverteilung zwischen K und A . Diese wird mit Hilfe einer Drahtsonde¹⁾ ausgeführt. Das Ergebnis einer derartigen Messung ist schematisch in Abb. 326 dargestellt. Der größte Teil der gesamten Spannung

¹⁾ Messungen der elektrischen Feldstärke \mathfrak{E} mit Hilfe von Sonden setzen stets die Anwesenheit von Elektrizitätsträgern in dem auszumessenden Felde voraus. Andernfalls wird man durch die endliche Kapazität der Voltmeter irregeführt.

liegt auf dem kurzen Feldlinienstück im ersten Dunkelraum. Man nennt diese Spannung den Kathodenfall. Im ersten Dunkelraum herrscht also ein sehr hohes Feld. Dann folgt fast längs des ganzen Rohres ein Gebiet niedriger Feldstärke. Die Spannung längs dieses ganzen Stückes beträgt nur einen Bruchteil der als Kathodenfall gemessenen. Erst unmittelbar vor der Anode gibt es einen kleinen „Anodenfall“.

Der Mechanismus des ganzen selbständigen Leitungsvorganges dieses Glimmstromes beruht auf der „Stoßionisation“. Außerdem spielen Strömungen (vgl. Abb. 310) und die Diffusion ionenhaltigen Gases eine wichtige Rolle. Unter Stoßionisation versteht man die Abspaltung von Elektronen beim Aufprall von Elektronen oder Ionen. Im einzelnen geht etwa folgendes vor: Positive Ionen wandern auf die Kathode zu, der Kathodenfall erteilt ihnen eine hohe Geschwindigkeit. Ein Teil von ihnen fliegt als Kanalstrahlen durch die Löcher der Kathode hindurch. Die übrigen schlagen auf die Kathode auf. Ihre Geschwindigkeit reicht für eine Ionisation der Moleküle an der Kathodenoberfläche (Glimmhaut). Die dabei abgespaltenen Elektronen durchfallen den Kathodenfall in entgegengesetzter Richtung. Sie verlassen den Dunkelraum mit hoher Geschwindigkeit als Kathodenstrahlen. Ihre geradlinige Bahn steht senkrecht zur violetten Glimmschicht. Die Elektronen werden in dem schwachen mittleren Felde des Rohres auf die Anode zu beschleunigt. Durch Stoß auf die Gasmoleküle erzeugen sie weitere Elektronen. Die Zahl der Elektronen wächst lawinenartig an, und so entsteht die positive Säule. Diese liefert die positiven Ionen, die schließlich auf die Kathode aufschlagen.

Die Kathodenstrahlen erhalten ihre Geschwindigkeit praktisch nur innerhalb des Kathodenfalles. In den folgenden Teilen der Leitungsbahn können die kleinen Feldstärken die Geschwindigkeit der Elektronen nach Größe und Richtung nicht mehr nennenswert verändern. Infolgedessen spielt die Lage der Anode für die Flugbahn der Kathodenstrahlen keine Rolle. Größe und Gestalt der positiven Säule sind von ganz untergeordneter Bedeutung. Die Anode *A* kann sich in einem beliebigen seitlichen Ansatz befinden (vgl. die Abb. 327). Nur darf die Anode der Kathode nicht zu weit genähert werden. Denn ohne genügenden Platz für die Ausbildung des ersten Dunkelraumes kommt keine selbständige Leitung zustande: der wichtigste Teil, der Kathodenfall, darf nicht fehlen.

Diese Tatsache wird in Abb. 327 ausgenutzt. Der linke Rohransatz enthält eine einfache Vorrichtung zum Nachweis der Ladung der Kathodenstrahlen. Sie benutzt als Anode den Hohlzylinder *I* mit siebförmigem Deckel. Durch das Sieb treten die von *K* kommenden Kathodenstrahlen ein und gelangen in den zweiten Hohlzylinder *2*. In diesem bleiben sie stecken und laden ihn auf.

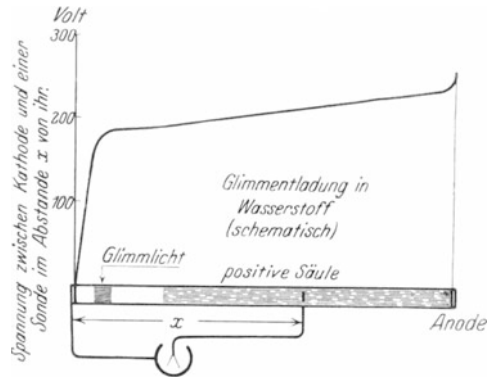


Abb. 326. Spannungsverteilung im Glimmstrom.

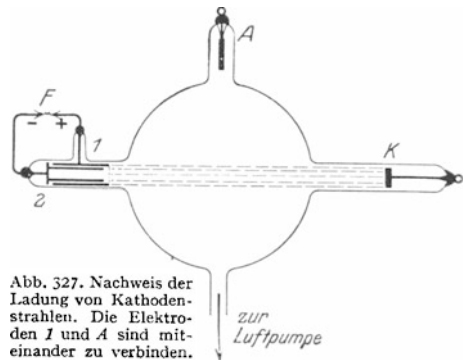


Abb. 327. Nachweis der Ladung von Kathodenstrahlen. Die Elektroden *I* und *A* sind miteinander zu verbinden.

Zwischen 1 und 2 entstehen einige tausend Volt Spannung. In der angeschalteten Funkenstrecke F erscheinen kleine Funken. Der geringe Abstand der beiden Zylinder verhindert die Ausbildung eines Kathodendunkelraumes und damit den Stromübergang im Innern des stark verdünnten Gases.

§ 100. Einige Anwendungen der selbständigen Leitung in Gasen von niedrigem Druck. 1. Die Leuchtröhren. Jede ältere Apparatesammlung enthält

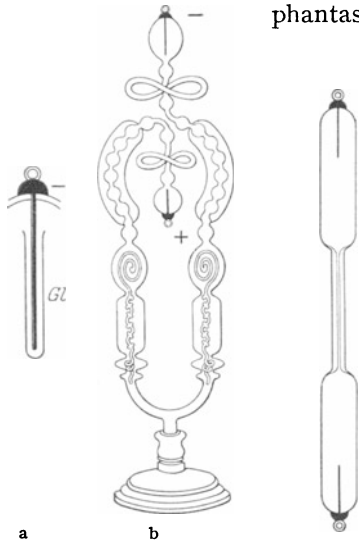


Abb. 328 a, b. Altertümliche Leuchtröhre („Geißleröhren“). Links der Schlauch des Glimmlichtes auf der Kathode.

Spielereien der in Abb. 328 dargestellten Art: es sind phantastisch verschnörkelte Glasrohre mit je einer Drahtelektrode in den ausgebauchten Enden. Als Stromquelle benutzt man einen Induktor oder eine Influenzmaschine. Das Glimmlicht überzieht die Kathode wie ein frei schwebender, vorn geschlossener, hinten etwas aufgeblähter Schlauch. Er ist in der Abb. 328a als Gl angedeutet. Die ganze übrige Rohrlänge ist von der positiven Säule erfüllt. Oft sucht man ihre bunten Lichtwirkungen durch Verwendung fluoreszierender Glasrohre zu steigern.

Eine schlichte und praktisch brauchbare Ausführung zeigt Abb. 329. Es ist ein sog. Spektralrohr. Es dient zur Untersuchung von Gasspektren bei elektrischer Anregung. Das Mittelstück des Rohres ist meist eine kleine Kapillare. Eine hohe Stromdichte soll die Leuchtdichte der positiven Säule erhöhen.

Abb. 329. Leuchtröhre für Spektraluntersuchungen.

Die Technik verwendet Leuchtröhren in steigendem Umfange zur Beleuchtung, vor allem für Reklamezwecke. Die Röhren sind oft viele Meter lang, nicht selten in Buchstabenform. Die Gasfüllung besteht meist aus dem Edelgas Neon. In ihm hat die positive Säule einen schönen, orangefarbenen Farbton. Der wesentlichste Teil, die Kathode, ist meist unsichtbar eingebaut.

2. Die Glimmlichtlampe. Die Kathode ist ein größeres, in Abb. 330 z. B. halbkugelförmiges Blech, die Anode ein kleiner Draht. Die Kathode überzieht sich mit der frei schwebenden Glimmschicht. Die positive Säule ist völlig verkümmert. Man sieht nur noch ein kleines, die Anode A berührendes leuchtendes Wölkchen.



Abb. 330. Glimmlampe.

Der Kathodenfall beträgt nur etwa 68 Volt. Man erreicht das durch Wahl des Gases (Neon) und Elektrodenmetalls (Fe mit K-Überzug). Man kann die Lampen direkt mit der Spannung der städtischen Netze betreiben.

Ein Vergleich der Abb. 328 und 330 ist lehrreich. Er erläutert die Bedeutung der Kathode für den Leitungsvorgang und die untergeordnete Rolle der positiven Säule.

3. Der Glimmlichtoszillograph. Oszillograph ist die Bezeichnung für ein Meßinstrument geringer Trägheit. Es erlaubt die Registrierung schnell wechselnder Ströme.

Ein Glimmlichtoszillograph ist in Abb. 331 abgebildet. Die beiden Elektroden stehen sich als zwei lange Drähte in der Längsrichtung gegenüber. Das Glimmlicht überzieht die Kathode als frei schwebender Schlauch. Seine Länge l

ist erfahrungsgemäß der Stromstärke proportional, sie ist ein Maß für die Stromstärke.

Bei Messungen mit dem Glimmlichtoszillographen beobachtet oder fotografiert man das Glimmlicht über einen rotierenden Spiegel. Dieser verwandelt in bekannter Weise das zeitliche Nacheinander in ein räumliches Nebeneinander. Die Abb. 332 zeigt eine derartige Aufnahme für den Wechselstrom eines gedämpften Schwingungskreises. Man denke sich den Glimmlichtoszillographen in Abb. 291 an Stelle der Funkenstrecke eingeschaltet. Die positive Säule ist im Oszillographen völlig verkümmert. Man sieht in Abb. 332 ihre kaum störenden Spuren als horizontale helle Streifen in Richtung des Pfeiles.



Abb. 331. Glimmlichtoszillograph.

4. Glimmstrom mit glühenden Oxydkathoden. Der Kathodenfall beträgt beim Glimmstrom im allgemeinen einige hundert Volt. Alkalimetallelektroden in Edelgasen lassen den Kathodenfall bis auf einige 60 Volt herabsetzen. Sie erlauben daher schon die Herstellung eines Glimmstromes mit den Spannungen der städtischen Zentrale (Glimmlichtlampe).

Noch wirksamer als die Alkalimetalle sind glühende Oxyde der Erdalkalimetalle (vgl. die Satzbeschriftung der Abb. 319). Der Kathodenfall an ihnen sinkt bis auf wenige Volt. Man kann schon mit etwa 20 Volt zwischen Kathode und Anode bequem einen Glimmstrom herstellen.

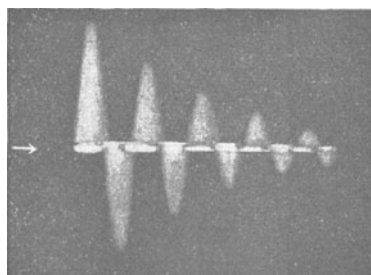


Abb. 332. Aufnahme einer gedämpften elektrischen Schwingung (nach retuschiertem Lichtbild).

Die Abb. 333 zeigt eine technische Ausführungsform einer derartigen „WEHNELT-schen Oxydkathode“. Ein elektrisch geheiztes Iridium- oder Wolframblech *B* trägt einen Oxydfleck von etwa 1 mm² Größe. Dieser Fleck wird zum Ausgangspunkt eines recht scharf begrenzten Kathodenstrahlbündels. Seine bläuliche Spur im Gase läßt sich leicht verfolgen.

Diese Oxydkathoden lassen sehr „weiche“ Kathodenstrahlen herstellen, d. h. Strahlen sehr geringer Geschwindigkeit. Magnetische und elektrische Ablenkung lassen sich mühelos an ihnen vorführen. Man kann schon mit schwachen Magnetfeldern geschlossene Kreisbahnen der Strahlen in kleinen Glasgefäßen erzielen (z. B. von 10 cm Durchmesser mit „100-Volt-Strahlen“ bei einer Kraftflußdichte \mathfrak{B} von nur $680 \cdot 10^{-6}$ Voltsek./m²; Tabelle 5 von S. 157).

5. Das BRAUNSCHE Rohr. Der Apparat ist in der Abb. 334 skizziert. *K* = Kathode, *A* = Anode, zwei Öffnungen *B* blenden ein schmales Kathodenstrahlbündel aus. Das BRAUNSCHE Rohr dient als Oszillograph, als sehr trägheitsfreies Meßinstrument, sowohl zur Messung von Strömen wie von Spannungen.

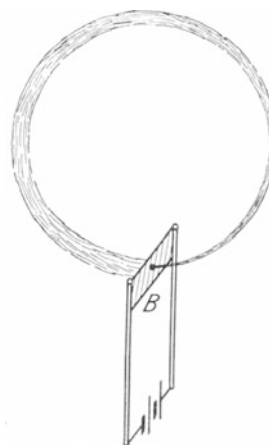


Abb. 333. Bündel von Kathodenstrahlen, die von einer WEHNELT-schen Oxydkathode ausgehen und durch ein homogenes Magnetfeld zu einer Kreisbahn gekrümmt werden. Die magnetischen Feldlinien laufen auf den Beschauer zu. Das evakuierte Glasgefäß und die Anode sind nicht mitgezeichnet.

Zur Strommessung lenkt man das Bündel durch das Magnetfeld des Stromes ab. Dafür dienen Feldspulen, wie z. B. die Spule \mathfrak{S} .

Zur Spannungsmessung lenkt man den Kathodenstrahl durch ein elektrisches Feld ab. Dazu dienen die Kondensatorplatten A' und K' .

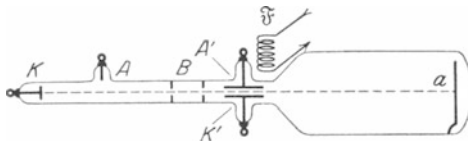


Abb. 334. BRAUNSches Rohr (Kathodenstrahl-Oszillograph).



Abb. 335. Ablenkung elektrisch geladener Strahlen im homogenen elektrischen Felde eines flachen Plattenkondensators.

Der Betrag der „Ablenkung“ oder des „Fallweges“ x ist unschwer zu berechnen. Das Elektron durchlaufe die Kondensatorlänge y mit der Geschwindigkeit u in der Zeit $t = y/u$ Sekunden (Abb. 335). In dieser Zeit „fällt“ das Elektron um die Strecke

$$x = \frac{1}{2} b t^2.$$

Hier bedeutet b die dem Elektron von der elektrischen Feldstärke \mathcal{E} in Richtung der Feldlinien erteilte Beschleunigung. Dabei gilt nach der Grundgleichung der Mechanik Kraft = $m b$ oder gemäß Gleichung (19) $e \cdot \mathcal{E} = m b$.

Durch Einsetzen der Werte von b und t ergibt sich

$$x = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{y^2}{u^2}. \quad (185)$$

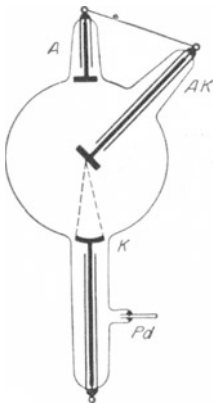


Abb. 336. Röntgenrohr mit Gasfüllung und hohlspiegel-förmiger Kathode.

Das BRAUNSche Oszillographenrohr ist in den letzten Jahren von der Technik hervorragend durchgebildet worden. Man benutzt heute ganz überwiegend als Elektronenquelle eine kleine Glühkathode und bildet sie mit Hilfe einer Elektronenlinse auf dem Leuchtschirm ab. In dieser Form findet man die BRAUNSchen Röhre z. B. in den Fernsehapparaten, und zwar als Bild-Abtastorgan auf der Senderseite wie als Bild-Erzeugungsorgan auf der Empfängerseite.

6. Die Röntgenlampe mit Gasfüllung (Abb. 336). K = hohlspiegel-förmige Kathode, AK = Anode oder Antikathode. (Eine Hilfsanode A erleichtert das Auspumpen bei der Fabrikation.) Luftdruck etwa 0,001 mm Hg. Glimmlicht und positive Säule sind bei diesem Druck nicht mehr zu sehen. Die Spur der Kathodenstrahlen in den Gasresten ist zwischen K und dem Brennflecke auf AK gelegentlich noch schwach zu erkennen. Die vordere Halbkugel leuchtet grün. Diese Fluoreszenz wird nicht vom Röntgenlicht hervorgerufen, sondern von Kathodenstrahlen. Diese werden zum großen Teil von der Antikathode diffus reflektiert. Man erhöht die Durchdringungsfähigkeit des Röntgenlichtes durch Steigerung der Betriebsspannung. Aber dabei vermehrt man gleichzeitig die Strahlungsstärke des Röntgenlichtes. Das ist ein Nachteil gegenüber der Hochvakuum-Röntgenlampe.

Der Gasinhalt der Röntgenlampe vermindert sich während des Betriebes. Ein Teil der entstehenden Gasionen wird allmählich durch die Metall- und Glasteile der Lampe gebunden. Zum Ersatz des Gases dienen mancherlei Vorrichtungen. Die Abb. 336 zeigt als Beispiel bei Pd ein Palladiumrohr. Es wird in einer Flamme geglüht und läßt dann Wasserstoff aus den Flammgasen in die Lampe hineindiffundieren. Diese klassische, von RÖNTGEN selbst stammende Form der Röntgenlampe hat heute in der Praxis kaum noch Bedeutung.

7. Das Lenard-Fenster. Gegeben ein auf etwa 0,001 mm Hg evakuiertes Glasrohr mit Kathodenplatte K und einer beliebig untergebrachten Anode A (Abb. 337). Die Kathodenstrahlen fallen auf eine siebartig durchbrochene Metallplatte M . Die Löcher sind mit einer feinen Aluminiumfolie oder Glashaut Al überzogen (Fettdichtung). Die Kathodenstrahlen durchfliegen diese völlig lochfreien gasdichten Fenster. Sie treten in die freie Zimmerluft aus. Die Luft-

moleküle leuchten durch Stoßionisation in rötlich violetter Schimmer. Geeignete Leuchtschirme fluoreszieren weithin sichtbar (z. B. Zinksilikat).

Das Lenard-Fenster hat die Untersuchung der Kathodenstrahlen außerhalb ihres Entstehungsraumes ermöglicht. LENARD selbst hat unter Benutzung seines Fensters die unvergänglichen Grundlagen der heutigen Atomphysik und ihrer kühnen Atommodellentwürfe geschaffen (vgl. Optikband § 127).

8. Die Massenspektrographen und die Natur des positiven Elektrizitätsatoms. Die Methoden des Chemikers lassen Atom- und Molekulargewichte stets nur an relativ großen Substanzmengen bestimmen. Mit Hilfe der Kanalstrahlen lassen sich diese Zahlen schon an winzigen Substanzmengen ermitteln. Man bestimmt dabei nicht die Masse von Atomen oder Molekülen, sondern von positiven Atom- bzw. Molekülionen. Beide Massen unterscheiden sich also von der vollen Masse des normalen Atoms oder Moleküls nur um den winzigen und bekannten Betrag der fehlenden Elektronenmassen.

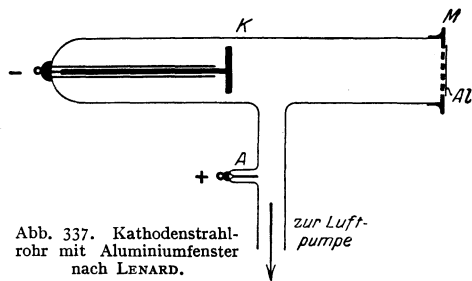


Abb. 337. Kathodenstrahlrohr mit Aluminiumfenster nach LENARD.

Die Grundlage des Meßverfahrens ist die folgende: Die zu untersuchende Substanz wird in Dampf- oder Gasform zwischen die Elektroden AK eines evakuierten Gefäßes gebracht (Abb. 338). Ein hohes elektrisches Feld zwischen A und K stellt eine selbständige Leitung her (Glimmstrom gemäß Abb. 325). Die Kathode ist durchbohrt und enthält zwei Spalte 1 und 2. Ein Teil der positiven Ionen fliegt als scharf begrenzter Kanalstrahl durch diese Öffnung in den eigentlichen Untersuchungsraum. Eine besondere Pumpe großer Sauggeschwindigkeit beseitigt die durch die Kanalöffnung nachströmenden Gase oder Dämpfe und hält so im Untersuchungsraum ein Hochvakuum aufrecht. In diesem werden die Kanalstrahlen durch ein elektrisches und durch ein magnetisches Feld abgelenkt. Die Bahn im elektrischen Feld ist eine Parabel. Für die Ablenkung x gilt gemäß (Abb. 335)

$$x = \frac{1}{2} \cdot \frac{q}{m} \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{y^2}{u^2}. \quad (185)$$

Die Bahn im magnetischen Felde ist ein Kreis. Für den Krümmungsradius der Bahn gilt wieder die Gleichung (184) von S. 156

$$r = \frac{1}{\mathfrak{B}} \frac{m}{q} \cdot u. \quad (184)$$

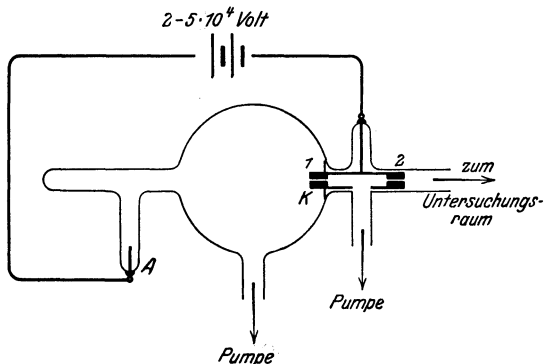


Abb. 338. Glimmladungsrohr zur Herstellung von Kanalstrahlen.

In beiden Gleichungen bedeutet q hier n Elementarquanten oder $n \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden, falls das Ion n -wertig ist.

Eine Zusammenfassung von (185) und (184) läßt u , die Ionengeschwindigkeit, eliminieren und das Verhältnis q/m berechnen. Einsetzen der Ionenladung $q = ne$ ($n = 1, 2, 3 \dots$) gibt uns die gesuchte Masse m des einzelnen Atom- bzw. Molekulargewicht als Masseneinheit nicht das Kilogramm, sondern die Masse eines H-Atoms¹⁾ = $1,66 \cdot 10^{-27}$ kg. Nach Division mit dieser Zahl erhalten wir

¹⁾ Strenger: $1/16$ der Masse des Sauerstoffatoms.

aus den gemessenen m -Werten die üblichen Relativwerte des Atom- bzw. Molekulargewichts.

Von den vielerlei technischen Ausgestaltungen des Untersuchungsraumes nennen wir zwei:

I. Massenspektrograph von F. A. ASTON (1919) (Abb. 339). Das elektrische Feld \mathcal{E} krümmt die Strahlen in der Abbildung nach unten. Auf gerader Bahn erreichen sie dann das Magnetfeld \mathcal{H} von kreisförmigem Querschnitt. Seine Feldlinien stehen senkrecht zur Papierebene. Bei B enden die Strahlen

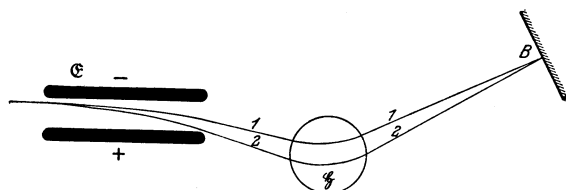


Abb. 339. Der Strahlengang im Massenspektrographen.

nach einer abermalig geradlinigen Flugstrecke auf einer photographischen Platte. Diese Anordnung bietet einen besonderen Vorteil: die Erzeugung der Kanalstrahlen im Felde AK bringt unvermeidliche Schwankungen der Ionengeschwindigkeit mit sich. Das würde zu einer Verwaschung

des Bildes bei B führen. Der Massenspektrograph vereinigt bei richtigen Abmessungen Strahlen von gleichem q/m , aber verschiedener Geschwindigkeit u , im gleichen Punkt B (Abb. 339). Die schnellen Strahlen laufen auf dem Wege 1, die langsamen auf dem Wege 2. Die Schwärzung der Platte bei B ist eng begrenzt und ihre Lage scharf ausmeßbar.

II. Der Massenspektrograph von J. J. THOMSON (1911). Das elektrische und das magnetische Feld werden im gleichen Raum zueinander parallel gestellt. Auf der photographischen Platte (Abb. 340) erzeugen Strahlen von gleichem q/m , aber verschiedener Geschwindigkeit, eine Parabel. Die Abszissen, z. B. gemessen längs der Linie abc in Abb. 340, geben direkt die

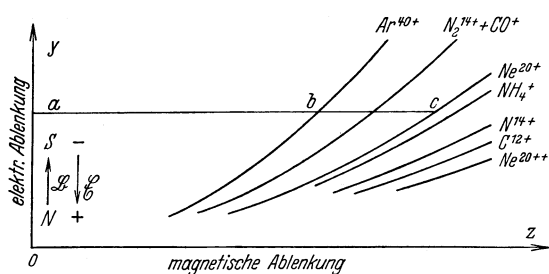


Abb. 340. Massenspektrogramm nach der Parabelmethode von J. J. THOMSON. Zeichnung nach einer photographischen Aufnahme.

$$\text{Es ist } \left(\frac{ac}{ab}\right)^2 = \frac{40}{20}.$$

$\sqrt{m/q}$ -Werte für die verschiedenen Ionensorten. Man eicht mit einer bekannten Ionensorte, z. B. einfach positiv geladenen Argonionen. Diese erzeugen in Abb. 340 die mit Ar^{40+} bezeichnete Parabel.

Die Massenspektrographen leisten weit mehr als die Methoden des Chemikers. Der Chemiker findet beispielsweise für Chlor ein Atomgewicht von 35,46. Die Massenspektrographen erweisen Chlor als ein „Mischelement“

zweier Atomsorten („Isotopen“) vom Atomgewicht 35 und 37. Einzelheiten dieser für das Verständnis des natürlichen Systems der Elemente grundlegenden Tatsachen führen hier zu weit.

§ 101. Selbständige Elektrizitätsleitung in Gasen von hohem Druck. (Spitzen-, Büschelstrom, Funken.) Diese weitverbreiteten Erscheinungen sind Gegenstand zahlloser Untersuchungen gewesen. Trotzdem sind wir noch weit von einem quantitativen Verständnis der Einzelheiten entfernt. Wir beschränken die Darstellung auf einige wenige charakteristische Punkte.

1. Spitzenstrom. Der Spitzenstrom entsteht in inhomogenen elektrischen Feldern im Gebiete hoher elektrischer Feldstärken. Die Abb. 341 zeigt als Beispiel einen aus Spitze und Platte gebildeten Kondensator in Verbindung mit einer Influenzmaschine. Die Spannung betrage rund 2000 Volt. Dicht vor

der Spitze sieht das unbewaffnete Auge einen bläulichrot leuchtenden Pinsel. Die mikroskopische Beobachtung zeigt weitere Einzelheiten. Man findet die gleichen Erscheinungen wie bei tiefen Drucken im Glimmstrom. Man sieht in der Abb. 342 unmittelbar vor der Spitze als Kathode das Glimmlicht, dann den II. (FARADAYSchen) Dunkelraum und daran anschließend eine deutliche positive Säule. Die Bezeichnungen stimmen mit der Abb. 325 überein.

Die Bildung der Elektrizitätsträger durch Stoßionisation ist auf den Bereich des kleinen leuchtenden Pinsels beschränkt. Im Glimmstrom unter niedrigem Druck erfüllte das Gebiet der Stoßionisation den ganzen Abstand der Elektroden *AK*.

Die Träger des mit der Spitze gleichen Vorzeichens strömen aus dem leuchtenden Pinsel in den dunklen Hauptteil der Strombahn hinein. Dabei reißen sie durch innere Reibung die Luftmoleküle mit. Es entsteht der „elektrische Wind“. Wir sehen ihn in der Abb. 343 eine Flamme zur Seite blasen.

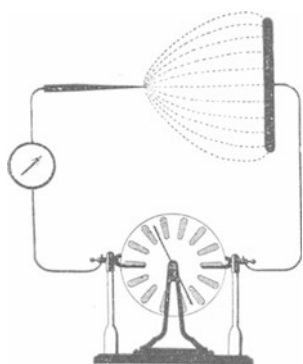


Abb. 341. Elektrische Feldlinien zwischen Spitze und Platte, schematisch.



Abb. 342. Der Spitzenstrom in Zimmerluft bei mikroskopischer Beobachtung.

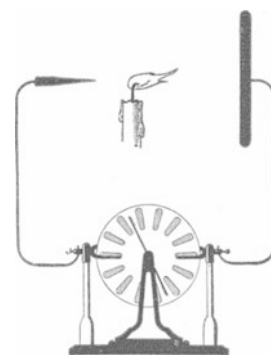


Abb. 343. Elektrischer Wind oder Ionenwind. Besonders wirkungsvoll im Schattenbild.

Der elektrische Wind ist selbstverständlich keine auf den Spitzenstrom beschränkte Erscheinung. Er läßt sich nur in diesem Falle besonders einfach vorführen. Ein elektrischer Wind, ein Mitschleppen des Gases durch die hindurchwandernden Ionen, tritt bei den verschiedensten Formen selbständiger und unselbständiger Elektrizitätsleitung in Gasen auf. Es müssen nur in dem betreffenden Teile der Leitungsbahn Elektrizitätsträger eines Vorzeichens im Überschuß wandern. Sonst hebt sich die Wirkung der gegen-einanderlaufenden Ionen auf. — Beim Spitzenstrom haben wir die genannte Bedingung besonders gut erfüllt. In Abb. 343 wandern in der ganzen dunklen Strombahn überhaupt nur Ionen eines Vorzeichens, nämlich des der Spitze.

2. Büschelentladung. Bei der Spitzenentladung zeigt ein in den Stromkreis geschaltetes Galvanometer eine weitgehende zeitliche Konstanz des Stromes. Bei weiterer Steigerung der Feldstärke tritt eine neue Form der selbständigen Leitung auf, die Büschelentladung. Man sieht einzelne leuchtende Fäden züngelnd und sich verästelnd weit in das Kondensatorfeld vorschießen. Der Strommesser zeigt starke Schwankungen der Stromstärke.

Wesentlich für das Zustandekommen der Büschelentladung ist wiederum ein inhomogenes elektrisches Feld. Die von der Anode ausgehenden Büschel sind in Zimmerluft viel länger als die von der Kathode. Sie leuchten rötlich. Mit ihrer Hilfe findet man an Influenzmaschinen oder Funkeninduktoren leicht den positiven Pol heraus.

Die Büschel entstehen durch Stoßionisation. Die wenigen, anfänglich vor der Anode gebildeten Elektronen laufen zur Anode und lassen hinter sich die langsamen positiven Ionen zurück. Diese Ionen wirken dann wie eine Verlängerung

der Anode, sie verkürzen die Strombahn und erhöhen die Feldstärke. Dadurch wächst die Stoßionisation lawinenartig an.

3. Der Funke. Die Funkenbildung geht unter außerordentlich großen Schwankungen der Stromstärke vor sich. Der Funke bildet das Endstadium der Büschelentladung. Die beiden Büschel vereinigen sich und überbrücken schließlich den Raum zwischen den Elektroden. Dadurch bricht das elektrische Feld mit einem kurzen Stromstoß hoher Amperezahl zusammen. Lebhaftige Stoßionisationsvorgänge geben ein oft blendendes Licht, starke örtliche Erhitzung der Strombahn kann einen lauten Knall erzeugen. Die Abb. 344 zeigt auf einer Photographie mit bewegter Platte die zeitliche Ausbildung eines Funkens zwischen zwei Spitzen als Feldgrenzen. Die Einzelbüschel entstehen durch zu langsamen Nachschub der Ladungen aus der Stromquelle. (Ähnlich den Kippschwingungen, siehe Mechanikband § 98.) Die gleiche zeitliche Ausbildung zeigen auch die größten uns bekannten Funken, die Blitze.

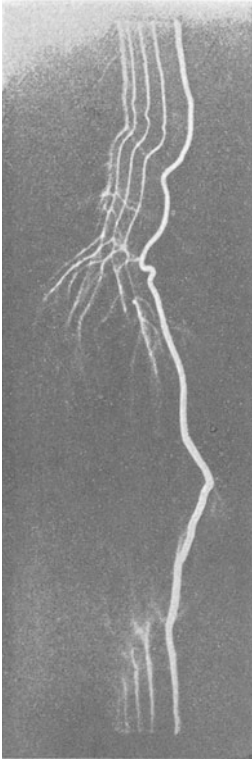


Abb. 344. Ausbildung eines elektrischen Funkens. Oben die Anode. (Aufnahme auf bewegter photographischer Platte von B. WALTER.)

Die Tabelle 6 gibt einige Zahlen für den Zusammenhang von Spannung und Funkenschlagweite. Sie bezieht sich auf Elektroden von verschiedenen Krümmungsradien. Das zugehörige Feldlinienbild findet sich in Abb. 100. Bei kleinen Krümmungsradien (Spitzen!) hat man dicht vor den Elektroden große Feldstärken. Diese begünstigen die Stoßionisation, und daher reichen schon kleinere Spannungen zum Funkenüberschlag. Die Stoßionisation muß mit den wenigen in Zimmerluft spontan gebildeten Ionen beginnen. Das sind meistens nur etwa 10 je Sekunde und Kubikzentimeter (vgl. S. 154). Infolgedessen braucht die Stoßionisation zu ihrer Ausbildung etwa $\frac{1}{100}$ Sekunde Zeit. Bei kürzerem Anlegen der Spannung bleibt der Funkenüberschlag aus. Das nennt man „Funkenverzögerung“. Zur Verkleinerung dieser Funkenverzögerung muß man entweder sehr viel

höhere Spannungen benutzen oder die Luft künstlich ionisieren, etwa durch Röntgenlicht oder γ -Strahlen radioaktiver Substanzen.

Tabelle 6. Funkenschlagweite in Zimmerluft.

Bei einer Spannung von	Zwischen Spitzen	Zwischen Kugeln von		Zwischen Ebenen
		5 cm \varnothing	30 cm \varnothing	
20 000 Volt	15,5 mm	5,8 mm	6,0 mm	6,0 mm
40 000 „	45,5 „	13 „	13,3 „	13,7 „
100 000 „	220 „	45 „	35,7 „	36,7 „
200 000 „	410 „	262 „	75,3 „	75,3 „
300 000 „	600 „	530 „	126 „	114 „

§ 102. Der Lichtbogen. Die als Lichtbogen bezeichnete selbständige Leitung in Gasen und Dämpfen erzeugt man nach dem Schema der Abb. 345. E ist eine Stromquelle (Batterie oder städtische Zentrale) von mindestens 40 Volt (bei Atmosphärendruck!). W ist ein technischer Widerstand (Abb. 34). A und K sind die Elektroden, meist Metall- oder Kohlenstäbe. Der Lichtbogen entsteht

nach kurzer Berührung zwischen beiden Stäben. Ein eingeschaltetes Ampere-meter zeigt einen recht konstanten Strom.

Der Lichtbogen steht seinem Wesen nach dem Glimmstrom viel näher als die diskontinuierlichen Büschel oder Funken. Seine Verwendung als Lichtquelle, vor allem in Projektionslampen, ist bekannt. Als Stromstärke genügen in diesem Falle meistens 5 Ampere. Für technische Zwecke, z. B. zum Schweißen, werden Lichtbogen mit Hunderten von Ampere benutzt.

In der Dampf-atmosphäre des Lichtbogens treten sehr hohe Temperaturen auf. In der durch Verdampfung kraterförmig ausgehöhlten Anode beträgt die Temperatur etwa 3700° . In der Erzeugung dieser hohen Temperaturen liegt die Hauptbedeutung des Lichtbogens für das physikalische Laboratorium.

Die Hauptelektronenquelle für die Lichtbogenleitung ist die in helle Glut geratende Kathode. Mit kalter Kathode läßt sich kein Lichtbogen aufrechterhalten. Das zeigt man mit dem in Abb. 346 dargestellten Versuch. Die eine Elektrode ist eine Metallplatte, die andere ein Kohlen- oder Metallstab. Mit dem Stab als Kathode läßt sich der Lichtbogen beliebig auf der Platte herumführen, er folgt jeder Bewegung der Kathode. Mit dem bewegten Stab als Anode kann man sein Kathodenende nicht auf eine benachbarte kalte Stelle der Platte herüberziehen.

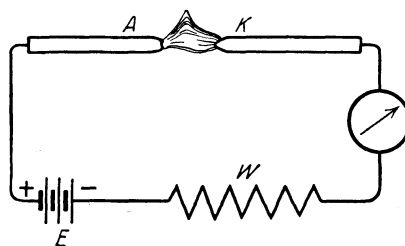


Abb. 345. Lichtbogen.

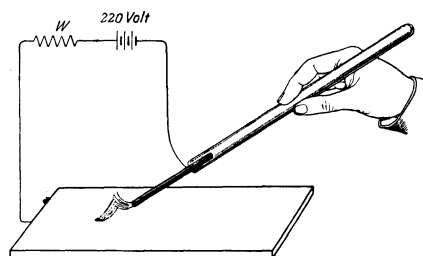


Abb. 346. Lichtbogen mit bewegter Kathode.

In der Praxis haben Lichtbogen in einer Hg-Dampf-atmosphäre besondere Bedeutung gewonnen. Wir nennen einige Beispiele:

a) Die Hg-Bogenlampe, die bequemste Quelle ultraviolett Lichtes bis herab zu etwa $\lambda = 200 \mu$. Als Elektroden dient flüssiges Hg in den beiden Schenkeln eines Quarzglasrohres (Abb. 347). Der Dampfdruck des Hg übersteigt oft 1 Atmosphäre. Die medizinische Reklame bezeichnet die Hg-Bogenlampe als „künstliche Höhensonne“.

b) Die Hg-Dampfgleichrichter, brauchbar für mehr als 1000 Kilowatt Leistung. Sie formen ohne maschinelle Einrichtungen und praktisch ohne jede Wartung Wechselstrom in Gleichstrom um. Sie haben Elektroden aus Hg und aus Fe. Der Lichtbogen kann bei den gewählten Betriebsspannungen nur mit Hg als Kathode „brennen“. Darauf beruht die Gleichrichtung.

c) Das Stromtor, ein Schalt- und Steuerorgan für große Belastungen, in mancher Hinsicht dem Dreielektrodenrohr mit Hochvakuum überlegen. Es besteht aus einer Hg-Bogenlampe mit einer „WEHNELTSCHE Oxydkathode“ und einem Steuergitter zwischen Kathode und Anode. Der Lichtbogen „zündet“ nur bei einem bestimmten Wert der „Steuer-spannung“ zwischen Kathode und Gitter. Dann brennt er weiter. Zum Löschen muß der Strom unterbrochen werden. Das geschieht z. B. beim Wechselstrom automatisch in den Phasen *c* (Abb. 348). In den Phasen *b* wird jedesmal die

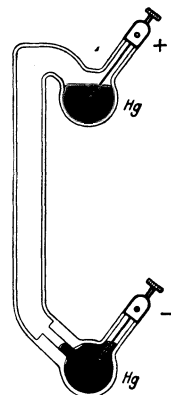


Abb. 347. Quecksilberlampe aus Quarzglas.

Steuerspannung angelegt. Dann wird der schraffierte Teil der oberen Kurve durchgelassen. Je größer die Strecke ab , desto kleiner die schraffierte Fläche, und daher auch der zeitliche Mittelwert des durchgelassenen Stromes. Ein

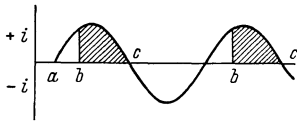


Abb. 348. Zur Wirkungsweise des Stromtores (Thyratrons).

Nachteil dieser Art von Steuerung ist die starke Verzerrung der Stromkurvenform, ein Vorteil die Größe der noch sicher zu steuernden Stromstärke (pro Watt Heizleistung 0,5 Ampere/cm² Oberfläche der Oxydkathode).

Soweit unser sehr summarischer Überblick über die selbständige Elektrizitätsleitung bei hohem Druck. Es bleibt noch ein Punkt nachzutragen: der Zusammenhang von Strom und Spannung bei der selbständigen Leitung in Gasen. Dieser Zusammenhang ist für die experimentelle Technik von Wichtigkeit.

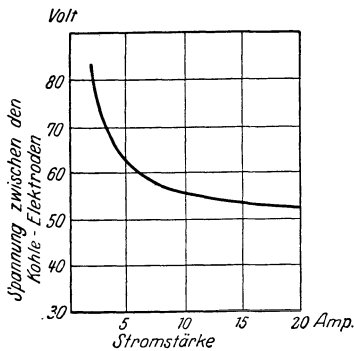


Abb. 349. Stromspannungskurve eines Lichtbogens.

Bisher ist uns der Zusammenhang von Strom und Spannung beim Leitungsvorgang in zwei charakteristischen Formen begegnet:

1. Strom und Spannung sind einander proportional, es gilt das Ohmsche Gesetz.

2. Der Strom erreicht mit steigender Spannung einen Sättigungswert z. B. in Abb. 347.

Beim Glimmstrom und Lichtbogen — auf diese Fälle wollen wir uns beschränken — tritt nun eine dritte Form hinzu. Es ist die sog. fallende Charakteristik gemäß Abb. 349. Man mißt diese Spannungskurve nach dem Schema der Abb. 350. Man variiert die Stromstärke mittels des Schiebewiderstandes W und mißt bei

verschiedenen Stromstärken die Spannungen zwischen den Enden des Lichtbogens. Eine Erhöhung der Stromstärke bedingt eine Abnahme der Spannung zwischen den Enden des Lichtbogens, das ist der Sinn

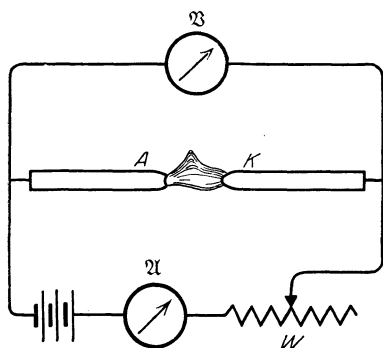


Abb. 350. Schaltung zur Aufnahme der Stromspannungskurve eines Lichtbogens. Das Voltmeter B muß einen so hohen Widerstand haben, daß der Strom in ihm, neben dem Strom im Lichtbogen, vernachlässigt werden kann.

von Gasen und Dämpfen durch ihrer Moleküle. Der Abstand der Moleküle beträgt nur noch Bruchteile ihres Durchmessers. Dabei wimmeln die Moleküle in lebhafter, ungeordneter Wärmebewegung durcheinander. Ein mit Ameisen gefüllter Kasten ist ein kindliches; aber treffendes Bild (vgl. Mechanikband § 74).

der fallenden Charakteristik. In Abb. 349 ist die Kurve nicht bis zur Ordinatenachse durchgeführt: Lichtbogen und Glimmstrom sind erst oberhalb einer bestimmten, von den Versuchsbedingungen abhängigen Stromstärke beständig.

Die fallende Charakteristik entsteht durch das Zusammenspiel einer Reihe von einander abhängiger Vorgänge. Bei der elektrolytischen Leitung werden wir das Zustandekommen einer fallenden Charakteristik an einem relativ einfachen Sonderfall erläutern können (§ 109). Die Vorgänge im Lichtbogen und Glimmstrom sind dafür zu verwickelt.

§ 103. Leitung in Flüssigkeiten. Allgemeines.

Flüssigkeiten unterscheiden sich die außerordentlich viel dichtere Packung der Moleküle. Flüssigkeiten unterscheiden sich die außerordentlich viel dichtere Packung der Moleküle. Flüssigkeiten unterscheiden sich die außerordentlich viel dichtere Packung der Moleküle.

Nach unseren Grundversuchen (§ 91) besteht jede Elektrizitätsleitung in einer Wanderung von Elektrizitätsatomen im elektrischen Felde. Bei der Leitung der Flüssigkeit müssen Elektrizitätsatome durch das Gewirr der eng gedrängten Moleküle hindurchgelangen können. — Bei den Gasen haben wir nun zwei Fälle unterscheiden gelernt:

1. Die Elektrizitätsatome werden von materiellen Trägern getragen. Kennwort: Trägerleitung.

2. Elektronen laufen frei für sich allein. Kennwort: Elektronenleitung.

Die gleichen Fälle haben wir für die Leitung in Flüssigkeiten zu erwarten. Beide werden tatsächlich beobachtet. Trägerleitung kennen wir in Flüssigkeiten aller Art, Elektronenleitung bisher fast nur in flüssigen Metallen. Die Elektronenleitung flüssiger Metalle gleicht der der festen Metalle sehr weitgehend. Man behandelt flüssige und feste Metalle daher zweckmäßig zusammen. Das geschieht in den §§ 111—118. Wir wollen uns daher zunächst auf die Trägerleitung der Flüssigkeiten beschränken.

§ 104. Elektrolytische oder Ionenleitung in wäßrigen Lösungen. Bei der Leitung in Gasen haben wir mit Elektrizitätsträgern von bekannter Herkunft begonnen. Genau so wollen wir jetzt bei der Leitung in Flüssigkeiten verfahren. Deswegen behandeln wir zunächst die Leitung in wäßrigen Salzlösungen.

Reines Wasser ist ein ganz schlechter Leiter. Die Abb. 351 zeigt ein Rohr von etwa 10 cm Länge und 1 cm² Querschnitt. *A* und *K* sind zwei Elektroden aus Metall. Das Rohr ist mit gewöhnlichem destilliertem Wasser gefüllt. Bei 220 Volt zwischen den Elektroden

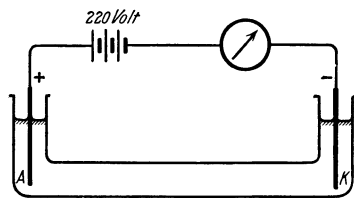


Abb. 351. Ionenleitung in Wasser.

zeigt der Strommesser nur etwa $2 \cdot 10^{-4}$ Ampere. Beim Zusatz von etwa 5 Gewichtsprozent Kochsalz (NaCl) leitet das Wasser gut. Das Amperemeter zeigt etwa 1,5 Ampere. Durch das NaCl müssen also Elektrizitätsträger in das Wasser hineingelangt sein. Welcher Art sind sie?

Wir erinnern an die mit geladenem Staub leitend gemachte Luft. Damals wanderten positive Mennige- und negative Schwefelträger im elektrischen Felde. Hinterher fanden wir die Träger nach Ablieferung ihrer Ladungen an den Elektroden: Schwefel an der Anode, Mennige an der Kathode.

Was zeigt der entsprechende Befund in dem durch NaCl leitend gemachten Wasser? An der Kathode finden wir metallisches Natrium (Na), an der Anode Chlorgas (Cl). Daher der Schluß: Die positiven Träger im Wasser sind Na-Ionen, die negativen Cl-Ionen.

Zum experimentellen Nachweis des Na und des Cl an den Elektroden muß die Versuchsanordnung zweckentsprechend gewählt sein. Die Anode *A* wird beispielsweise von einem Kohlestab gebildet. Mit Metallelektroden würde das Chlor sogleich chemisch reagieren, statt in sichtbaren Blasen aufzusteigen. Die entladenen Na-Ionen, also die Na-Atome, reagieren an der Kathode sofort mit dem Wasser. Es bildet sich NaOH unter lebhafter Entwicklung von Wasserstoffblasen¹⁾. Das könnte Wasserstoff als positiven Träger vortäuschen. Das

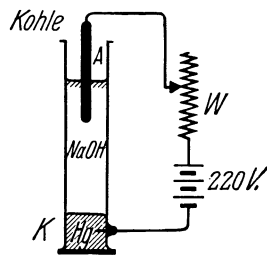


Abb. 352. Nachweis von Natriumionen an der Kathode.

¹⁾ Das ist das einfachste Bild. Eine strengere Darstellung fußt auf der noch immer rätselhaften Tatsache der „Überspannung“. Man vergleiche Lehrbücher der physikalischen Chemie.

läßt sich mit einer Kathode aus Quecksilber (Hg) verhindern (Abb. 352). In dies flüssige Metall können die Na-Atome sofort hineindiffundieren und so vor den Wassermolekülen Schutz finden. Hinterher kann man das Na wieder aus dem Hg herausholen, z. B. durch Abdestillieren des Hg. Ein qualitativer Nachweis des Na im Hg kann noch einfacher sein. Man übergießt das Hg nach Beendigung der Stromleitung mit heißem Wasser. Sofort setzt an der Hg-Oberfläche eine lebhafte Wasserstoffentwicklung ein, und das Wasser zeigt die Reaktionen des NaOH, z. B. Blaufärbung von Lackmuspapier.

In der hier benutzten Anordnung erschöpft der Strom im Laufe der Zeit den verfügbaren Ionenbestand, der Strom nimmt zeitlich ab. Die Chloratome entweichen als Gas, die Natriumatome verschwinden im Quecksilber. Man kann die Leitung insofern eine unselbständige nennen. Es ist aber nicht üblich.

Bei geeigneter Wahl der Versuchsbedingungen hält man den Ionenbestand unverändert. Das soll als Beispiel Schwefelsäure (H_2SO_4) in Wasser zeigen. Wir nehmen Platinelektroden, wie z. B. früher in Abb. 14. Als positiv geladene Träger stellen sich an der Kathode Wasserstoffionen ein. Man sieht Wasserstoffblasen entweichen. Die negativen Träger sind die Molekülonen des SO_4 . Diese reagieren an der Anode mit dem Wasser. Es wird Schwefelsäure nachgebildet, und man sieht Sauerstoffblasen entweichen. Vermindert wird nicht der Bestand an Schwefelsäure, sondern an Wasser. Daher spricht man oft kurz von der „Wasserzersetzung“. Der Sauerstoff ist also nur ein sekundäres Reaktionsprodukt. Man darf ihn ja nicht als Elektrizitätsträger ansehen!

In entsprechender Weise muß man bei allen Fällen elektrolytischer Leitung an den Elektroden die wirklich ankommenden Ionen von deren sekundären Reaktionsprodukten zu unterscheiden lernen. Die Gesamtheit dieser Erfahrungen läßt sich kurz zusammenfassen: In allen wäßrigen Lösungen von Salzen und Säuren wandern die Atome der Metalle und des Wasserstoffs als positive Träger zur Kathode. Ebenso Radikale wie Ammonium (NH_4), die sie chemisch vertreten können. Zur Anode hingegen wandern die Säurereste als negative Ionen.

So weit die Natur der Träger. Woher stammen sie? Entstehen sie sogleich beim Ansetzen der Lösung? Oder ist das elektrische Feld zur Aufspaltung der Salze und Säuren in ihre Ionenbausteine erforderlich? Die Antwort hat die Chemie seit langem gegeben: die Ionen sind bereits vor Beginn der Leitung vorhanden. Die Spaltung, die „elektrolytische Dissoziation“, erfolgt sogleich bei der Auflösung.

Der Beweis stützt sich auf Untersuchungen des osmotischen Druckes. Dieser erweist sich z. B. bei Kochsalzlösungen zweimal so hoch, als er nach der Anzahl der gelösten NaCl-Moleküle sein dürfte. Daraus folgert man eine Spaltung jedes Moleküls in zwei Individuen, eben die positiven Natrium- und die negativen Chlorionen.

§ 105. Ladung der Ionen. FARADAYS Äquivalentgesetz. LOSCHMIDTSche Konstante N. Wir erinnern wieder kurz an die Gasleitung mit sichtbaren, staubförmigen Elektrizitätsträgern. Die einzelnen Mennige- bzw. Schwefelteilchen trugen Ladungen verschiedener Größe. Sie wurde mit Hilfe mikroskopischer Einzelbeobachtung bestimmt. Man fand sie stets als ganzzahliges, meist kleines Vielfaches der Elementarladung $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden.

Wie steht es mit der Trägerladung bei der Ionenleitung in wäßrigen Lösungen?

Die bei den staubförmigen Trägern in Luft erfolgreiche Einzelbeobachtung kann hier nicht angewandt werden. Die einzelnen Ionen entziehen sich wegen ihrer Kleinheit der mikroskopischen Beobachtung. Trotzdem läßt sich die Frage der Ionenladung auch für die elektrolytische Leitung mit großer Sicherheit

beantworten. Die Möglichkeit dazu verdankt man dem 1833 von FARADAY entdeckten „elektrochemischen Äquivalentgesetz“. Zur Formulierung dieses Gesetzes und für seine anschließende Deutung ist zunächst an einige chemische Grundbegriffe zu erinnern:

1. Moleküle sind aus Atomen der Elemente zusammengesetzt. Z. B. sind in einem Wasserstoffmolekül zwei H-Atome miteinander verbunden. Bei Zimmertemperatur besteht Wasserstoff aus H_2 -Molekülen, Quecksilberdampf hingegen aus Hg-Atomen. Das Quecksilbermolekül ist einatomig. Molekül ist also der übergeordnete Begriff. Er umfaßt sowohl mehratomige wie einatomige Moleküle.

2. Molekulargewichte (M) und Atomgewichte (A) sind — abweichend vom übrigen wissenschaftlichen Sprachgebrauch — nicht etwa Kräfte, sondern reine oder dimensionslose Zahlen. Diese geben an, um wieviel die Masse m eines Moleküles oder Atomes größer ist als die Masse eines H-Atomes (oder strenger als $\frac{1}{16}$ der Masse eines O-Atomes). Als Zeichen für Molekular- und Atomgewicht benutzen wir eingeklammerte Buchstaben, also (M) und (A).

3. Kilomol (Kürzung von Kilogrammolekül) und Kilogrammatom sind Masseneinheiten, definiert durch die Gleichungen

$$1 \text{ Kilomol} = (M) \text{ Kilogramm}; \quad 1 \text{ Kilogrammatom} = (A) \text{ Kilogramm.} \quad (\alpha)$$

Sauerstoff hat das Molekulargewicht (M) = 32, also ist ein Kilomol $O_2 = 32 \text{ kg } O_2$. — Natrium hat das Atomgewicht (A) = 23, also ist 1 Kilogrammatom = 23 kg Natrium. Wie der Begriff Molekül dem Begriff Atom, so ist auch die Masseneinheit Kilomol der Masseneinheit Kilogrammatom begrifflich übergeordnet. Man spricht von Kilomol nicht nur bei mehratomigen, sondern auch bei einatomigen Molekülen. Man nennt daher 23 kg Natrium oft nicht 1 Kilogrammatom, sondern 1 Kilomol Na.

4. Wir definieren

$$\frac{\text{Masse } M \text{ eines Stoffes}}{\text{Masse } m \text{ eines seiner Moleküle}} = \text{Molekülzahl } n \quad (\beta)$$

und ferner

$\frac{\text{Molekülzahl } n \text{ eines Stoffes}}{\text{Masse } M \text{ eines Stoffes}} = \text{Loschmidtsche Konstante } \mathbf{N}. \quad (\gamma)$
--

Bei Verwendung der Masseneinheiten Kilomol wird die LOSCHMIDTSche Konstante für alle Stoffe gleich groß. Man findet experimentell

$$\mathbf{N} = 6,02 \cdot 10^{26} \text{ Kilomol}^{-1}. \quad (\delta)$$

Die erste Bestimmung der Konstanten \mathbf{N} findet man im Mechanikbände, § 151.

5. Ein Atom oder ein Molekül kann verschiedene chemische Wertigkeit oder Valenz n besitzen. So ist das Cl-Atom einwertig, es vermag nur ein H-Atom zu binden (HCl). Das O-Atom hingegen ist zweiwertig, es vermag zwei H-Atome zu binden (H_2O). Dreiwertig ist das N-Atom, vierwertig das C-Atom, denn man beobachtet NH_3 und CH_4 usw. Soweit die chemischen Definitionen.

FARADAY hat eine ganze Reihe elektrolytischer Leiter quantitativ untersucht. Er hat die abgeschiedenen Substanzmengen M mit den hindurchgeflossenen Elektrizitätsmengen oder Ladungen Q verglichen. Dabei fand er ein Ergebnis von überraschender Einfachheit. Es lautet in unserer heutigen Ausdrucksweise:

$$\frac{\text{Ladung } Q}{\text{Masse } M} = n \cdot 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amp. Sek.}}{\text{Kilomol}}. \quad (\epsilon)$$

Oder in Worten: Um in einem elektrolytischen Leiter an einer Elektrode ein Kilomol einer chemisch n -wertigen Ionensorte abzuschneiden, muß man durch den Leiter eine Elektrizitätsmenge oder Ladung $Q = n \cdot 9,65 \cdot 10^7 \text{ Amp. Sek.}$ hindurchschicken.

Das Verhältnis Kilomol/Wertigkeit n nennt der Chemiker ein „Kilogrammäquivalent“. Man kann daher FARADAYS Entdeckung auch so formulieren: „1 Kilogrammäquivalent einer Substanz wird elektrolytisch durch $9,6 \cdot 10^7$ Amperesekunden abgeschieden.“ — Daher der Name „Äquivalentgesetz“.

Mit Hilfe der Gleichung (γ) kann man die Masse M aus Gleichung (ε) entfernen. Man erhält als Ladung $q = Q/n$ eines einzelnen Ions

$$q = \frac{1}{N} \cdot n \cdot 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amp. Sek.}}{\text{Kilomol}} \quad (\zeta)$$

oder mit Hilfe der Gleichung (δ)

$$q = \frac{n \cdot 9,65 \cdot 10^7 \text{ Amp. Sek. Kilomol}^{-1}}{6,02 \cdot 10^{26} \text{ Kilomol}^{-1}} = n \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Amp. Sek.} = n \cdot e. \quad (\eta)$$

In Worten:

Jedes Ion, gleichgültig, ob Atom- oder Molekulation, trägt bei der elektrolytischen Leitung ebenso viele elektrische Elementarquanten $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden, wie seine chemische Wertigkeit n beträgt. Damit hat die Frage nach der Ladung der Ionen eine präzise Antwort gefunden. Sie enthüllt einen engen Zusammenhang zwischen elektrischen und chemischen Größen.

Zum Schluß fassen wir die Gleichungen (ζ) und (η) zusammen. Dann ergibt sich

$$Ne = \frac{e}{m} = 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amperesekunden}}{\text{Kilomol}} \quad (186) \quad (\text{vgl. S. 274})$$

(N = LOSCHMIDTSche Konstante, $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amp. Sek. = Elementarladung, m = Masse eines Elektrizitätsträgers).

Diese Gleichung hat als eine Fundamentalgleichung des modernen Atomismus zu gelten. Sie verknüpft die LOSCHMIDTSche Konstante N und die elektrische Elementarladung e . Mit ihrer Hilfe gibt jede e -Bestimmung einen Wert für N und umgekehrt. Wir werden sie in § 142 zur Prüfung einer besonders einfachen N -Bestimmung benutzen.

§ 106. Das Ohmsche Gesetz bei der elektrolytischen Leitung. Die Geschwindigkeit der Ionen. Art und Ladung der Elektrizitätsträger in wäßrigen Lösungen sind uns jetzt bekannt. Die Träger sind Ionen, sie entstehen durch die elektro-

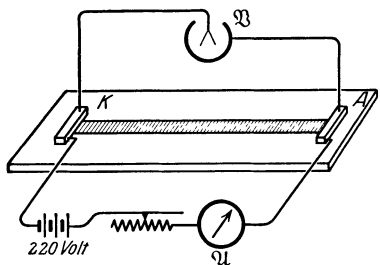


Abb. 353. Aufnahme der Stromspannungskurve in einem elektrolytischen Leiter.

lytische Aufspaltung oder Dissoziation neutraler gelöster Moleküle. Jedes Ion trägt eine seiner chemischen Wertigkeit n gleiche Anzahl elektrischer Elementarquanten.

Das elektrische Feld zieht diese Ionen durch die mehr oder minder zähe Flüssigkeit hindurch. Dabei findet man im allgemeinen eine sehr gute Annäherung an das Ohmsche Gesetz. Strom und Spannung sind einander proportional. Zur Vorführung dient die in Abb. 353 skizzierte Anordnung. Die schraffierte Fläche stellt den elektrolytischen Leiter dar. Als sol-

chen nehmen wir der Bequemlichkeit halber einen mit Leitungswasser getränkten Fließpapierstreifen auf einer Spiegelglasplatte. A und K sind zwei aufgesetzte Metallelektroden. Z ist ein Drehspulamperemeter und V ein Zweifadenvoltmeter.

Bei einer Messung zusammengehöriger Werte von P und i ergibt sich beispielsweise das in Abb. 354 dargestellte Bild. Der Zusammenhang von Spannung und Strom wird durch eine zum Nullpunkt weisende Gerade dargestellt.

Bei genauen Messungen geht die Gerade nicht streng durch den Nullpunkt, sondern schneidet die Spannungsschse bei einer kleinen endlichen Spannung p (Größen-

ordnung 1 Volt). Die Beobachtungen geben also nicht $P/i = \text{const}$, sondern $(P - \phi)/i = \text{const}$. Dieser Verlauf der Geraden wird aber nur durch eine technische Einzelheit der Versuchsanordnung bedingt. Das Voltmeter mißt nicht nur die Spannung zwischen den Enden der Flüssigkeitssäule, sondern außerdem noch die sog. Polarisationsspannung ϕ . Diese hat ihren Sitz zwischen den Elektroden und der Flüssigkeitssäule. Wir kommen auf diesen hier ganz unwesentlichen Punkt im folgenden Kapitel in größerem Zusammenhange zurück.

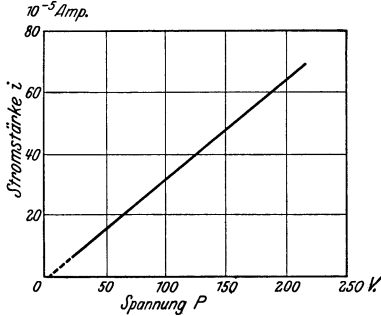


Abb. 354. Das Ohmsche Gesetz bei der elektrolytischen Leitung.

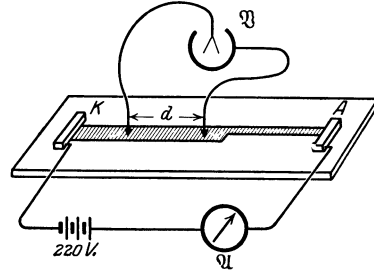


Abb. 355. Abhängigkeit des Widerstandes von Länge und Querschnitt des elektrolytischen Leiters.

Das Verhältnis P/i wird wie stets als Widerstand definiert. P/i erweist sich proportional der Länge l und umgekehrt proportional dem Querschnitt F der Flüssigkeitssäule. Man findet

$$\frac{P}{i} = \frac{l}{F} \cdot \sigma. \tag{187}$$

σ bedeutet eine Konstante. Den Einfluß von l und F zeigt man sehr einfach mit der in Abb. 355 skizzierten Anordnung. Man gibt der Strombahn zwei oder drei verschiedene Querschnitte und läßt sie hintereinander vom gleichen Strom durchfließen. Zwei „Sonden“, kleine Metalldrähte an isolierenden Handgriffen, lassen die Spannung zwischen den Enden von Stromwegen verschiedener Länge und verschiedenen Querschnitts bestimmen.

Der Proportionalitätsfaktor σ heißt der spezifische Widerstand. Sein Zahlenwert hat eine einfache physikalische Bedeutung. Er ist gleich dem Widerstand eines Würfels mit der Längeneinheit als Kantenlänge ($F = 1 \text{ m}^2$, $l = 1 \text{ m}$). Die Tabelle 7 gibt einige Zahlenwerte von σ . Sie gelten alle für eine Temperatur von 18 Grad C („Zimmertemperatur“). σ hat einen großen negativen Temperaturkoeffizienten. Sein Wert vermindert sich um rund 2 je Grad Temperaturerhöhung. Infolgedessen erfordern genaue Messungen über Strom und Spannung in Elektrolyten eine peinliche Konstanthaltung der Temperatur durch Wasserbäder. Außer den Werten für σ enthält die Tabelle auch die Kehrwerte. $1/\sigma$ nennt man die spezifische Leitfähigkeit κ . Ihr Zahlenwert gibt in Metern die Länge eines Leiters mit 1 Ohm Widerstand bei 1 m^2 Querschnitt.

So weit der empirische Tatbestand. Der Mechanismus des Ohmschen Gesetzes ist schon in § 93 in seinen wesentlichen Zügen klargestellt worden. Wir können daher auf die dort entwickelte Gleichung zurückgreifen.

$$i = \frac{F}{l} \mathfrak{N}(n e) (v_+ + v_-) P. \tag{180} \text{ v. S. 149}$$

Mit der Definitionsgleichung (187) für den spezifischen Widerstand σ oder die Leitfähigkeit $\kappa = 1/\sigma$ erhält man:

$$\frac{1}{\sigma} = \kappa = \mathfrak{N}(n e) (v_+ + v_-). \tag{188}$$

Es ist $\mathfrak{N}(n e) = \frac{\text{Ladung } Q \text{ aller Träger eines Vorzeichens}}{\text{Volumen } V \text{ der Lösung}}$.

Ferner sei die Konzentration

$$c = \frac{\text{Masse des gelösten Stoffes}}{\text{Volumen } V \text{ der Lösung}}$$

Tabelle 7. Spezifischer Widerstand und Leitfähigkeit wäßriger Lösungen (18°).

Substanz	Konzentration c	Spezifischer Widerstand σ in Ohm m	Leitfähigkeit κ in Ohm ⁻¹ m ⁻¹	Bemerkungen
Kochsalz NaCl	10 ⁻⁴	9,3 · 10 ²	108 · 10 ⁻⁵	κ/c , genannt die molekulare Leitfähigkeit, nähert sich mit sinkender Konzentration einem konstanten Grenzwert 10,8 Ohm ⁻¹ m ³ Kilomol ⁻¹
	10 ⁻³	9,4 · 10 ¹	107 · 10 ⁻⁴	
	10 ⁻²	9,8	102 · 10 ⁻³	
	10 ⁻¹	10,9 · 10 ⁻¹	92 · 10 ⁻²	
	1	13,5	74 · 10 ⁻¹	
Zinksulfat ZnSO ₄	5	15	67	
	20	5,1	196	
	5	53	19	
Salzsäure HCl	20	21	47	
	5	2,5	395	
	20	1,3	762	
Schwefelsäure H ₂ SO ₄	40	1,9	515	
	5	4,8	209	
	20	1,5	653	
	30	1,4	740	
40	1,5	680		

Zum Vergleich: Kupfer

$1,8 \cdot 10^{-8} (!)$

$5,7 \cdot 10^7 (!)$

Dann ist

$$\mathfrak{N}(ne) = c \cdot \frac{\text{Ladung } Q \text{ aller Träger eines Vorzeichens}}{\text{Masse des gelösten Stoffes}}$$

oder nach Gleichung (ε) v. S. 173

$$\mathfrak{N}(ne) = c \cdot n \cdot 9,65 \cdot 10^7 \left[\frac{\text{Amperesekunden}}{\text{m}^3} \right].$$

Somit ist $\mathfrak{N}(ne)$ in Gl. (188) bekannt, und daher kann man aus den gemessenen κ -Werten die Summe der Trägerbeweglichkeiten, also ($v_+ + v_-$) berechnen.

Ein Beispiel soll das erläutern. Nach Tabelle 7 ist für eine NaCl-Lösung der Konzentration $c = 10^{-4}$ Kilomol/m³ $\kappa = 108 \cdot 10^{-5}$ Ohm⁻¹ m⁻¹. Na- sowohl wie Cl-Ionen sind einwertig, also $n = 1$. Folglich ist $\mathfrak{N}(ne) = 9,65 \cdot 10^3$ Ampere-sekunden/m³. Einsetzen dieses Wertes in Gl. (188) von S. 175 ergibt

$$(v_+ + v_-) = \frac{108 \cdot 10^{-5} \text{ Ohm}^{-1} \text{ m}^{-1}}{9,65 \cdot 10^3 \text{ Amperesek./m}^3} = 11,2 \cdot 10^{-8} \frac{\text{m/sek}}{\text{Volt/m}}.$$

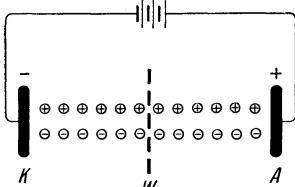


Abb. 356.

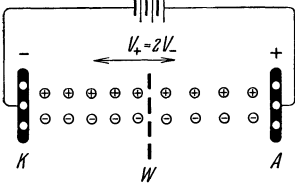


Abb. 357.

Abb. 356 und 357. Konzentrationsänderungen als Folge verschiedener Beweglichkeit von Kation und Anion.

nur noch fünf, vor der Anode sogar noch weniger, nämlich nur vier Ionenpaare. In beiden Hälften ist die Konzentration des Salzes durch den Stromdurchgang gesunken, vor der Kathode um Δc_K , vor der Anode um Δc_A . Das Verhältnis beider Konzentrationsabnahmen

Außer der Summe der Beweglichkeiten ($v_+ + v_-$) kann man auch ihr Verhältnis v_+/v_- experimentell bestimmen und damit auch die Einzelwerte v_+ und v_- .

Das Verhältnis v_+/v_- bestimmt man aus Konzentrationsänderungen nach Stromdurchgang. Zur Erläuterung dessen denken wir uns in den Abb. 356 und 357 die Strombahn mit einer für Ionen durchlässigen Wand in zwei Hälften zerlegt. Die Wand soll nur Flüssigkeitsströmungen zwischen den beiden Hälften verhindern. Die Abb. 356 zeigt die beiden Kolonnen der positiven und negativen Ionen vor, die Abb. 357 nach dem Stromdurchgang. Die an den Elektroden abgeschiedenen Träger sind, und zwar jetzt ohne Ladung, im Innern der Elektroden gezeichnet. Dabei ist die Geschwindigkeit der positiven Ionen doppelt so hoch als die der negativen angenommen worden, also $v_+ = 2v_-$. Infolgedessen sind durch die mittlere Scheidewand doppelt soviel positive Ionen nach links als negative nach rechts hindurchgelaufen. In Abb. 356 enthielten beide Hälften gleich viel Ionen, nämlich je sechs Paare oder sechs Moleküle des gelösten Salzes. In Abb. 357 sind es aber links vor der Kathode

hängt allein vom Verhältnis der beiden Ionenbeweglichkeiten ab. Wie in unserem Beispiel gilt allgemein

$$\frac{v_-}{v_+} = \frac{\Delta c_{\text{Kathode}}}{\Delta c_{\text{Anode}}}. \tag{189}$$

Dies Verhältnis bestimmt man auf chemischem Wege.

Die Verhältnisse $v_+/(v_+ + v_-)$ und $v_-/(v_+ + v_-)$ messen die Anteile der Kationen und der Anionen am gesamten Ladungstransport. Man nennt diese Anteile die Überföhrungszahlen des Kations und des Anions.

Oft sind mehr als zwei Trägersorten vorhanden, z. B. n_1 mit der Beweglichkeit v_1 , n_2 mit der Beweglichkeit v_2 und so fort. Dann mißt der Bruchteil $n_a v_a / (n_1 v_1 + n_2 v_2 + \dots)$ den Anteil der Trägersorte a am ganzen Ladungstransport. Man nennt diesen Anteil die Überföhrungszahl der Ionensorte a .

Die Beweglichkeit der Ionen in Wasser ergibt sich nach obiger Rechnung um drei Zehnerfaktoren kleiner als die der Ionen in Zimmerluft oder in anderen Gasen von Atmosphärendruck. Das ist im wesentlichen eine Folge der viel größeren inneren Reibung der Flüssigkeiten.

Direkte Messungen der Ionengeschwindigkeiten in wäßrigen Lösungen bestätigen die rechnerisch gewonnene Größenordnung. Dazu benutzt man gefärbte Ionen, z. B. die roten MnO_4^- -Ionen. Man stellt sich in Abb. 358 mit einer großen und einer kleinen Glasplatte und zwei Fließpapierstreifen α eine ganz flache Kammer her und füllt diese mit verdünnter farbloser KNO_3 -Lösung. Dann setzt man vor beide Öffnungen der Kammer je einen Blechstreifen als Elektrode, die Anode ganz dicht an die Kammer, die Kathode in 1 mm Abstand. In den engen Zwischenraum bringt man etwas KMnO_4 -Lösung. Nach dem Anlegen der Spannung (220 Volt) sieht man von der Kathode aus eine rote Wolke mit recht scharfer Grenze zur Anode vorrücken. Bei Umkehr der Feldrichtung läuft sie zurück. So kann man mit der Stoppuhr die Geschwindigkeit der roten Ionen messen und ihre Proportionalität zur Feldstärke prüfen. (Im klaren Teil wandern unsichtbare NO_3^- -Anionen, im roten Teil MnO_4^- -Anionen. Außerdem wandern in beiden Teilen unsichtbare K-Kationen.)

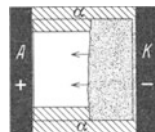


Abb. 358. Zur sichtbaren Wanderung gefärbter Ionen.

Die Proportionalität von Trägergeschwindigkeit u und elektrischer Feldstärke \mathcal{E} , also die Beziehung $u = \mathcal{E}v$, soll nach § 93 durch reibungsartige Widerstände bedingt sein. Hier soll also die innere Reibung der Flüssigkeit die Ionen bremsen. Diese Reibung zwischen Ionen und Flüssigkeit läßt sich experimentell nachweisen.

Wir sehen in Abb. 359 einen ringförmigen Trog mit isolierendem Boden. Die beiden zylindrischen Seitenwände bilden die Elektroden A und K . Die Flüssigkeit ist eine beliebige Salzlösung. Die Ionen wandern radial durch sie hindurch. Der Trog wird auf den N -Pol eines Stabmagneten gesetzt. Die magnetischen Feldlinien treten also ange-

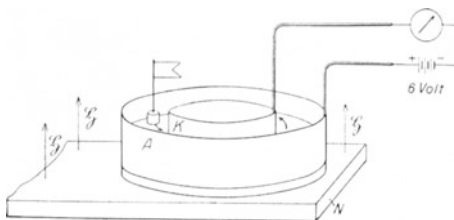


Abb. 359. Reibung zwischen Ionen und Flüssigkeit.

nähert senkrecht durch den Flüssigkeitsring hindurch. Jetzt werden die bewegten Ionen wie jeder Strom durch das Magnetfeld abgelenkt. Diese Ablenkung steht senkrecht zur Wanderungsrichtung der Ionen und senkrecht zu den magnetischen Feldlinien (Abb. 187). Die Reibung zwischen Ionen und Flüssigkeit überträgt die seitliche Bewegung der Ionen auf die Flüssigkeit. Die Flüssigkeit beginnt lebhaft im Sinne der Pfeilspitzen zu kreisen. Ein kleiner

Korkschwimmer mit Fähnchen macht die Bewegung weithin sichtbar. Bei Umkehr der Stromrichtung wechselt der Drehsinn. Damit ist die Reibung zwischen Ionen und Wasser sichergestellt.

Bei hoher Konzentration zeigen elektrolytische Lösungen wichtige Besonderheiten. Das Ohmsche Gesetz gilt nur im Bereiche der kleinen, gewöhnlich benutzten elektrischen Feldstärken. Bei hohen Feldstärken ist von einer Konstanz des Verhältnisses P/i keine Rede. Der Strom wächst schneller als die Spannung. Besonders geschieht das im Falle mehrwertiger Ionen. Die in Tabelle 7 für einige hohe Konzentrationen genannten Leitfähigkeiten sind zwar praktisch wichtig. In Wirklichkeit stellen aber die Zahlen nur untere Grenzwerte dar. Die oberen Grenzwerte beobachtet man bei Feldstärken der Größenordnung 10^7 Volt/m. Für sie ist die molekulare Leitfähigkeit κ/η auch für ganz hohe Konzentrationen gleich der im Grenzfall unendlicher Verdünnung $(\kappa/\eta)_\infty$ gemessenen. Sie beträgt also für NaCl beispielsweise $10,8 \text{ Ohm}^{-1} \text{ m}^2 \text{ Kilomol}^{-1}$ (Tabelle 7, rechts oben) (MAX WIEN).

Deutungsversuch: Der Wärmebewegung der Ionen in der Lösung überlagert sich die wechselseitige elektrische Anziehung der Ionen. Unter den Nachbarn eines positiven Ions müssen im zeitlichen Mittel die negativen überwiegen, und umgekehrt. Der Überschub der entgegengesetzten Ladungen in der Umgebung hemmt den Lauf des Ions. Aber die Ausbildung dieser störenden Überschubladung in der Umgebung des Ions erfordert Zeit. Diese fehlt, wenn das Ion durch große elektrische Feldstärken hohe Geschwindigkeiten (Größenordnung 1 m/sek) erreicht. Bei großen elektrischen Feldstärken kommt also die Ursache der Störung überhaupt nicht zur Ausbildung.

Bei kleinen elektrischen Feldstärken und kleiner Ionengeschwindigkeit hat die Überschubladung Zeit zur Ausbildung, aber auch dann kann man die von ihr bewirkte Hemmung der Ionen durch einen Kunstgriff wenigstens stark herabsetzen: Man beschränkt die Bewegung der Ionen auf winzige Wege wechselnder Richtung, d. h. man benutzt hochfrequente Wechselfelder (H. ZAHN).

§ 107. Entstehung der Stromwärme. Die Reibung der Ionen bewirkt die bekannte Erwärmung der Strombahn. Sie wird meist kurz als „Stromwärme“ oder als „Joulesche Wärme“ bezeichnet. Man berechnet sie aus Gleichung (20) von S. 38 folgendermaßen: Ein Strom i fließe während der Zeit t . Dabei wandern zwei Kolonnen positiver und negativer Ionen in entgegengesetzter Richtung. Trotzdem kann man den Strom formal als einen in t Sekunden erfolgenden Transport einer Ladung $q = it$ von der einen Elektrode bis ganz zur anderen herüber betrachten (s. § 92!). Bei diesem Transport leistet das elektrische Feld die Arbeit $q \cdot P$. Diese erscheint als Wärme Q . Durch Division mit der Flußzeit t bekommen wir die je Sekunde vom Strom erzeugte Wärme, also die Wärmeleistung

$$W = iP \text{ Voltampere} \quad (190)$$

oder nach Einführung des Widerstandes $R = P/i$

$$W = i^2 R \text{ Voltampere.} \quad (191)$$

Zur Umrechnung dieser in elektrischem Maße gemessenen Wärmeleistung auf das kalorische Maß dient das elektrische Wärmeäquivalent (s. S. 38). Das

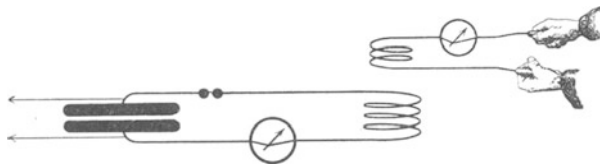


Abb. 360. Physiologische Unwirksamkeit hochfrequenter Wechselströme.

hier speziell für elektrolytische Leitung hergeleitete Ergebnis gilt ganz allgemein: haben wir doch nur von zwei für jeden Leitungsstrom gültigen Gleichungen Gebrauch gemacht.

Die Stromwärme in einem elektrolytischen Leiter zeigt man recht eindrucksvoll am eigenen Körper. Man schickt beispielsweise durch Arme und Schultergürtel einen Leitungsstrom von einigen Ampere hindurch (Abb. 360). Dann spürt man, namentlich in den Handgelenken, eine intensive Erwärmung.

In den Handgelenken hat die Strombahn den kleinsten Querschnitt F , also nach Gl. (187) (S. 175) je Längeneinheit den größten Widerstand R . Also erreicht dort auch die Wärmeleistung $i^2 R$ des Stromes ihren größten Wert.

Man darf diesen Versuch keinesfalls mit Gleichstrom ausführen. Die Ionen des Zellinhaltes wandern im elektrischen Felde bis an die Zellgrenzen. Dadurch entstehen Konzentrationsänderungen im Zellinhalt. Bei kleinen Stromstärken [$i < 10^{-2}$ Ampere, (Abb. 35)] können die Konzentrationsänderungen keine nennenswerten Beträge erreichen. Denn die thermische Diffusion gleicht sie ständig wieder aus. Bei Stromstärken von einigen Ampere aber reicht die Gegenwirkung der Diffusion nicht mehr im entferntesten aus. Derartige Ströme bewirken schon in Bruchteilen einer Sekunde gefährliche chemische Änderungen des Zellinhaltes.

Man muß statt des bei höheren Stromstärken lebensgefährlichen Gleichstromes hochfrequente Wechselströme benutzen ($n > 10^5 \text{ sek}^{-1}$). Dann kann bei der bekannten Langsamkeit der Ionenwanderung in der kurzen Zeit einer Halperiode (etwa Wellenberg) keine bedenkliche Konzentrationsänderung entstehen. Überdies wird sie sogleich bei der folgenden Halperiode entgegengesetzter Stromrichtung (Wellental) wieder rückgängig gemacht.

Dieses Rückgängigmachen wird am vollkommensten bei ganz symmetrischen Wechselstromkurven erreicht. Bei der Herstellung der Wechselströme durch elektrische Schwingungen müssen diese also möglichst ungedämpft sein (vgl. § 147).

Bei Frequenzen in der Größenordnung 10^8 sek^{-1} brauchen die Elektroden den Körper nicht zu berühren. Man kann den Körper frei zwischen die Elektroden stellen. Dann hat man das Schema der Abb. 66b. Es handelt sich um eine periodische Wiederholung des Influenzvorganges: Bei jedem Wechsel der Feldrichtung wird der Körper von einem kurz dauernden Strom durchflossen. Diese Art der Wechselstromheizung wird in der Medizin „Bestrahlung mit Kurzwellen“ genannt. Sie hat jedoch weder etwas mit Strahlen noch mit Wellen zu tun.

§ 108. Technische Anwendungen der Elektrolyse wäßriger Lösungen. Die §§ 104–106 haben sich im wesentlichen mit dem Mechanismus der elektrolytischen Leitung in wäßrigen Lösungen beschäftigt. Daneben darf man die technische Bedeutung der elektrolytischen Leitung nicht übersehen.

Wir erwähnen zunächst die praktisch für viele Gewerbe bedeutsame „Galvanoplastik“. Man benutzt die an der Kathode ankommenden Metallionen zur Herstellung von Metallüberzügen. Die galvanoplastische Vernicklung und Vergoldung unedler Metalle, z. B. von Eisen, ist heute allbekannt. Nichtleitende Körper, z. B. Wachsmodele, Holzschnittafeln usw., reibt man zunächst mit Graphitpulver ein. Dadurch erhalten sie eine leitende Oberflächenschicht. Dann kann man sie als Kathode benutzen und vom Strom mit Kupfer oder einem anderen Metall überziehen lassen. Die Herstellung guter galvanoplastischer Überzüge erfordert erhebliche Erfahrung. Wesentlich ist die Auswahl geeigneter Metallsalze (meist Komplexsalze) und die Innehaltung gewisser Stromdichten.

Außerdem nennen wir noch kurz die Herstellung isolierender Oberflächenschichten durch elektrolytische Leitung. Besonders bekannt ist der in Abb. 361 dargestellte Fall einer Aluminium- und einer Bleielektrode in der wäßrigen Lösung eines Alkaliborates. E ist eine Stromquelle von etwa 40 Volt Spannung. Mit der Aluminiumplatte als Kathode fließen unter lebhafter Gasentwicklung etliche Ampere durch die elektrolytische Zelle hindurch. Ganz anders aber bei Stromumkehr. Der Strom sinkt in wenigen Sekunden praktisch auf Null herunter. Aluminium als Anode überzieht sich mit einer unsichtbaren isolierenden Schicht. Sie hält einer Spannung von etwa 40 Volt gegenüber stand. Der Überzug besteht wahrscheinlich aus einer unlöslichen Aluminiumverbindung und einer Sauerstoffhaut.

Diese sog. „Aluminiumzelle“ wird in zweifacher Weise benutzt:

1. Als Gleichrichter oder Ventil. Man ersetzt die Batterie E in Abb. 361 durch eine Wechselstromquelle von weniger als 40 Volt Spannung. Die Zelle soll nur die eine Halbwelle eines Wechselstromes hindurchlassen. Das ist in der Tat der Fall. Das Drehspulvoltmeter macht einen dauernden konstanten Ausschlag. Bei Wechselstrom ist das nicht möglich. Die Gleichrichterwirkung der Zelle ist somit erwiesen.

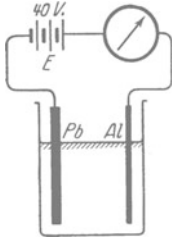


Abb. 361. Aluminiumzelle.

Zur Gleichrichtung von Wechselspannungen von mehr als 40 Volt schaltet man etliche Ventillezellen hintereinander.

2. Als Kondensator großer Kapazität. Das Aluminiumblech und der Elektrolyt bilden die Platten eines Kondensators, die dünne, unsichtbare isolierende Haut sein Dielektrikum. Der Plattenabstand ist sehr gering, die Kapazität daher nach Gleichung (8) sehr hoch. Sie kann pro Quadratdezimeter Plattenoberfläche einige Mikrofarad erreichen.

Technische Bauart entsprechend Abb. 95, jedoch die Papierstreifen als Träger der Elektrolytlösung. Kapazität des einzelnen Kondensators 10^{-3} bis 10^{-2} Farad.

§ 109. Ionenleitung in geschmolzenen Salzen und in unterkühlten Flüssigkeiten (Gläsern). Die bisherigen Beispiele der Ionenleitung in Flüssigkeiten benutzen durchweg wäßrige Lösungen von Salzen und Säuren. Wesentlich war die Aufspaltung der gelösten Moleküle in Ionen oder kurz ihre „elektrolytische Dissoziation“.

Außer Wasser kommen auch andere Lösungsmittel in Frage, z. B. Alkohol und Äther. Doch ist bei ihnen die Dissoziation erheblich geringer.

Außer in Lösungen zeigen die Moleküle auch in geschmolzenen Salzen und Basen erhebliche elektrolytische Dissoziation. Wir nennen als Beispiele geschmolzenes NaCl (Kohlenelektroden!) oder geschmolzenes NaOH. Die Elektrolyse derartiger Schmelzen spielt in der modernen Metallurgie eine große Rolle.

Weiter ist die elektrolytische Leitung der Gläser zu nennen. Ein Glas ist vom physikalischen Standpunkt betrachtet kein fester Körper, sondern eine unterkühlte Flüssigkeit von sehr großer innerer Reibung. Jeder feste Körper hat einen wohldefinierten Schmelzpunkt. Glas hingegen hat keinen Schmelzpunkt. Bei Erhitzung sinkt nur ganz kontinuierlich die innere Reibung. Erst wird das Glas zähflüssig wie Pech, dann dünnflüssig wie ein Öl.

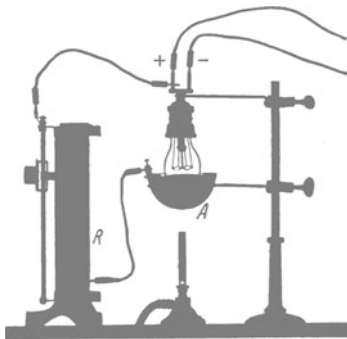


Abb. 362. Ionenwanderung durch festes Glas.
 R = Schutzwiderstand.

Zum Nachweis der elektrolytischen Leitung von Glas kann eine gewöhnliche gasleere Glühlampe mit Wolframdraht dienen. Man läßt sie gemäß Abb. 362 mit dem unteren Drittel in eine flüssiges NaNO_3 enthaltende Eisenschale A (etwa 300°) tauchen. Die Eisenschale wird mit dem positiven Pol der städtischen Zentrale verbunden. Der Strom läuft von der glühenden Wolfram-Spirale als Kathode bis zur Glaswand als unsichtbarer Elektronenstrom. Dann läuft er durch die Glaswand als elektrolytischer Strom. Die positiv geladenen Natriumionen wandern von der Anode A aus durch das Glas hindurch bis zu dessen Innenwand. Dort werden sie durch Vereinigung mit Elektronen entladen. Auf der Innenwand scheidet sich das metallische Natrium aus, es verdampft und schlägt sich am kalten Lampenhals als glänzender Spiegel nieder. Bei diesem Versuch ist das Glas noch fest. Es hält

den äußeren Luftdruck aus. Die Ionen können also bei hinreichender Feldstärke noch durch außerordentlich zähe Flüssigkeiten hindurchwandern.

Der spezifische Widerstand elektrolytischer Leiter sinkt mit steigender Temperatur (§ 106). Der Temperaturkoeffizient von σ ist negativ. Das kann man sehr drastisch mit einem elektrolytisch leitenden Glasstab vorführen. In Abb. 363 denke man sich einen bleistiftstarken Glasstab zwischen zwei Metallfedern A und K als Elektroden eingeklemmt. Als Stromquelle dient die städtische Zentrale (220 Volt). Der Strommesser \mathcal{A} hat einen Meßbereich bis etwa 50 Ampere. W ist ein Schutzwiderstand von etwa 5 Ohm. Er soll ein übermäßiges Anwachsen des Stromes und ein Durchbrennen der Sicherungen verhindern.

Bei Zimmertemperatur ist der Strom unmeßbar klein, das Voltmeter \mathcal{V} zeigt 220 Volt als Spannung P zwischen den beiden Enden des Stabes. Glas ist ja bei Zimmertemperatur ein recht guter Isolator. Anders bei Erhitzung durch einen Bunsenbrenner. Noch vor Rotglut zeigt sich ein meßbarer Strom. Sogleich wird der Bunsenbrenner entfernt. Trotzdem steigt der Strom i weiter. Je größer der Strom, desto stärker die Heizung durch die Stromwärme. Nach kurzer Zeit ist der Glasstab weißglühend. Wenige Augenblicke später schmilzt er durch und tropft herunter.

Dieser Versuch ist noch in anderer Hinsicht lehrreich. Bei der selbständigen Gasentladung, speziell dem Lichtbogen, ist uns die fallende Charakteristik begegnet (Abb. 349): Bei Zunahme der Stromstärke sinkt die Spannung P zwischen den Enden der Strombahn. Dasselbe können wir hier an unserem Glasstab beobachten. Dazu dient das Voltmeter \mathcal{V} .

Für die elektrolytische Leitung des Glasstabes gilt in erster Näherung das Ohmsche Gesetz, $P/i = \text{const.}$ Dabei ist aber Konstanz der Temperatur Vorbedingung. Der Leiter muß durch Wärmeabgabe oder künstliche Kühlung vor Temperatursteigerung durch die Stromwärme geschützt werden. Andernfalls überlagert sich dem ursprünglichen Leitungsvorgang sekundär der Einfluß der Temperaturerhöhung. Der Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes ist für den elektrolytischen Leiter negativ. So entsteht dann das Bild der fallenden Charakteristik.

Im Falle des elektrolytischen Leiters können wir das Zustandekommen der fallenden Charakteristik also einfach übersehen. Ähnliches gilt für die fallende Charakteristik bei der Gasentladung. Auch beim Lichtbogen kann man die Stromstärke nicht allein ändern. Man ändert stets gleichzeitig die Temperatur der Leitungsbahn und der Elektroden, und damit auch andere Faktoren. Durch die mangelnde Trennung der einzelnen Variablen entsteht dann die komplizierte Stromspannungskurve der fallenden Charakteristik.

§ 110. Leitung in Flüssigkeiten von hohem spezifischem Widerstand. Nach § 15 gibt es zwischen Leitern und Isolatoren einen stetigen Übergang. Ein Isolator ist ein Leiter von extrem hohem spezifischem Widerstand. Das gilt von Flüssigkeiten nicht minder als von festen Körpern. Die Tabelle 8 gibt einige Beispiele solcher schlecht leitenden oder gut isolierenden Flüssigkeiten.

Reinstes Wasser wird durch Vakuumdestillation hergestellt. Die Leitung in ihm ist besonders gründlich untersucht worden. Es handelt sich um eine echte Ionenleitung. Ein sehr kleiner Bruchteil des Wassers (bei 20° etwa $1,8 \text{ mg} = 10^{-7} \text{ Kilomol je m}^3$) ist in positive H- und negative OH-Ionen gespalten¹⁾.

¹⁾ Andere Ausdrucksweise: $p_{\text{H}} = 7$ oder $[\text{H}^+] \cdot [\text{OH}^-] = 10^{-14}$. Dabei bedeuten die Klammern Konzentrationen in Kilomol/m³.

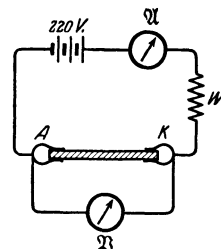


Abb. 363. Temperaturabhängigkeit der Ionenleitung in Glas.

Diese elektrolytische Dissoziation des Wassers ist auf verschiedenen Wegen mit quantitativer Übereinstimmung sichergestellt worden.

Bei den hochisolierenden Flüssigkeiten handelt es sich überwiegend um eine unselbständige Leitung. Die Träger sind meist fremde, als Verunreinigungen vorhandene Moleküle. Man kann sie zum Teil durch mehrfache Umdestillation

im Vakuum entfernen. Ein weiterer Teil läßt sich durch tagelanges Anlegen elektrischer Felder herausziehen. Die schließlich auch in der reinsten Flüssigkeit verbleibenden Träger sind Ionen. Sie entstehen aus den Molekülen der Flüssigkeit selbst. Es kann noch eine äußerst geringe elektrolytische Dissoziation vorliegen. Im wesentlichen handelt es sich aber, genau wie bei der spontanen Leitung der Luft, um eine Ionenbildung durch die über-

Tabelle 8.

Substanz (Zimmertemperatur)	Spezifischer Widerstand σ in Ohm \cdot m
Azeton	$1,4 \cdot 10^1$
Äthylalkohol	$5 \cdot 10^4$
Destilliertes Wasser	$10^8 - 10^4$
Reinstes Wasser im Vakuum.	$2,5 \cdot 10^5$
Öl für Transformatoren	$10^{11} - 10^{12}$
Petroleum	10^{14}
Flüssige Luft.	10^{16}

Die Zahlenwerte geben gleichzeitig den in Ohm gemessenen Widerstand eines Würfels von 1 m Kantenlänge.

all vorhandene Strahlung radioaktiver Substanzen. Diese bilden z. B. im Hexan rund 200 Ionen je Sekunde und Kubikzentimeter, also etwa 20mal mehr als in Luft. Einer der Gründe für diesen Unterschied ist klar: Hexan absorbiert die ionisierenden Strahlen stärker als die Luft mit ihrer geringen Dichte.

Durch Ionisation mit Röntgenlicht, radioaktiven Strahlen usw. läßt sich die Leitung hochisolierender Flüssigkeiten um viele Zehnerpotenzen steigern. Die Erscheinungen gleichen weitgehend den in ionisierter Luft beobachteten. Man beobachtet mühelos Sättigungsströme, jedoch findet man die Ionengeschwindigkeit entsprechend der höheren inneren Reibung vermindert.

§ 111. Elektrizitätsleitung in Metallen. Erfahrungstatsachen. Durch die Art ihrer Elektrizitätsleitung nehmen die Metalle in festem und flüssigem Zustande unter allen Substanzen eine Sonderstellung ein. Die Wanderung der Elektrizitätsatome in Metallen erfolgt praktisch ausschließlich ohne materielle Träger. Auch nach dem Durchgang großer Strommengen findet man im Gegensatz zur „elektrolytischen“ Leitung in Flüssigkeiten und Gasen an den Elektroden keine entladenen Träger. Mit dieser negativen Feststellung soll es zunächst sein Bewenden haben.

Man hat mit außerordentlichen Mitteln nach einer wenn auch kleinen Beteiligung materieller Träger gesucht. Geglückt ist das nur in vereinzelt Ausnahmefällen. Man hat z. B. Li in flüssigem Hg gelöst und im elektrischen Felde eine noch meßbare Wanderung von Li-Ionen nachgewiesen. Ferner konnte СОЕНН in Palladiumdrähten positive H-Ionen (oder Protonen) wandern lassen. Derartige Untersuchungen werden durch eine grundsätzliche Schwierigkeit behindert. Man kann in Metallen nur kleine elektrische Feldstärken aufrechterhalten, meist nur einige 10^{-1} Volt/m. Infolgedessen bleibt die Geschwindigkeit der Ionen klein, und daher lassen sich diese materiellen Träger nicht in leicht nachweisbarer Menge durch flüssige oder gar feste Metalle hindurchziehen.

Für die metallische Leitung gilt das Ohmsche Gesetz mit großer Strenge: Bei konstanten Nebenbedingungen (insbesondere Temperatur!) sind Strom und Spannungen einander stets proportional.

Zur Vorführung des Ohmschen Gesetzes genügt die in Abb. 364 skizzierte Anordnung. R ist ein technischer „Widerstand“¹⁾, ein meist aufgespulter Draht aus Konstantan od. dgl. (vgl. Abb. 34). Man benutzt Stromquellen verschiedener Spannungen, mißt zusammengehörige Werte von P und i und findet das

¹⁾ Vgl. Anmerkung S. 9.

Verhältnis P/i , unabhängig von i und P , konstant. P/i wird wie stets als Widerstand definiert. Sein Zahlenwert, gemessen in Volt/Ampere oder gekürzt in „Ohm“, ist der Länge l des Drahtes direkt, seinem Querschnitt F umgekehrt proportional. Wieder gilt die Gleichung (187) (S. 175)

$$\frac{P}{i} = \frac{l}{F} \cdot \sigma, \tag{187}$$

in der σ als spezifischer Widerstand definiert wird.

Die Meßtechnik verfügt über eine Unzahl von Methoden zur Messung des Verhältnisses P/i , also des Widerstandes eines Leiters. Alle beruhen in letzter Linie auf der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für metallische Leiter bei konstanten Nebenbedingungen, insbesondere bei konstanter Temperatur. Einzelheiten haben, wie bei allen Messungen, nur für den Fachmann Bedeutung.

Die Tabelle 9 gibt einige Werte des spezifischen Widerstandes für verschiedene Metalle und Legierungen bei Zimmertemperatur. Die σ -Werte sind durchweg erheblich kleiner als für die bestleitenden der in Tabelle 7 genannten Elektrolyte. Einige Legierungen zeichnen sich durch besonders hohe spezifische Widerstände aus. Aus ihnen wickelt man die Drahtspulen der technischen Widerstände, z. B. in Abb. 34.

Nach unseren früheren Darlegungen über die allgemeinen Grundlagen des Leitungsstromes bedeutet Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes eine „Reibung“ zwischen den wandernden elektrischen Ladungen und dem Leitermaterial. Diese „Reibung“ läßt sich bei Metallen ebenso wie bei Elektrolyten nachweisen. Die Abb. 365 zeigt eine geeignete Anordnung. Eine drehbare Kupferscheibe wird radial vom Strom durchflossen. Als eine Elektrode dient die Achse, als andere ein mit Hg gefüllter Napf. Die Kupferscheibe wird senkrecht von den magnetischen Feldlinien eines Hufeisenmagneten durchsetzt. Bei Stromdurchgang gerät die Scheibe in Drehung. Die wandernden negativen Ladungen werden im selben Sinne wie Kathodenstrahlen seitlich abgelenkt, sie nehmen die Kupferscheibe durch Reibung mit.

Recht lehrreich ist eine Abart dieses Versuches. Ein Wasserrohr platzt bei einer zu großen Stromstärke, d. h. einer zu großen je Sekunde durchfließenden Wassermenge. Bei stromdurchflossenen elektrischen Leitern tritt das Umgekehrte ein: Bei hoher Strombelastung schnürt sich der Leiter ab. Das zeigt man mit einem flüssigen metallischen Leiter, etwa Quecksilber, in einer flachen Rinne R von einigen Quadratcentimetern Querschnitt (Abb. 366). Zur Zu- und Ableitung des Stromes (Größenordnung 1000 Ampere) dienen Kupferschienen K und A .

Zur Deutung der Erscheinung nehme man Abb. 299 zur Hand. Dort steht ein Leiter senkrecht zur Zeichenebene. Sein kreisförmig angenommener Querschnitt ist schraffiert. Die Elektronen sollten auf den Beschauer zulaufen. Damit war die Richtung der kreisförmigen magnetischen Feldlinien festgelegt, sie läuft mit dem Uhrzeiger. — Die

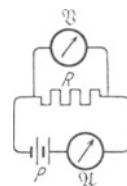


Abb. 364. Nachweis des Ohmschen Gesetzes für einen metallischen Leiter R . Der Widerstand des Voltmeters \mathfrak{V} muß groß gegen R sein, damit der das Voltmeter durchfließende Strom vernachlässigt werden kann.

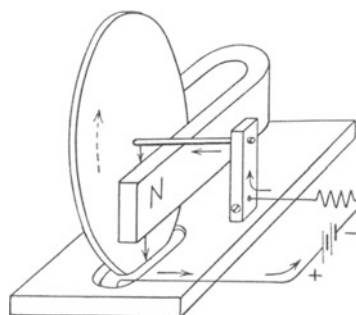


Abb. 365. Reibung der Elektronen in einem metallischen Leiter („BARLOW'SCHEM RAD“).

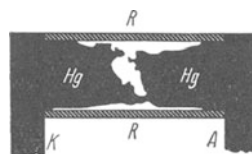


Abb. 366. Selbstabschnürung eines mit Strom hochbelasteten Leiters kurz vor der völligen Unterbrechung. Momentphotographie, die Seitenwände der Rinne nachträglich schraffiert. Die unregelmäßigen Umrisse werden durch Haften des Quecksilbers am durchsichtigen Boden der Rinne verursacht.

Tabelle 9.

Material bei 18°	Spezifischer Widerstand σ in Ohm · m	Spezifische Leitfähigkeit $\kappa = \frac{1}{\sigma}$ in Ohm ⁻¹ m ⁻¹
Reine Metalle		
Silber	0,016 · 10 ⁻⁶	62 · 10 ⁶
Kupfer	0,017 ₅ · 10 ⁻⁶	57 · 10 ⁶
Natrium	0,045 · 10 ⁻⁶	22 · 10 ⁶
Wolfram	etwa 0,05 · 10 ⁻⁶	20 · 10 ⁶
Platin	0,108 · 10 ⁻⁶	9,3 · 10 ⁶
Blei	0,208 · 10 ⁻⁶	4,8 · 10 ⁶
Graphit-Einkristall ¹⁾	etwa 0,4 · 10 ⁻⁶	2,5 · 10 ⁶
Quecksilber	0,96 · 10 ⁻⁶	1,0 ₄ · 10 ⁶
Legierungen		
Messing (66% Kupfer + 34% Zink) .	0,063 · 10 ⁻⁶	15,8 · 10 ⁶
Manganin (84% Kupfer + 4% Nickel + 12% Mangan)	0,42 · 10 ⁻⁶	2,4 · 10 ⁶
Konstantan (60% Kupfer + 40% Nickel)	0,49 · 10 ⁻⁶	2 · 10 ⁶
Gepreßte und gesinterte Pulver		
„Metallisierte“ Kohlefäden der Glüh- lampen	3 · 10 ⁻⁶	0,33 · 10 ⁶
Gewöhnliche Kohlefäden der Glüh- lampen und Kohlen der Bogen- lampen	40 · 10 ⁻⁶	0,02 ₅ · 10 ⁶
	Beim Fortlassen des Faktors 10 ⁻⁶ geben die Zahlen in Ohm den Widerstand eines Drahtes von 1 m Länge und 1 mm ² Querschnitt.	Beim Fortlassen des Faktors 10 ⁶ geben die Zahlen in Metern die Länge eines Drahtes, der bei 1 mm ² Quer- schnitt 1 Ohm Wider- stand hat.

magnetischen Feldlinien umfassen den Leiter nicht nur von außen, sondern sie sind auch im Innern des Leiters²⁾ vorhanden. Infolgedessen durchlaufen die Elektronen im Leiter ein Magnetfeld. In diesem werden sie abgelenkt, und zwar in der Papierebene radial zum Leiterzentrum hin (vgl. Abb. 187). Dabei wird das Metall des Leiters „durch Reibung“ mitgenommen, und diese konzentrische Bewegung führt zur Abschnürung.

Die durch Reibung vernichtete Energie erscheint auch bei den Metallen als Stromwärme. Die für Elektrolyte angestellten Betrachtungen (§ 107) gelten genau so für Metalle.

§ 112. Temperaturabhängigkeit der metallischen Leitung. Der spezifische Widerstand steigt mit der Temperatur. Zur Vorführung benutzt man bequem eine handelsübliche 25kerzige Metallfadenlampe (Abb. 367). Sie enthält einen in bekannter Weise aufgespulten Wolframdraht. Er wird durch die Strom-

¹⁾ Reine einheitliche Graphitkristalle zeigen ebenso wie reine Metalle bei steigender Temperatur eine Zunahme des spezifischen Widerstandes. Der übliche negative Temperaturkoeffizient technischer Graphitpräparate dürfte ähnliche Ursachen haben wie der mancher Metallegierungen. Man vgl. Manganin in Abb. 370.

²⁾ Die quantitative Untersuchung des inneren Magnetfeldes ist eine gute Praktikumsaufgabe. Man stellt den flüssigen Leiter in einem Glasrohr vertikal. Dann kommt beim Stromdurchgang keine Selbstabschnürung zustande, sondern eine parabolische Druckverteilung im Innern. Man beobachtet sie mit Hilfe eingesenkter Manometerrohre und berechnet sie gleichzeitig mit den Gleichungen (82) und (95) (S. 78 und 87).

wärme [Gleichung (191) von S. 178] geheizt. Das Voltmeter \mathfrak{V} mißt die Spannung P zwischen den Enden des Wolframdrahtes, das Amperemeter \mathfrak{A} den Strom im Draht. Als Stromquelle dient die städtische Zentrale. Ein technischer Widerstand W mit Gleitkontakt läßt die Stromstärke in

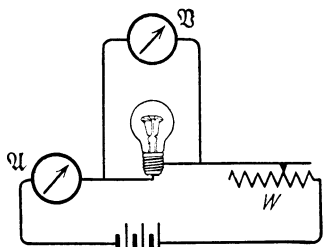


Abb. 367.

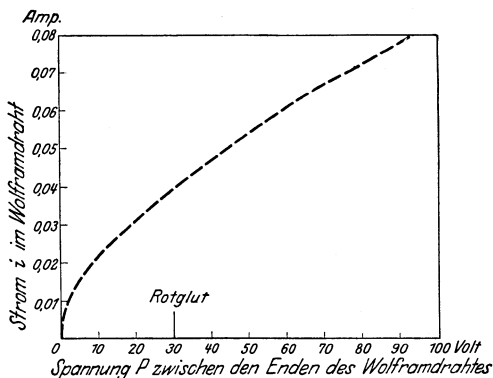


Abb. 368.

Abb. 367 und 368. Zunahme des Widerstandes eines metallischen Leiters (Wolframspiraldraht einer Glühlampe) mit der Temperatur. In der Schaltskizze muß der Widerstand des Voltmeters \mathfrak{V} groß gegen den der Glühlampe sein, damit nur ein verschwindend kleiner Teil des von \mathfrak{A} angezeigten Stromes auf das Voltmeter entfällt.

weiten Grenzen verändern. Man beobachtet zusammengehörige Werte von P und i . Ein Beispiel ist in der Abb. 368 dargestellt. Bei Stromstärken oberhalb von etwa 0,03 Ampere glüht der Draht bereits sichtbar, bei 0,13 Ampere wird Weißglut erreicht. Von einer Konstanz des Verhältnisses P/i ist keine Rede, es steigt offensichtlich mit wachsender Temperatur.

Bei quantitativen Bestimmungen mißt man die Temperatur des Drahtes, statt sie nur aus der Glühfarbe zu schätzen. Außerdem berücksichtigt man die durch die Erwärmung verursachte Zunahme der Drahtlänge l und des Querschnitts F . So gelangt man zu den in Abb. 369 dargestellten Ergebnissen. Als Ordinate ist der spezifische Widerstand eingetragen. Als Beispiele sind gewählt Kupfer, unser wichtigstes technisches Leitungsmaterial, ferner Blei, Platin und Eisen. Ähnliche Kurven bekommt man für alle übrigen reinen Metalle, und zwar für die schwerschmelzenden, wie Wolfram (W), bis zu den hohen

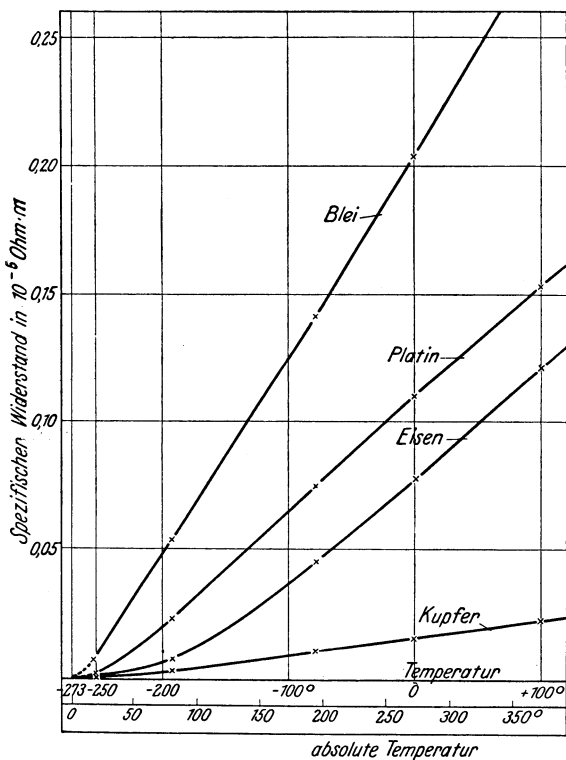


Abb. 369. Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes reiner Metalle.

Temperaturen hinauf. Diese Angaben über den Einfluß der Temperatur gelten in gleicher Weise für feste, aus Kristallen bestehende Metalle wie für flüssige

Metalle. Der Wechsel des Aggregatzustandes verursacht nur einen Sprung der Leitfähigkeit. Nach einer Faustregel halbiert sich der spezifische Widerstand beim Erstarren des Metalles.

Ein ganz anderes Bild bieten die Legierungen. Ihr spezifischer Widerstand ist viel weniger von der Temperatur abhängig. Die Abb. 370 zeigt das für 18-karätiges Gold. Durch systematisches Probieren hat man sogar Legierungen mit praktisch temperaturunabhängigem spezifischem Widerstand herstellen können. Eine solche Legierung ist Manganin, eine Mischung von Kupfer, Nickel und Mangan (vgl. Abb. 370).

Legierungen wie Manganin sind für die Meßtechnik von unschätzbarem Wert. Aus ihnen werden die Drahtspulen der technischen „Präzisionswiderstände“ angefertigt.

Auf der anderen Seite hat auch die hohe Temperaturabhängigkeit der reinen

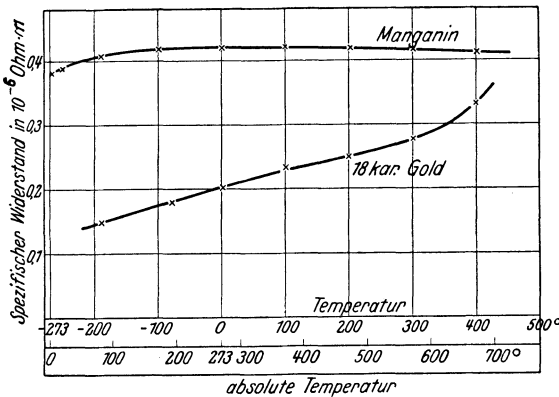


Abb. 370. Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes von Legierungen.

§ 113. Die Supraleitung. Wir wenden uns jetzt wieder der Abb. 369 zu. Der Widerstand reiner Metalle sinkt dauernd mit fallender Temperatur. Die Messungen sind dort für Kupfer und Blei bis zu -253°C , der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs, durchgeführt. Für das noch fehlende Temperaturintervall zwischen -253° und dem absoluten Nullpunkt von -273° wird jedermann den punktiert angedeuteten Verlauf der Kurven erwarten: ein allmähliches, asymptotisches Nullwerden des spezifischen Widerstandes bei völliger Stilllegung aller Wärmebewegung der Metallatome. Das Experiment aber, die stets letzte Instanz, hat anders entschieden. Bei tiefsten Temperaturen tritt etwas ganz Neues, Unerwartetes ein: die von KAMERLINGH-ONNES entdeckte „Supraleitung“ (1911).

Die Abb. 371 umfaßt die linke untere Ecke der Abb. 369 in vergrößertem Maßstabe. Sie ergänzt für Blei die Messungen des spezifischen Widerstandes für die letzten 10° oberhalb des absoluten Nullpunktes. Diese Temperaturen werden durch flüssiges Helium zugänglich. Bis herab zu $7,3 \text{ abs.}$ sinkt der spezifische Widerstand des Bleies stetig weiter. Das entspricht der punktierten Verlängerung der Pb-Kurve in Abb. 369. Dann aber springt der spezifische Widerstand plötzlich innerhalb eines hundertstel Grades auf unmeßbar kleine Werte herunter. Er beträgt nicht mehr den 10^{12} Teil seines Wertes bei Zimmertemperatur. Die Abb. 371 gibt als 2. Beispiel Messungen an Tl. Seine Sprungtemperatur liegt nur noch $2,3^\circ$ oberhalb des absoluten Nullpunktes. Die Supra-

Varianten „elektrische Widerstandsthermometer“ oder „Bolometer“ gebaut. Im einfachsten Falle nimmt man eine Stromquelle konstanter Spannung, etwa einen Akkumulator, ein Amperemeter und eine Spule aus feinem Kupferdraht. Die Spule ist der eigentliche Thermometerkörper. Beim Eintauchen der Spule in flüssige Luft verdreifacht sich der Strom usw. Man kann die Skala des Amperemeters direkt in Temperaturgrade umeichen. Soweit die technischen Anwendungen.

leitung ist bisher an 12 reinen Metallen gefunden worden, nämlich Ti, Ga, Nb, Mo, In, Sn, Ta, Au, Hg, Tl, Pb, Th. Die übrigen Metalle zeigen bei tiefsten Temperaturen noch einen konstanten endlichen Grenzwert, z. B. Cadmium in Abb. 371.

Die Supraleitung ist zweifellos eine grundlegende Erscheinung, eine Entdeckung von größter Bedeutung. Sie tritt außer an reinen Metallen auch an einer ganzen Anzahl von Legierungen auf. Eine von ihnen, Niobkarbid, kann man schon mit siedendem Wasserstoff unter die Sprungtemperatur ($10,2^\circ$ abs.) abkühlen. Sie eignet sich daher für Schauversuche.

Mit der Supraleitung hat man ein altes Gedankenexperiment verwirklichen können: Man kann einen einmal eingeleiteten Strom bei Ausschaltung aller „Reibungs“verluste auch ohne Stromquelle dauernd weiterfließen lassen (Abb. 372). J sei eine Spule aus Bleidraht, \mathcal{H} ein Magnetfeld beliebiger Herkunft. Der Draht wird mit flüssigem He auf etwa -270° abgekühlt. Dann

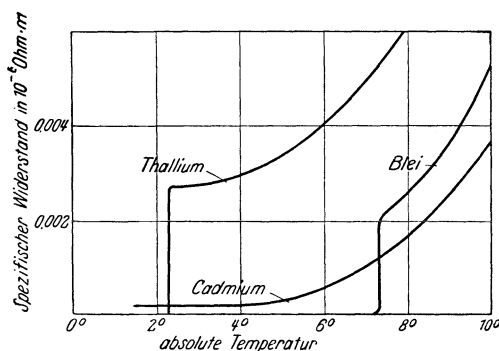


Abb. 371.

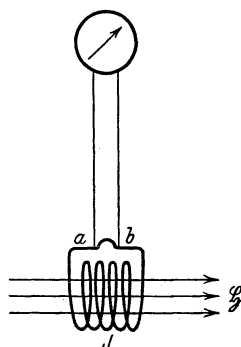


Abb. 372.

Abb. 371 und 372. Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes in der Nähe des absoluten Nullpunkts. Supraleitung von Blei und Thallium.

läßt man das Magnetfeld verschwinden. Während des Verschwindens erzeugt es ein elektrisches Feld mit ringförmig geschlossenen Feldlinien. Dies Feld beschleunigt die Elektrizitätsatome im Bleidraht, in der Bleispule fließt ein Strom (Induktionsstrom). Nach Beseitigung des Magnetfeldes werden die Elektrizitätsatome nicht mehr beschleunigt, sie laufen mit konstanter Geschwindigkeit weiter. KAMERLINGH-ONNES hat diesen Strom auf zwei Weisen nachgewiesen. Erstens durch die Ablenkung einer genäherten Magnetnadel, zweitens mit der in Abb. 372 skizzierten Anordnung. Zwei benachbarte Punkte a und b der Bleispule werden mit einem Galvanometer verbunden. Nach einigen Sekunden wird der supraleitende Draht zwischen a und b durchgeschnitten. Der Strom läuft nunmehr durch das Galvanometer. Die Spule des Galvanometers ist nicht supraleitend. Die Elektrizitätsatome werden rasch gebremst, das Galvanometer macht nur einen Stoßauschlag. Die Ströme halten sich im supraleitenden Metall praktisch unbegrenzt. Pro Stunde beträgt der Abfall noch kein Prozent. Dabei handelt es sich keineswegs um kleine Stromstärken, man hat bei den Versuchen Ströme von über 100 Ampere beobachtet.

Bei der Deutung der Materialwerte para- und ferromagnetischer Stoffe hatten wir in § 53 die Existenz verlustlos kreisender Ströme angenommen. Man nannte sie in dem einfachsten Bilde „Molekularströme“. Die Entdeckung der Supraleitung hat dieser Annahme eine wichtige Stütze gegeben. Man kann die Bleispule in Abb. 372 mit einem verlustlosen Dauerstrom ruhig als einen permanenten Magneten aus Blei bezeichnen. Noch besser paßt allerdings

dieser Name für einen supraleitenden Bleistab mit dauernd laufenden Wirbelströmen.

§ 114. **Zusammenhang von elektrischer Leitfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit bei Metallen.** Schlechte elektrische Leiter sind allgemein auch schlechte Wärmeleiter, man denke an Glas. Der Glasbläser kann das eine Ende eines Glasstabes ruhig in der Hand halten und das andere in der Flamme auf helle Glut erhitzen. Ähnliches gilt auch für Metalle. Silber hat nach Tabelle 9 (S. 184) ein großes, Neusilber ein kleines elektrisches Leitvermögen. Man kann sich am

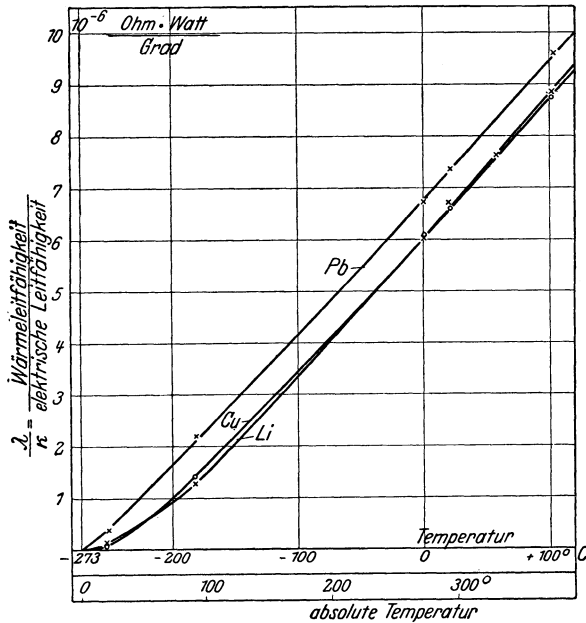


Abb. 373. Das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit zur elektrischen Leitfähigkeit bei verschiedenen Temperaturen.

Griff einer silbernen Teekanne leichter die Finger verbrennen als am Griff einer Kanne aus Neusilber.

Der Zusammenhang von elektrischer und Wärmeleitfähigkeit ist experimentell sehr eingehend erforscht worden.

Die Abb. 373 gibt das Verhältnis λ/κ , also Wärmeleitfähigkeit¹⁾ durch elektrische Leitfähigkeit, für verschiedene Metalle und Temperaturen. Diese Messungen zeigen zweierlei:

1. Das Verhältnis λ/κ hat für höhere Temperaturen für alle Metalle sehr ähnliche Werte. Die Kurven für die verschiedenen Metalle weichen nicht sehr voneinander ab. λ und κ sind einander bei konstanter Temperatur gut proportional (WIEDEMANN-FRANZSCHE REGEL).

2. Das Verhältnis λ/κ ist dabei in erster, roher Annäherung der absoluten, von -273° als Nullpunkt an gezählten Temperatur proportional.

§ 115. **Zur Deutung der metallischen Leitung.** Das Hauptmerkmal der Elektrizitätsleitung in Metallen ist ein negatives: Es lassen sich an den Elektroden keine materiellen Träger in irgendwie nennenswerter Menge nachweisen. — Bis zum Jahre 1932 konnte man für sich allein nur negative Elektrizitätsatome, also Elektronen. Die positiven hatte man trotz gründlichen Suchens stets nur mit Atomen vergesellschaftet gefunden. Man konnte nie ein positives elektrisches Elementarquantum mit einer kleineren Masse als der des Wasserstoffions beobachten. Ein „einwertiges positives Wasserstoffion“ schien als „Wasserstoffkern“ oder als „Proton“ der kleinste Baustein der positiven elektrischen Ladung zu sein. Doch bliebe, hieß es 1927 in diesem Buche, „die

¹⁾ Die Wärmeleitfähigkeit λ ist der Proportionalitätsfaktor in der Gleichung $Q = \lambda \frac{F}{l} (T_1 - T_2) t$. Diese besagt: Die einen Stab vom Querschnitt F und der Länge l innerhalb der Zeit t durchfließende Wärmemenge Q ist der Temperaturdifferenz $(T_1 - T_2)$ zwischen den Stabenden proportional. Die Einheit von λ ist bei Messung der Energie in elektrischem Maße $1 \frac{\text{Watt}}{\text{Grad} \cdot \text{m}}$.

weitere experimentelle Entwicklung abzuwarten“. In der Tat hat nun 1933 C. D. ANDERSON das „Positron“ entdeckt, die positive elektrische Elementarladung mit der winzigen Masse eines Elektrons (Näheres in § 144).

Bis zum Jahre 1932 durfte man die metallische Leitung als Elektronenleitung betrachten. Man dachte sich ein Metall als Gitter positiver Metallionen mit einem Elektronengas in seinen Maschen. Die ungeordnete thermische Bewegung der Elektronen sollte durch das elektrische Feld eine Vorzugsrichtung erhalten. — Nach der Entdeckung des Positrons ist die kurze Deutung „metallische Leitung = Elektronenleitung“ nicht ohne weiteres zulässig. Man muß vielmehr experimentell über den Anteil der Elektrizitätsatome beider Vorzeichen Aufschluß zu gewinnen und näher in den Mechanismus der metallischen Leitung einzudringen suchen. Auf diesem Wege sind drei wesentliche Experimente zu nennen: 1. die Beobachtung der „Hallspannung“, 2. die Messung der mittleren freien Weglänge der Elektrizitätsatome und 3. die Messung der auf die Elektrizitätsträger wirkenden Trägheitskräfte.

§ 116. Die Hallspannung. (E. H. HALL, 1879.) Wir greifen auf den Induktionsvorgang in bewegten Leitern zurück, und zwar insbesondere auf die Abb. 185. Dort wurden die negativen und die positiven Elektrizitätsatome zusammen mit dem Leiter mechanisch quer zum Magnetfeld bewegt, und zwar beide in der gleichen Richtung. Dabei wurden die Elektrizitätsatome senkrecht zum Magnetfeld und senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung abgelenkt. Es trat zwischen den Hilfelektroden *K* und *A* eine Spannung auf in der Größe

$$P = \mathfrak{B} \cdot D \cdot u. \tag{93}$$

Jetzt denken wir uns eine Abart dieses Versuches. Wir halten in Abb. 374 den Leiter fest und lassen die Geschwindigkeit *u* der Elektrizitätsatome durch ein elektrisches Feld \mathfrak{E} in der Längsrichtung des Leiters entstehen. D. h. wir lassen den quer zum Magnetfeld gestellten Leiter von einem elektrischen Strom *i* durchfließen. Bei dieser Art der Bewegung haben die negativen und die positiven Elektrizitätsatome einander entgegengesetzte Geschwindigkeiten *u*₋ und *u*₊, nicht eine gemeinsame gleichgerichtete wie früher in Abb. 185. Folglich haben wir nach dem Induktionsgesetz [Gleichung (93) von S. 86] als „Hallspannung“ zwischen den Punkten 1 und 2 zu erwarten

$$P_{\text{Hall}} = \mathfrak{B} D (u_- - u_+) = \mathfrak{B} D \mathfrak{E} (v_- - v_+). \tag{192}$$

Meist formt man diese Gleichung um. Man führt statt der Feldstärke \mathfrak{E} den Strom *i*, den spezifischen Widerstand σ des Leiters und die Leiterdicke *d* ein (in Abb. 374 senkrecht zur Papierebene gemessen, also $D \cdot d =$ Querschnitt *F* der Strombahn). Dazu benutzt man die Gleichungen

$$R = \sigma \frac{l}{F} = \sigma \frac{l}{Dd} \quad \text{und} \quad (\text{aus 2 und 1}) \quad \mathfrak{E} = \frac{P}{l} = \frac{iR}{l}. \tag{187}$$

Ferner kürzt man

$$\sigma (v_- - v_+) = \text{Hallkonstante } B \tag{193}$$

und schreibt

$$P_{\text{Hall}} = B \frac{\mathfrak{B} i}{d}. \tag{194}$$

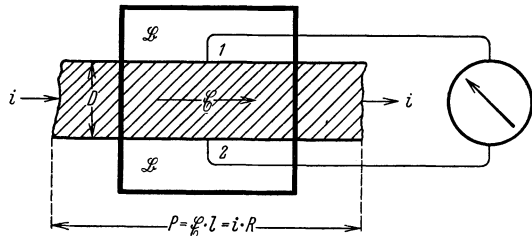


Abb. 374. Zur Messung der Hallspannung.

Die Hallspannung soll also proportional der Kraftflußdichte des den Leiter senkrecht durchsetzenden Magnetfeldes ansteigen. Ihre Größe soll ferner durch die Hallkonstante, das Produkt aus dem spezifischen Widerstand und der Differenz beider Beweglichkeiten, bestimmt werden. Was ergeben die auf Grund solcher Überlegungen angestellten Beobachtungen?

1. Bei vielen Metallen fehlt die erwartete Erscheinung in dieser einfachen Form. Die Spannungen sind klein und hängen in verwickelter Form von der Kraftflußdichte ab. Hier können wir uns noch kein Bild machen.

2. Bei etlichen Metallen aber findet man eine gut meßbare Hallspannung, und diese wächst proportional der Kraftflußdichte \mathfrak{B} des Magnetfeldes.

3. Bei diesen Metallen findet man die in Tabelle 10 zusammengestellten Zahlenwerte¹⁾. Man beachte zunächst nur die vier ersten Spalten.

4. Nach dieser Tabelle ist also im allgemeinen $v_- > v_+$, es überwiegt die Beweglichkeit der negativen Elektrizitätsatome. Dann nennt man den Hall-effekt „normal“.

Tabelle 10.

Metall	Beobachtete Hallkonstante B in $\frac{\text{m}^2}{\text{Amperesekunden}}$	Spezifischer Widerstand σ des Metalles in $\frac{\text{Volt} \cdot \text{Meter}}{\text{Ampere}}$	Differenz der Beweglichkeit $(v_- - v_+)$ in $\frac{\text{m/sek}}{\text{Volt/m}}$	$\frac{\text{Elektronenzahl}}{\text{Volumen}}$ m - 3	$\frac{\text{Atomzahl}}{\text{Volumen}}$ m - 3
	Cu	$5,3 \cdot 10^{-11}$	$1,75 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$12 \cdot 10^{28}$
Ag	$8,9 \cdot 10^{-11}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{28}$	$5,8 \cdot 10^{28}$
Au	$7,1 \cdot 10^{-11}$	$2,2 \cdot 10^{-8}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{28}$	$5,9 \cdot 10^{28}$
Bi	$5 \cdot 10^{-7}(!)$	$1,17 \cdot 10^{-6}(!)$	$4,2 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{25}$	$2,8 \cdot 10^{28}$
Zn	$-10 \cdot 10^{-11}$	$5,9 \cdot 10^{-8}$	$-1,7 \cdot 10^{-3}$	—	—
Cd	$-6 \cdot 10^{-11}$	$7,3 \cdot 10^{-8}$	$-0,8 \cdot 10^{-3}$	—	—

Man beachte die Kleinheit dieser Beweglichkeiten und überlege sich eine Folgerung: Man kann in der Praxis in Kupferleitungen nicht über Feldstärken $\mathfrak{E} = 10^{-1}$ Volt/Meter hinausgehen. Diese Feldstärke gibt schon die höchste technisch zulässige Strombelastung von 6 Ampere/mm² (vgl. Tabelle 9 von S. 184). Trotzdem kriechen die Elektronen nur mit einer Geschwindigkeit u von rund 0,3 mm/sek durch die kupfernen Leitungsdrähte hindurch.

Man muß also die Geschwindigkeit der in Marsch gesetzten Elektronen sauber unterscheiden von der riesigen Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes. ($c = 3 \cdot 10^8$ m/sek.) Das elektrische Feld entspricht einem Trompetensignal ($u = 340$ m/sek), das den langsamen Marsch der Truppe (etwa 1 m/sek) in Gang setzt.

§ 117. Hallkonstante und Zahl der Elektronen. Ihre mittlere freie Weglänge. In der Hallkonstante B [Gleichung (193)] war der spezifische Widerstand σ der Leiter enthalten. Bei Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes dürfen wir setzen

$$\frac{1}{\sigma} = \mathfrak{N}(ne)(v_- + v_+) \quad \text{Gl. (188) v. S. 175}$$

und erhalten

$$\text{Hallkonstante } B = \frac{1}{\mathfrak{N}(ne)} \left(\frac{v_- - v_+}{v_- + v_+} \right). \quad (195)$$

In Elektronenleitern ist $n=1$. Setzen wir die jetzt probeweise Beweglichkeit v_+ der positiven Ladungen = 0, so bekommen wir

$$\text{Hallkonstante } B = 1/\mathfrak{N}e = V/ne, \quad (196)$$

in Worten: Die Hallkonstante gibt uns das Verhältnis (Volumen V des Leiters/Ladung seiner n Elektronen). Durch Einsetzen des elektrischen Elementarquantums $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesek. in Gleichung (196) berechnen

¹⁾ Im Schrifttum wird die Hallkonstante meist in der Einheit $\text{cm}^3/\text{s gr}^{-1/2}$ angegeben und mit dem Buchstaben R bezeichnet. Solche Werte muß man mit 10^{-7} multiplizieren, um sie in $\text{m}^3/\text{Amperesekunden}$ zu erhalten.

wir das Verhältnis Elektronenzahl/Volumen. Es ist in der 5. Spalte der Tabelle 10 eingetragen. Man findet es (von Bi abgesehen) von der gleichen Größenordnung wie das Verhältnis Atomzahl/Volumen (Spalte 6). Damit wird die Annahme $v_+ = 0$ nachträglich gerechtfertigt. Die hohe elektrische Leitfähigkeit der Metalle wird also durch die große Zahl der freien Elektronen bedingt und nicht etwa durch eine große Beweglichkeit dieser Elektronen.

Im Bilde des Elektronengases deutet man die Beweglichkeit der Elektronen gern durch die Existenz einer „mittleren freien Weglänge λ “ (vgl. Abb. 56). Man sagt: Das elektrische Feld wirkt auf jedes der Elektronen mit der Kraft $K = e \cdot \mathcal{E}$ und erteilt ihm die Beschleunigung $b = K/m = e/m \cdot \mathcal{E}$; so bekommt das Elektron innerhalb einer Flugzeit t eine auf die Anode zu gerichtete Geschwindigkeit u_- . Es ist im zeitlichen Mittel

$$u_- = \frac{1}{2} b t = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \cdot \mathcal{E} \cdot t, \tag{197}$$

und dieser Geschwindigkeit entspricht eine Beweglichkeit

$$v_- = \frac{1}{2} \frac{e}{m} t. \tag{198}$$

Am Schluß der freien Flugzeit t verliert das Elektron in einem Zusammenstoß mit einem Gitterbaustein seinen ganzen, vom elektrischen Felde erhaltenen Gewinn an Impuls und Energie. Wie groß ist diese freie Flugzeit t ? Zur Beantwortung macht man eine Annahme über die thermische Geschwindigkeit u der Elektronen. Man setzt ihre Energie in erster Näherung gleich der eines Gasatoms bei der gleichen Temperatur. Man schreibt also

$$\frac{1}{2} m u^2 = \frac{3}{2} k T_{\text{abs}} \quad \text{oder} \quad u = \sqrt{\frac{3 k T_{\text{abs}}}{m}} \tag{199}$$

($k = \text{BOLTZMANNsche Konstante} = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Wattsek./Grad, T_{abs} = absolute Temperatur, m = Elektronenmasse = $9 \cdot 10^{-31}$ kg).

Mit dieser Annahme erhält man dann als freie Flugzeit

$$t = \frac{\text{mittlere freie Weglänge des Elektrons}}{\text{thermische Geschwindigkeit } U \text{ des Elektrons}} = \frac{\lambda}{\sqrt{3 k T_{\text{abs}}/m}}. \tag{200}$$

(198) und (200) zusammengefaßt ergeben als mittlere freie Weglänge des Elektrons im Metall

$$\lambda = v_- \cdot \frac{2\sqrt{3 k T_{\text{abs}} m}}{e} = 1,3 \cdot 10^{-6} v_- \quad \text{bei } 20^\circ \text{C}. \tag{201}$$

Zahlenbeispiel! Für Silber bei Zimmertemperatur ($T_{\text{abs}} = 293^\circ$) war die Beweglichkeit $v_- = 5,6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m/sek}}{\text{Volt/m}}$. Mit den obigen Werten von k , m und e ergibt sich $\lambda = 7,3 \cdot 10^{-9}$ m, d. h. in der Größenordnung von 30 Atombdurchmessern.

Nach Gleichung (188) von S. 175 ist die Beweglichkeit v_- der Leitfähigkeit des Metalles proportional. Diese aber steigt stark mit sinkender Temperatur, sie beträgt bei 20° abs. bereits das Hundertfache des Wertes bei Zimmertemperatur. Damit muß bei diesen tiefen Temperaturen die mittlere freie Weglänge der Leitungselektronen die Größenordnung $7 \cdot 10^{-4}$ mm erreichen. Sie ist dann nicht mehr klein gegen den Durchmesser der dünnsten, technisch herstellbaren Drähte (etwa 10^{-3} mm). Dann müssen bei tiefen Temperaturen diese dünnen Drähte eine kleinere Leitfähigkeit besitzen als dickere Drähte des gleichen Metalles. Die seitlichen Drahtwände behindern den freien Flug der Elektronen. Diese Tatsache ist kürzlich von A. EUCKEN und FORSTER experimentell gefunden worden, und damit ist jetzt endlich ein direkter Weg zur Messung der freien Weglänge erschlossen. Der bisherige Umweg über Hallspannung und Beweglichkeit ist wenigstens für einige Metalle (Ag, Cd, Pb, Bi) entbehrlich geworden.

§ 118. Beschleunigung der Elektrizitätsträger in Metallen durch Trägheitskräfte. Ein Eisenbahnwagen der Geschwindigkeit u werde innerhalb der Zeit t abgebremst. Während der Bremsung werden im Wageninnern alle beweglichen Gegenstände in der Fahrtrichtung durch Trägheitskräfte der Größe $m b = m \frac{u}{t}$ beschleunigt (vgl. Mechanikband, Kapitel VII). Wir denken uns den Eisenbahnwagen durch einen ihm parallel bewegten Kupferdraht ersetzt und die

beweglichen Gegenstände im Wageninnern durch Elektronen. Dann wirkt während des Bremsens auf jedes Elektron die Trägheitskraft $K_1 = mb$. Sie verschiebt die Elektronen gegenüber dem Gitter der positiven Metallionen. Dadurch entsteht in der Längsrichtung des Drahtes ein elektrisches Feld mit der Feldstärke \mathcal{E} . Sie wirkt auf jedes Elektron mit der Kraft $K_2 = e\mathcal{E}$. Beide Kräfte K_1 und K_2 müssen gleich groß werden, wir erhalten

$$e\mathcal{E} = mb = m \frac{u}{t}. \quad (202)$$

Ferner ist das Produkt $\mathcal{E}l$ gleich der Spannung P zwischen den Drahtenden [Gleichung (2) von S. 28]. Somit erhalten wir

$$Pt = \frac{m}{e} ul \text{ Voltsekunden.} \quad (203)$$

Dieser „Spannungsstoß“ muß während der Bremsung zwischen den Enden des Drahtes auftreten.

Zur Ausführung des Versuches gibt man dem Draht die Gestalt einer Zylinder- spule und läßt diese um die Zylinderachse mit der Umfangsgeschwindigkeit u rotieren. Sind beim Abbremsen Spannungsstöße meßbarer Größe zu erwarten? Das prüfen wir mit einer Überschlagsrechnung. Wir setzen für e/m das für Elektronen gültige Verhältnis, also $e/m = 1,76 \cdot 10^{11}$ Amperesek./kg, wählen eine Drahtlänge von $10 \text{ km} = 10^4 \text{ m}$ und eine Umfangsgeschwindigkeit u von 50 m/sek . Dann haben wir beim Abbremsen unabhängig von dessen Zeitdauer einen Spannungsstoß von $3 \cdot 10^{-6}$ Voltsekunden zu erwarten. Ein solcher läßt sich mit einem langsam schwingenden Galvanometer messen. Die Ausführung dieses Versuches durch R. C. TOLMAN in dieser Form und in mancherlei Abarten hat als Spannungsstöße nur etwa 80% der erwarteten Werte ergeben. TOLMAN findet also für e/m einen rund 20% zu hohen Wert. Das deutet man am einfachsten: Unter der Einwirkung der Trägheitskräfte verschieben sich nicht allein

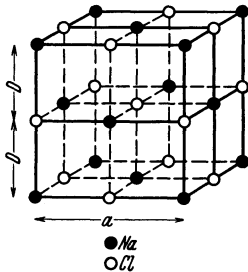


Abb. 376. Anordnung der Natrium- und Chlorionen im Steinsalzgitter.
 $a = 5,6 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.

die Elektronen. Auch die positiven Ladungen sitzen im Metallgitter nicht ganz fest. Sie werden beim Bremsen etwa $\frac{1}{5}$ so weit wie die Elektronen verschoben, und zwar in der gleichen Richtung wie diese. (Man vergleiche dazu die e/m -Bestimmung aus dem Drehimpuls der Molekularströme, S. 113.)

§ 119. Ionenleitung in Salzkristallen. Nach unserer heutigen Kenntnis vom festen Körper haben die Kristalle der Alkalihalogenide den einfachsten Bau. — Steinsalzkristalle z. B. bilden das Schulbeispiel für ein aus Ionen aufgebautes Gitter (Abb. 376). Bei Zimmertemperatur sind diese Kristalle gute Isolatoren. Bei steigender Temperatur bekommen sie jedoch bald eine merkliche und

weiterhin jäh anwachsende elektrische Leitfähigkeit. Das zeigt uns die Abb. 377 für die Halogenide des Kaliums. Bei hohen Temperaturen (oberes, steiles Kurvenstück) ist die Leitfähigkeit eine für das betreffende Salz charakteristische Größe. Man spricht von „Eigenleitung“. Bei tiefen Temperaturen hingegen (unteres, flaches Kurvenstück) liegt eine „Störleitung“ vor. Die dort gemessenen Leitfähigkeiten hängen von individuellen Eigenschaften des Kristalles ab, insbesondere von Verunreinigungen sowie der thermischen und mechanischen Vorgeschichte des Kristalles. Im Temperaturgebiet der „Eigenleitung“ ist das FARADAYSche „Äquivalentgesetz“ (siehe S. 174) gut erfüllt, wahrscheinlich auch in dem der „Störleitung“. Dabei wandern in den Alkalisalzen ganz überwiegend die positiven

Metallionen, die negativen Halogenionen verharren an ihren Plätzen. Das folgt aus Messungen des Verhältnisses der beiden Beweglichkeiten nach Gl. (189) auf S. 177. Die Alkalihalogenidkristalle sind „Kationenleiter“.

Eine Ionenleitung mit gleichartiger Temperaturabhängigkeit und Gültigkeit des FARADAYSchen Äquivalentgesetzes findet man in zahllosen anderen Salzkristallen. Chlor-, Brom- und Jodsilber z. B. sind ebenfalls Kationenleiter, andere Salze, z. B. Bleichlorid ($PbCl_2$) Anionenleiter. Bei ihm wandern praktisch nur die negativen Halogenionen, die Metallatome verharren am Platz.

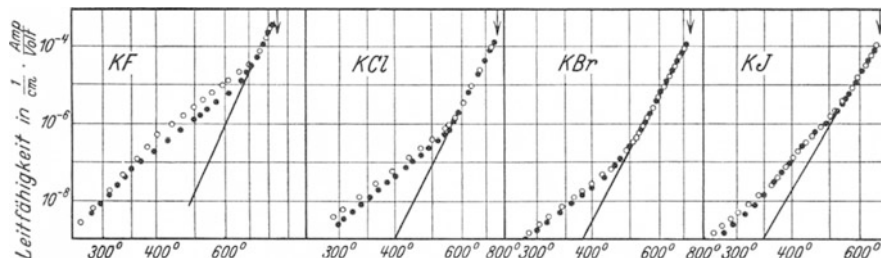


Abb. 377. Die Leitfähigkeit der Kaliumhalogenide bei verschiedener Temperatur.

Die Messung der elektrolytisch abgeschiedenen „Äquivalente“ und des Verhältnisses der beiden Beweglichkeiten ist schwierig. Fast immer bilden sich von der Kathode her leitende Metallbrücken zur Anode hin aus, ähnlich dem Bleibäumchen in Abb. 15. Nur das regulär kristallisierende Jodsilber ist von dieser Fehlerquelle frei. Man schaltet es daher bei Messungen an anderen Salzen zwischen diese und die Kathode. Dann werden die im Felde heranwandernden Metallionen an der Grenze des Silberjodids nicht entladen. Sie werden vielmehr unter Jodidbildung als Ionen festgelegt. Statt ihrer laufen Silberionen durch das letzte, aus Silberjodid bestehende Stück der Strombahn zur Kathode. Dort scheidet sich das Silber als kompakte Schicht aus und nicht in Form der störenden Bäume. Glücklicherweise werden die aneinandergedrückten Kristallstücke durch die Ionenwanderung nicht verkittet. Man kann sie nach Schluß des Stromdurchganges wieder trennen, die Gewichtsänderungen messen und daraus die Überführungszahlen berechnen (C. TUBANDT).

§ 120. Elektronenleitung in Salzkristallen. Bei geeigneten Versuchsbedingungen kann in Salzkristallen neben der üblichen Ionenleitung eine Elektronenleitung auftreten und die Ionenleitung weit übertreffen. Man muß dabei zwei Fälle unterscheiden, eine Elektronen-Überschußleitung und eine Elektronen-Ersatzleitung. Beide Arten lassen sich in den typischen Ionenkristallen der Alkalihalogenide besonders anschaulich beobachten.

Zur Vorführung der Elektronen-Überschußleitung erhitzt man z. B. einen KBr-Kristall in einer K-Dampf-atmosphäre. Dabei werden, chemisch gesprochen, neutrale Kaliumatome im Kristall gelöst und der Kristall blau gefärbt (Optikband, §§ 113 und 153, Farbzentren). Die neutralen K-Atome sind in Abb. 378b durch schwarze Punkte markiert. Sie unterscheiden sich von den unsichtbaren K^+ -Ionen durch den Besitz eines überschüssigen Elektrons. (Die ebenfalls unsichtbaren Br^- -Ionen sind der Übersichtlichkeit halber nicht mitgezeichnet.) Die Elektronen diffundieren thermisch im Kristall, und nach jedem Platzwechsel bilden sie zusammen mit dem neuen Partner ein sichtbares K-Atom. Im elektrischen Felde bekommt diese Diffusion eine Vorzugsrichtung. Die Abwanderung der überschüssigen Elektronen erfolgt zur Anode hin gerichtet (Pfeile). Durch diese einseitige Abwanderung der Elektronen bewegt sich die blaue Wolke zum positiven Pol (Abb. 378a).

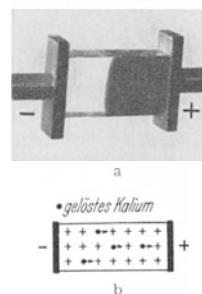


Abb. 378 a u. b. Sichtbare Elektronen-Überschußleitung in einem KBr-Kristall.
a Schauversuch, $T =$ etwa $600^\circ C$. b Zur Deutung.

Man kann die Elektronen-Überschußleitung auch noch einfacher vorführen. Man erhitzt z. B. einen KBr-Kristall zwischen einer flachen Anode und einer spitzen Kathode auf etwa 600° . Dann sieht man die Elektronen als farbige Wolke aus der Kathode in den Kristall eindringen und zur Anode wandern.

Die Geschwindigkeit der Kaliumwolke läßt sich leicht mit Hilfe einer Stoppuhr messen. Man findet sie der Feldstärke proportional. Außerdem steigt sie exponentiell mit der Temperatur. Für das Verhältnis

$$v = \frac{\text{Geschwindigkeit der Kaliumwolke}}{\text{elektrische Feldstärke}}$$

gilt z. B. für KCl-Kristalle

$$v_T = v_0 \cdot e^{-\frac{b}{k \cdot T_{\text{abs}}}} \quad (204)$$

Dabei ist der Grenzwert $v_0 = 14 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m/sec}}{\text{Volt/m}}$, die „thermische Abtrennungsarbeit“ $b = 1,0 e$ Volt [kT_{abs} s. S. 191 bei Gl. (199)].

Die Elektronen sind nur während eines Bruchteiles der Beobachtungszeit frei beweglich. Dieser Bruchteil ist gleich dem Gliede $e^{-\frac{b}{kT_{\text{abs}}}}$ in Gl. (204), er wächst also mit steigender Temperatur. Während des Freiseins besitzen die dann unsichtbaren Elektronen die „Beweglichkeit“ v_0 , und der für v_0 gefundene Wert ist von der gleichen Größenordnung wie für Elektronen in Metallen (Tabelle 10).

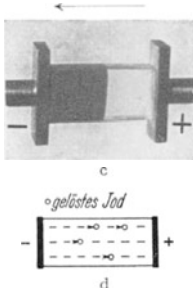


Abb. 378 c u. d. Sichtbare Elektronen-Ersatzleitung in einem KJ-Kristall. c Schauversuch, $T = \text{etwa } 500^\circ \text{ C.}$ d Zur Deutung.

Zur Vorführung der Elektronen-Ersatzleitung erhitzt man einen KJ-Kristall in einer Jodatmosphäre. Dadurch werden — chemisch gesprochen — neutrale Jodatome im Kristall gelöst und der Kristall braun gefärbt. Die neutralen Jodatome sind in Abb. 378d durch Kreise markiert. Sie unterscheiden sich von den unsichtbaren J^- -Ionen des Gitters durch das Fehlen eines Elektrons. (Die ebenfalls unsichtbaren K^+ -Ionen des Gitters sind der Übersichtlichkeit halber nicht mit gezeichnet.) Die Elektronen diffundieren thermisch im Kristall, und bei jedem Platzwechsel hinterlassen sie den alten Partner als sichtbares J-Atom. Im elektrischen Felde bekommt auch diese Diffusion eine Vorzugsrichtung, der Ersatz fehlender Elektronen erfolgt aus der Richtung der Kathode (Pfeile). Durch diesen einseitigen Elektronenersatz wandert die braune Wolke der Jodatome zum negativen Pol (Abb. 378c).

§ 121. Durch Bestrahlung, insbesondere mit Licht, in festen Körpern verursachte Ströme. Der thermischen Abspaltung von Elektronen überlagert sich häufig eine Trägerbildung durch die üblichen Ionisatoren, also Korpuskularstrahlen und kurzwelliges Licht. Schwefel, Eis, Kalkspat und manche andere Kristalle sind, insbesondere unter Einwirkung des Röntgenlichtes, ausführlich untersucht worden. Dabei ließen sich in manchen Fällen Sättigungsströme beobachten. — Am längsten bekannt und technisch in erheblichem Umfange ausgenutzt ist die Erzeugung von Strömen durch sichtbares und ultraviolettes Licht, die sog. innere lichtelektrische Wirkung. (Einfache Schauversuche in Abb. 379 und 380.) Das Verständnis dieser Erscheinung hat in den letzten Jahren Fortschritte gemacht. Wir bringen im folgenden einige Ergebnisse. Sie lassen sich sinngemäß abgeändert auf die Stromerzeugung durch alle anderen Strahlungen übertragen.

Die innere lichtelektrische Wirkung umfaßt zwei durchaus verschiedenartige Gruppen von Fragen. In der ersten handelt es sich um optische: In welcher Weise erzeugt die Lichtabsorption im Kristall „angeregte“, zur Abgabe wanderungsfähiger Elektronen befähigte Zustände? Wann ist dabei die Wärmebewegung des Gitters wesentlich beteiligt? Wie ist die spektrale Verteilung der zur „Anregung“ führenden Absorption? Wo liegen die Absorptionsbanden der

Moleküle im „angeregten“ Zustande? — Alle diese Fragen sind wenigstens in Einzelfällen geklärt. Man findet einiges in den §§ 153—154 und in § 158 des Optikbandes.

Im Rahmen dieses Bandes ist nur das zweite Problem zu behandeln: Welche Beziehung besteht zwischen der Stärke des lichtelektrischen Stromes und der Zahl der je Sekunde vom Licht angeregten Moleküle? Welche Rolle spielt dabei eine schon ohne Belichtung vorhandene Leitfähigkeit? Wie verläuft die Stromspannungskurve? Welchen Einfluß hat die Temperatur auf den Mechanismus der Leitung? — Die Beantwortung dieser Fragen gelingt durch eine Zerlegung des gesamten lichtelektrischen Stromes in zwei Anteile verschiedenen Ursprungs, nämlich in einen primären und in einen sekundären Elektronenstrom.

Die Abb. 380a zeigt einen lichtelektrisch leitenden Kristall zwischen zwei Elektroden in einem Stromkreis. Der Kristall kann im Dunkeln isolieren (z. B. Diamant oder Alkalihalogenidsalze mit Farbzentren bei tiefen Temperaturen) oder rein elektrolytisch leiten (z. B. ein KH—KBr-Mischkristall bei 500° C, vgl. Optikband S. 274). Belichtet wird nur das schmale schraffierte Stück. Der Abstand dieser „Lichtsonde“ von der Anode sei x . Je Sekunde werden N Energiebeträge $h\nu$ absorbiert, und mit einer Ausbeute η werden $n = \eta \cdot N$ Moleküle zur Abgabe wanderungsfähiger Elektronen angeregt. Die zur Beobachtung gelangenden Elektronen entstehen also durch die Wirkung des Lichtes im Innern des Kristalles. Der durch sie erzeugte Strom wird als primärer Elektronenstrom i_p bezeichnet¹⁾. Man mißt ihn als Differenz des mit und ohne Licht gemessenen Stromes. Der primäre Elektronenstrom erreicht mit wachsender Spannung einen Sättigungswert. Für diesen gilt die Beziehung

$$i_p = \eta N e \cdot \frac{x}{l}, \quad (204a)$$

er wächst also proportional dem Abstände x zwischen Lichtsonde und Anode. Für einen in seiner ganzen Breite gleichförmig belichteten Kristall wird im Mittel $\frac{x}{l} = \frac{1}{2}$, also wird

$$i_p = \frac{1}{2} \eta N e. \quad (204b)$$

($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden.)

Der Sättigungswert des Primärstromes ermöglicht eine Messung des Produktes (ηN), d. h. der Zahl der je Sekunde im Kristall beweglich gemachten Elektronen. Bei dieser Messung des primären Elektronenstromes kommt es nicht auf den Mechanismus der Elektronenwanderung an. Sie kann ebenso erfolgen wie in einem Metall (Beispiel: farbzentrenhaltige Alkalisalze bei tiefen Temperaturen) oder nach dem Mechanismus der Elektronendiffusion (§ 120), Beispiel KH—KBr-Mischkristall (vgl. Optikband § 154).

¹⁾ Oft negativer Primärstrom genannt.

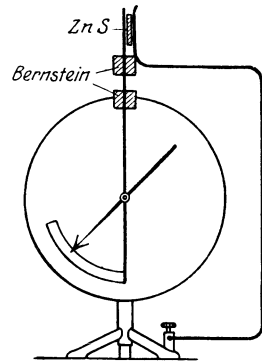


Abb. 379. Schuversuch zur lichtelektrischen Leitung eines isolierenden Kristalles.

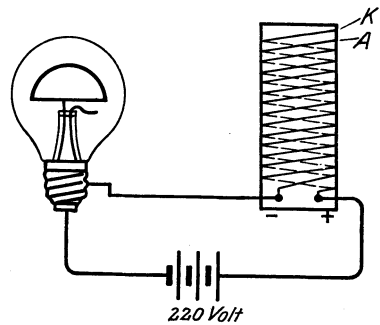


Abb. 380. Schuversuch zur lichtelektrischen Leitung eines technischen Selen-Präparates. Das Selen befindet sich zwischen zwei aufgespulten Drahtelektroden K und A. Die Glühlampe dient als Stromanzeiger. In diesem Fall überwiegt weitaus der lichtelektrische Sekundärstrom.

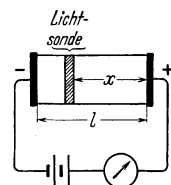


Abb. 380a. Zur lichtelektrischen Leitung in einem Kristall mit elektrolytischem Dunkelstrom (Grenzfall Isolator).

Wesentlich für die Anwendbarkeit der Gl. (204b) ist nur ein Punkt: Die Dunkelleitfähigkeit des Kristalles muß rein elektrolytisch oder gleich Null sein. Im Isolator sind natürlich keine stationären Ströme möglich, die zurückbleibenden positiven Ladungen zerstören das Feld.

Die Entstehung der Gl. (204a) ist für einen Kristall ohne Dunkelstrom (Isolator) leicht zu übersehen. Die Grundgleichung aller Leitungsvorgänge lautet:

$$i = q \cdot \frac{u}{l}. \quad \text{Gl. (73) von S. 67 und 146}$$

Darin ist q die zwischen den Elektroden vorhandene bewegliche Ladung und u ihre Geschwindigkeit. Diese Gleichung läßt sich umformen in

$$i = q' \cdot \frac{w}{l}. \quad (73a)$$

Dann ist jetzt q' die je Sekunde beweglich gemachte Ladung und w der von ihr im Felde zurückgelegte Weg. Für q' ist oben $\eta \cdot Ne$ geschrieben. Im Falle des Sättigungsstromes erreichen alle im Bereiche der Sonde beweglich gemachten Elektronen die Anode. Folglich ist $w = x$ zu setzen.

Die Abb. 380b zeigt die gleiche Anordnung wie Abb. 380a, jedoch mit zwei Änderungen. Die eine ist äußerlich, der Kristall wird in seiner Breite gleichförmig vom Licht bestrahlt. Die andere hingegen ist wesentlich: An der Dunkelleitfähigkeit des Kristalles sind Elektronen beteiligt. Die Elektronen können aus der Kathode in den Kristall eintreten, das ist mit kleinen Pfeilen angedeutet. Nur noch ein Bruchteil $1/V$ des gesamten Dunkelstromes soll durch Ionen entstehen, wir setzen also

$$\frac{\text{elektrolytischer Anteil des Dunkelstromes}}{\text{gesamter Dunkelstrom}} = \frac{1}{V}.$$

Diesmal entstehen die im lichtelektrischen Strom beobachteten Elektronen nur zum Teil im Kristall. Zu den primären, vom Licht im Kristall beweglich gemachten Elektronen kommen sekundäre, aus der Kathode heraus gezogene Elektronen hinzu. Man kann wiederum Sättigungsströme beobachten, aber diesmal gilt für die Sättigungsströme

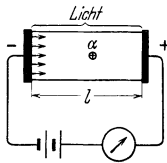


Abb. 380b. Zur lichtelektrischen Leitung in einem Kristall mit gemischter, von Elektronen und von Ionen herrührender Dunkelleitfähigkeit (Grenzfall reiner Elektronenleiter).

$$i = i_p + i_s = V i_p.$$

($V = \text{Verstärkungsfaktor.}$)

Die Entstehung des sekundären lichtelektrischen Elektronenstromes i_s ist qualitativ folgendermaßen zu deuten: In Abb. 380b sei ein Molekül α vom Licht angeregt worden, sein Elektron ist zur Anode gelaufen und α ist mit positiver Überschußladung zurückgeblieben. Diese kann im Falle einer elektrolytischen Dunkelleitung nur durch Ionenwanderung zur Kathode gelangen. Anders aber bei Anwesenheit von Elektronen im Dunkelstrom. Dann kann das angeregte, positiv geladene Molekül α zwar ein Elektron aus der Kathode heranziehen, es aber ebensowenig festhalten wie das primäre. Auch das sekundäre Elektron muß zur Anode wandern. Dies Spiel wiederholt sich, bis im Mittel beim V -ten Mal ein elektrolytischer Ladungsausgleich erfolgt und damit der angeregte Zustand sein Ende findet. So kann ein einziges, durch Lichtabsorption angeregtes Molekül $(V - 1)$ sekundäre Elektronen aus der Kathode in den Kristall hineinziehen und insgesamt V Elektronen zur Anode gelangen lassen.

Im Grenzfall einer rein elektronischen Dunkelleitung wird V unendlich. Dann kann also der lichtelektrische Strom bei endlicher Feldstärke keinen Sättigungswert erreichen. Er steigt vielmehr dauernd linear mit der Spannung. — Begründung: Das Licht

erzeugt im Kristall eine zusätzliche Konzentration wanderungsfähiger Elektronen im Betrage

$$\mathfrak{N} = \frac{\eta N \tau}{Fl}.$$

Dabei ist τ die mittlere Lebensdauer der (ηN) je Sekunde vom Licht primär beweglich gemachten Elektronen. Diese Elektronen erzeugen eine elektrische Leitfähigkeit

$$\kappa = \mathfrak{N} \cdot v \cdot e$$

$$\left(e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Amperesekunden; } v = \text{Beweglichkeit der Elektronen in } \frac{\text{m}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{m}} \right),$$

und bei der Spannung P fließt daher ein Strom

$$i = \frac{\kappa \cdot F}{l} \cdot P = \frac{\eta N \tau}{l} \cdot v e \frac{P}{l}.$$

Der gesamte lichtelektrische Strom i steigt also proportional der Spannung P . Oft schreibt man

$$i = \eta N e \cdot B.$$

Darin ist zur Abkürzung gesetzt

$$B = \frac{\tau \cdot v P}{l^2} = \frac{w}{l}.$$

w ist der während der mittleren Lebensdauer τ im Feld P/l vom Elektron zurückgelegte Weg.

Die weitere experimentelle Erforschung dieses Gebietes gilt der Frage: Auf welche Weise können Elektronen aus metallischen Elektroden in nicht metallische Leiter eintreten? Die Antwort wird u. a. das Verständnis der technisch so bedeutsamen Trockengleichrichter vertiefen.

§ 122. Schlußwort zum Leitungsmechanismus. Am Anfang unserer Darstellung hatten wir uns ein rohes Bild des elektrischen Stromes in Leitern entworfen. Es hieß in § 16: „Die Elektrizitätsatome können sich irgendwie durch den Körper hindurch bewegen, sich so einander nähern und paarweise vereinigen.“

Dieser Vorstellung konnte man den Substanzcharakter der Elektrizitätsatome als Einwand entgegenhalten. Der Leiter sollte an der Vereinigungsstelle der positiven und der negativen Elektrizitätsatome anschwellen. Auf diesen Einwand ist bei unserer jetzigen Kenntnis folgendes zu antworten:

Man kann die Anschwellung in der Tat beobachten. Man denke sich z. B. in einem Leiterkreise festes Chlorsilber und festes Bleichlorid aneinanderstoßend und die Stücke festgehalten. Im Chlorsilber wandern ausschließlich die positiven Silberionen, im Bleichlorid ausschließlich die negativen Chlorionen (§ 119). An der Grenze treffen sie sich. Ihre Ladungen neutralisieren sich, es wird neues Chlorsilber gebildet, und der Leiter schwillt an.

In den gewöhnlich benutzten Leitern hingegen, den Metallen, liegen die Dinge rein quantitativ ganz anders. Es wandern nur Elektrizitätsatome mit der winzigen Masse der Elektronen (§ 116). Ihre Zu- oder Abwanderung ruft keine erkennbare Volumenänderung des Leiters hervor. Die nähere Untersuchung des Leitungsvorganges hat also unser ursprüngliches primitives Bild des Leitungstromes weitgehend gerechtfertigt und lediglich in quantitativer Hinsicht ergänzt.

XIII. Elektrische Felder in der Grenzschicht zweier Substanzen.

§ 123. **Vorbemerkung.** Bei der Berührung zweier verschiedenartiger Substanzen entstehen zwischen den Berührungsflächen oder innerhalb der Grenzschicht stets elektrische Felder. Diese haben in der Entwicklung der Elektrizitätslehre zweimal eine große Rolle gespielt: Zunächst bei der ersten Auffindung elektrischer Erscheinungen, der „Reibungselektrizität“, und dann bei der Entdeckung der chemischen Stromquellen oder Elemente (vgl. dazu § 156). Die Vorgänge sind im einzelnen überaus mannigfach und verwickelt. Vieles ist ungeklärt und die Darstellung schwierig. Wir können im folgenden nur das Wichtigste bringen.

§ 124. Die „Reibungselektrizität“ zwischen festen Körpern, Doppelschicht, Berührungsspannung. Den Grundversuch haben wir bereits auf S. 13 mit der Abb. 41 vorgeführt. Er ist an Hand der Abb. 381 und 382 folgendermaßen zu deuten. Zwei verschiedene Körper *A* (Hand) und *B* (Haare) stehen durch je einen Leitungsdraht mit einem Strommesser in Verbindung. In Abb. 381 sind beide Körper bis auf

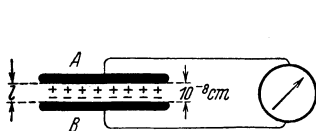


Abb. 381.

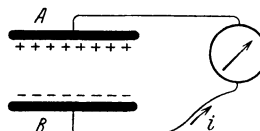


Abb. 382.

Abb. 381 und 382. Zur Deutung der Reibungselektrizität.

molekularen Abstand l , d. h. Größenordnung 10^{-8} cm, genähert worden. Dabei hat der eine Körper, z. B. *A*, Elektronen an den anderen Körper *B*, abgegeben, und dieser hat sie irgendwie an seiner Oberfläche angelagert („adsorbiert“). So ist in der Grenzschicht ein elektrisches Feld mit ganz kurzen Feldlinien entstanden. Man nennt es „Doppelschicht“ und seine Spannung die „Berührungsspannung“. Ihre Größe werden wir später im ungefähren Bereich 0,001–1 Volt finden. Beim Aufbau dieses Feldes haben sich innerhalb des langen Leitungskreises die beiden elektrischen Ladungen $+q$ und $-q$ gegeneinander nur um den winzigen Weg l verschoben, und darauf hat der Strommesser nicht merklich reagiert. Anders in Abb. 382: Die Hand streicht über die Haare hinweg. Die Feldlinien werden ausgezogen, die Spannung zwischen *A* und *B* steigt auf hohe Werte, und der aus *A* und *B* bestehende Kondensator entlädt sich durch den Strommesser. Dieser zeigt mit einem Stoßauschlag einen Stromstoß an. Denn diesmal durchlaufen die beiden Ladungen $+q$ und $-q$ ja bis zu ihrer Vereinigung den ganzen Leitungskreis.

Dieser Versuch läßt sich mit beliebigen Körpern *A* und *B* ausführen. Beide können „Isolatoren“ sein (vgl. S. 20) oder auch einer von ihnen ein Metall. Nur dürfen nicht beide Körper Leiter sein. Der Grund ist leicht ersichtlich: Die Trennung zweier Körper erfolgt auch bei technisch noch so ebenen Oberflächen nie gleichzeitig an allen Punkten. Die unvermeidlichen winzigen Vorsprünge bilden erst spät abreißende Brücken. In Leitern sind die Elektrizitäts-

atome beweglich. Daher können sie bei der Trennung zweier Leiter diese Brücken benutzen, sie brauchen nicht durch den Strommesser zu laufen.

Für Schauversuche ersetzt man den Strommesser oft durch ein statisches Voltmeter, z. B. das Zweifadenvoltmeter (z. B. Abb. 383). Man findet dann nach dem Trennen der Körper oder dem Ausziehen der Feldlinien hohe Spannungen. Man „kratzt“ z. B. mit einem trockenen Fingernagel von einem Blech Elektrizitätsatome herunter oder „wischt“ mit dem Rockzipfel ein paar Elektronen von einem Stück Aluminium ab. Diese Versuche wirken durch ihre Einfachheit.

Bei all diesen Versuchen spielt die Reibung eine gänzlich untergeordnete Rolle: Mit ihrer Hilfe kann man nur größere Teile der Oberflächen trotz ihrer unvermeidlichen mechanischen Unebenheiten in enge Berührung bringen. Der Name „Reibungselektrizität“ ist nur historisch zu rechtfertigen.

§ 125. **Berührungsspannungen zwischen einem festen Körper und einer Flüssigkeit** lassen sich am einfachsten mit nicht benetzbaren Körpern vorführen, z. B. mit Paraffin in Wasser. Die Abb. 383 zeigt eine geeignete Versuchsanordnung. Das Voltmeter ergibt beim Einbringen der Paraffinplatte in den Faradaykasten (Abb. 384) eine Spannung von rund 300 Volt. Der Kasten und das Voltmeter haben zusammen als Kondensator eine Kapazität von etwa $4 \cdot 10^{-11}$ Farad. Folglich trug die Paraffinplatte eine Ladung von etwa $1,2 \cdot 10^{-8}$ Amperesekunden.

Daraus können wir einen unteren Grenzwert für die Berührungsspannung zwischen Paraffin und Wasser herleiten. Beide Stoffe bilden in Abb. 383 zusammen einen flachen Plattenkondensator. Für seinen Plattenabstand l setzen wir den denkbar kleinsten Wert an, nämlich die Größe eines Moleküls, also etwa $3 \cdot 10^{-10}$ m. Dann berechnen wir nach Gleichung (8) von S. 32 die Kapazität

$$C = \epsilon_0 \frac{F}{l} = 8,86 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{5 \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 10^{-10}} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ Amperesek./Volt oder Farad.}$$

Mit dieser Kapazität erhalten wir als Spannung des Kondensators, also als Berührungsspannung,

$$P = \frac{Q}{C} = \frac{1,2 \cdot 10^{-8}}{1,5 \cdot 10^{-4}} = \text{rund } 10^{-4} \text{ Volt.}$$

In Wirklichkeit wird die Kondensatordicke durch Zwischenlagen adsorbierter Gase oder gar feiner Staubteilchen größer gewesen sein, C also kleiner und P daher nur ein unterer Grenzwert.

Allgemein lädt sich die Substanz mit der höheren Dielektrizitätskonstante positiv (COEHNSches Ladungsgesetz).

§ 126. **Nachweis der Berührungsspannung durch Leitungsvorgänge** (Elektrophorese, Elektroosmose). Im Falle der Benetzung kann man den Körper A und die Flüssigkeit B nicht einfach durch Herausziehen des Körpers trennen. Dann wählt man zum Nachweis der Doppelschicht zwischen Körper und Flüssigkeit ein anderes Beobachtungsverfahren.

Man benutzt Körper und Flüssigkeit als sichtbar wandernde Elektrizitätsträger bei einer unselbständigen Leitung. Die Abb. 385 gibt das Schema. Es zeigt den kugelförmig gezeichneten Körper negativ und einige Flüssigkeitsmoleküle positiv geladen. Beide wandern im Felde in entgegengesetzter Richtung. Wir bringen die verschiedenen Ausführungsformen des Versuches:

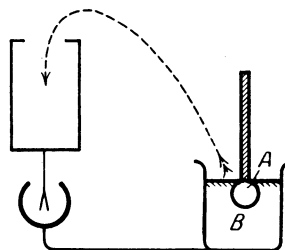


Abb. 383.

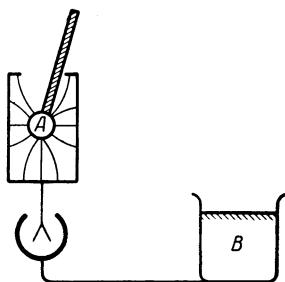


Abb. 384.

Abb. 383 und 384. Nachweis des elektrischen Feldes in der Grenzschicht von Paraffin A und Wasser B . (Destilliertes Wasser mit staubfreier Oberfläche!) Plattenoberfläche F etwa $2 \times 25 = 50 \text{ cm}^2$.

1. „Elektrophorese“: Der Körper ist fein zerteilt und in Form von „Schwebeteilchen“ in der Flüssigkeit suspendiert. Diese Schwebeteilchen wandern sichtbar im Felde. In Abb. 386 wird Bärlappsaamen in destilliertem Wasser benutzt. — Man verwendet die Elektrophorese viel zum Nachweis der Ladung „kolloidaler Teilchen“.

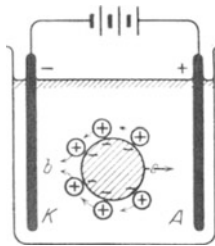


Abb. 385. Schema der Elektrophorese.

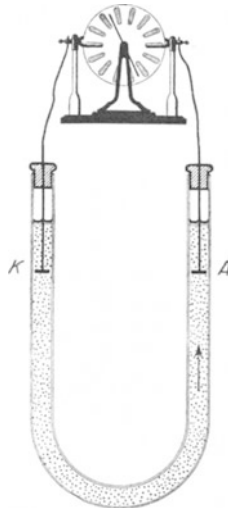


Abb. 386. Elektrophorese. Lichte
Rohrweite etwa $\frac{1}{2}$ mm.

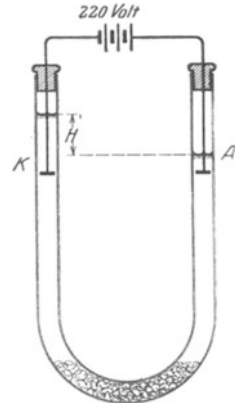


Abb. 387. Elektroosmose von Wasser durch einen porösen Stoffen.

2. „Elektroosmose“: Man denke sich die Schwebekörper lose zu einem „porösen“ Körper zusammengesintert. Dieser poröse Körper soll irgendwo in der Strombahn den ganzen Querschnitt der Strombahn ausfüllen und dort festsetzen. In diesem Falle wird die Wanderung der aufgeladenen Flüssigkeit sichtbar. So sieht man z. B. in Abb. 387 das Wasser (mit seiner positiven Ladung) zur Kathode wandern und dort hochsteigen.

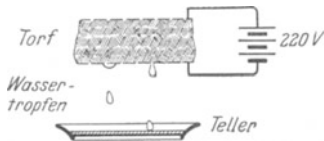


Abb. 388. Elektroosmoseverfahren.

Die Elektroosmose findet mancherlei praktische Anwendung, z. B. zum Trocknen poröser Substanzen. Die Abb. 388 zeigt uns die Trocknung einer Torfsode durch ein elektrisches Feld. Leider ist das Verfahren im Falle des Torfes unwirtschaftlich: Das Wasser leitet infolge der gelösten Humussäuren zu gut. Man bekommt außer dem elektrischen Feld starke Leitungsströme und daher Verluste durch wertlose Erwärmung des Torfes. In der Medizin bringt man mit Hilfe der Elektroosmose flüssige Medikamente, z. B. Adrenalin, in die Haut hinein.



Abb. 389.

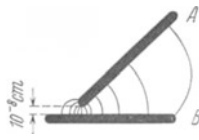


Abb. 390.

Abb. 389 und 390. Durch Berührung entstehende elektrische Felder, rechts zwischen zwei Leitern, links zwischen Leiter und Isolator oder zwischen zwei Isolatoren.

§ 127. Die Berührungsspannung zwischen zwei Metallen zeigt vor der zwischen anderen Körpern eine für den experimentellen Nachweis wichtige Besonderheit. Bei der Berührung zweier Isolatoren oder eines Metalles mit einem Isolator bleibt das elektrische Feld als „Doppelschicht“ auf den Bereich der molekularen Berührung und seiner unmittelbaren Nachbarschaft beschränkt (Abb. 389). Das im

Berührungsgebiet entstehende Feld kann sich nicht seitlich ausbreiten, die Elektrizitätsatome sind ja im Isolator nicht beweglich. Bei der Berührung zweier Metalle hingegen erzeugt ein Elektronenübergang an einer einzigen Stelle ein Feld zwischen den ganzen Oberflächen dieser beiden Leiter (Abb. 390).

Bei Metallen sind Messungen der Berührungsspannungen für viele Fragen von großer Wichtigkeit. Sie lassen sich, ebenso wie die Berührungsspannungen zwischen anderen Körpern, einwandfrei nur an gut ausgeglühten Körpern¹⁾ ausführen. Andernfalls wird man fast stets durch adsorbierte Flüssigkeitsschichten getäuscht, man mißt dann die Spannung irgendwelcher chemischer Stromquellen von unbekannter Beschaffenheit.

Das heute wohl beste Verfahren zur Messung einer Berührungsspannung zwischen zwei Metallen benutzt einen Elektronenstrom zwischen einer glühenden Kathode, z. B. aus Wolfram, und einer Metallplatte *A* als Anode (Abb. 391). Wir beschreiben erst die Ausführung des Versuches und bringen hinterher eine Erklärung.

Man mißt den Elektronenstrom *i* in seiner Abhängigkeit von der außen angelegten Spannung *P*. Man erhält die Kurve *Cu* in Abb. 392. Dann ersetzt man die Metallplatte *A* (z. B. Kupfer) durch eine gleichgeformte aus einem anderen Metall *B* (z. B. Nickel) und wiederholt die Messung. Die so gefundene Kurve *Ni* ist gegen die Kurve *Cu* parallel verschoben. Der horizontale Abstand (Doppelpfeile) beider Kurven entspricht einer Spannung *p*. Das ist die gesuchte Berührungsspannung p_{AB} zwischen den Metallen *A* und *B*.

Erklärung: Bei beiden Versuchen wurde die Stromstärke *i* nicht nur durch die von außen angelegte Spannung *P* bestimmt, sondern außerdem durch die Berührungsspannung p_{KA} bzw. p_{KB} zwischen dem Wolfram und den Metallen *A* bzw. *B*. Diese wirkte wie die Spannung eines unsichtbaren, etwa bei α eingeschalteten Elementes. Wie konnte aber zwischen dem Wolfram und der sie gar nicht berührenden Metallplatte *A* bzw. *B* eine „Berührungsspannung“ zustande kommen? Antwort: Durch das Abdampfen der Elektronen aus dem Wolfram konnte der Elektronenübergang auch ohne molekulare Berührung der Metalle vor sich gehen. — Die Verschiebung der Kurven *Cu* und *Ni* gegeneinander entspricht also der Differenz der beiden Berührungsspannungen p_{KA} und p_{KB} , und diese Differenz ist gleich der dritten, gesuchten Berührungsspannung p_{AB} , in Abb. 392 $P_{Cu, Ni} = 0,4$ Volt.

§ 128. Doppelschichten in der Grenze zwischen Gasen und Flüssigkeiten lassen sich ebenfalls mit Hilfe der Elektrophorese nachweisen (§ 126).

Man beobachtet beispielsweise die Wanderung einer kleinen Luftblase *B* im elektrischen Felde eines mit Wasser gefüllten Kondensators *AK* (Abb. 393). Den Auftrieb der Gase in der Flüssigkeit macht man durch einen Kunstgriff unschädlich. Man läßt den Kondensator mit samt der Flüssigkeit gleichförmig um seine horizontale Längsachse rotieren. Dann hält sich die Blase dauernd in der Längsachse und wandert im elektrischen Felde auf die Anode zu. Die Gase erscheinen in reinen Flüssigkeiten stets negativ geladen. Diese Ladung wird aber nicht von Gasmolekülen innerhalb der Blase getragen, es sind nicht etwa einige Gasmoleküle in negative Ionen verwandelt worden. Nach zahlreichen Versuchen hat man nie in Gasen nach Berührung mit einer Flüssigkeit Gasionen nachweisen können. Es müssen sich daher bei den Blasen auch die negativen Elektrizitätsträger in der Flüssigkeit befinden, das ganze elektrische Feld der Grenzschicht muß in den obersten Moleküllagen der Flüssigkeit enthalten sein. In Wirklichkeit wandert eine dünnwandige, negativ geladene

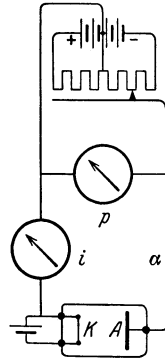


Abb. 391.

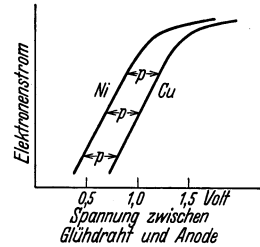


Abb. 392.

Abb. 391 und 392. Zur Messung der Berührungsspannung zwischen zwei Metallen. *K* und *A* sind in einem luftleeren Glasgefäß eingeschlossen. *K* ist ein glühender Wolframdraht.

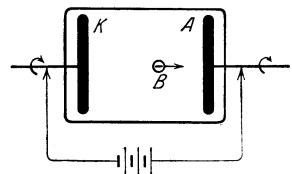


Abb. 393. Elektrisches Feld an der Grenze einer Gasblase und einer Flüssigkeit.

¹⁾ Dazu benutzt man eine Heizung mit hochfrequenten Wirbelströmen (siehe S. 140).

gasgefüllte Flüssigkeitsblase. Sie entspricht der Kugel in Abb. 385. Über sie gleiten unsichtbar positive Flüssigkeitsionen hinweg zur Kathode.

In entsprechender Weise erstreckt sich das elektrische Feld auch in der Grenzschicht zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten bis zur Tiefe einiger Moleküldurchmesser in die Flüssigkeit hinein.

Zwar zeigt die grobschematische Abb. 385 das elektrische Feld lediglich zwischen dem festen Körper und der äußersten, an ihn angrenzenden Flüssigkeitsschicht. Aber das ist eine zu weit gehende zeichnerische Vereinfachung. Denn es gibt zwischen Flüssigkeit und festem Körper keine „äußere“ Reibung. D. h. die Flüssigkeitsmoleküle können nicht an der Oberfläche des Körpers entlang gleiten. Es gibt in diesem Falle nur eine „innere“ Reibung. Die den festen Körper berührenden Flüssigkeitsmoleküle haften an diesem. Die nächstfolgenden Molekülschichten können über sie hinweggleiten. Diese tiefer in der Flüssigkeit gelegenen Schichten müssen in Abb. 385 die positiven Ionen enthalten. Sonst könnte das elektrische Feld sie nicht in Bewegung setzen.

Bei der Berührung von Gasen und Flüssigkeiten läßt sich diese Anordnung der Ladungen durch mannigfache Versuche nachweisen.

Man kann durch plötzliches Zerfetzen von Flüssigkeitsoberflächen einen Teil der Ladungen voneinander trennen. Man läßt Gase lebhaft durch Flüssigkeiten hindurchsprudeln und die Blasen an der Flüssigkeitsoberfläche sprühend zerplatzen; oder man zerbläst eine Flüssigkeit mit einem der bekannten Zerstäuber; oder man läßt rasch fallende Tropfen an einem Hindernis zerspritzen (z. B. Wasserfälle). In allen Fällen ergibt sich der gleiche Befund: Die nach dem Zerfetzen aufgefangene Flüssigkeit erweist sich positiv geladen, in der Luft hingegen befinden sich zahlreiche submikroskopische negative Elektrizitätsträger. Ihre „Beweglichkeit“ ist außerordentlich gering. Es handelt sich ohne Zweifel um feinsten Flüssigkeitsstaub aus der obersten, negativ geladenen Molekülschicht der zerfetzten Oberfläche.

In der freien Atmosphäre können starke vertikale Luftströmungen große Regentropfen zerfetzen. Die größeren Bruchstücke vereinigen sich bald wieder zu großen Tropfen. So entstehen elektrische Felder zwischen positiv geladenen Tropfen und feinstem, negativ geladenem Wasserstaub. Die Tropfen fallen, der Staub bleibt schwebend in der Höhe. Die Feldlinien zwischen ihnen werden ausgezogen, die Spannung kann auf sehr hohe Werte steigen (§ 21). Dieser Vorgang ist bei der Entstehung der Blitze wesentlich beteiligt (vgl. § 139).

Wir haben die Darstellung auf den Fall reiner, d. h. chemisch einheitlicher Flüssigkeiten beschränkt. Bei ihnen ist stets die Oberfläche Sitz der negativen Ladung. Durch Zusatz anderer Substanzen, etwa von Salzen oder Säuren in Wasser oder von unedlen Metallen zu Quecksilber, treten Verwicklungen auf. Die Einzelheiten führen hier zu weit.

§ 129. Die Arbeitskurve und die Abtrennarbeit der Elektrizitätsatome. Die Glühemission. Bei allen bisherigen Versuchen grenzten zwei Körper aneinander. In der Grenzschicht erfolgte eine Verlagerung der Elektrizitätsatome beider Vorzeichen gegeneinander, und durch sie entstanden „Doppelschicht“ und „Berührungsspannung“. Was geschieht an der Grenze eines Körpers gegen den leeren Raum?

Ein im Vakuum sich selbst überlassener Körper bleibt erfahrungsgemäß elektrisch neutral. Er verliert spontan weder Elektronen noch negative oder positive Ionen. Wie ist das zu deuten? — Der Einfachheit halber sprechen wir fortan nur von Elektronen. Die Ausführungen werden sich jederzeit sinngemäß auf Ionen übertragen lassen.

Die Elektronen werden durch die Anziehung der positiven Ladungen am Entweichen verhindert. Das dabei wirksame Kraftgesetz ist uns unbekannt. Es wird von der chemischen Beschaffenheit des Körpers abhängen. Sicher werden die Kräfte in unmittelbarer Nähe der Oberfläche am größten sein und mit wachsendem Abstände abnehmen. In der Größenordnung einiger Moleküldurchmesser

nehmen wir sie bereits als unmeßbar klein an. — Bei der Entfernung eines Elektrons muß gegen die rückziehende Kraft Arbeit geleistet werden. Der größte Teil dieser Arbeit entfällt auf den Anfang des Weges, der kleinere auf die folgenden Wegabschnitte. Das stellen wir uns schematisch mit der sehr nützlichen „Arbeitskurve“ in Abb. 394 dar¹⁾. Die Abszisse gibt die Entfernung des Elektrons vom Körper, also den bereits zurückgelegten Weg, die Ordinate I die für diesen Weg benötigte Arbeit. Wir messen diese Arbeit im elektrischen Maße, und zwar nach allgemeinem Brauch in $e \cdot \text{Volt}$, lies „Elektronenvolt“, also in Vielfachen der Arbeitseinheit $1,60 \cdot 10^{-19}$ Voltampere-sekunden oder Wattsekunden (vgl. § 33).

Die zum Verlassen des Körpers erforderliche Arbeit muß das Elektron seinem Vorrat an kinetischer Energie entnehmen. Die Größe dieser kinetischen Energie können wir nicht ohne Annahmen angeben. Sicher reicht sie aber bei tiefen Temperaturen nicht zum Entweichen der Elektronen aus. Daher vermerken wir sie an der Ordinate II willkürlich durch den Abschnitt a : Dann fehlt dem Elektron zum Entweichen noch ein Energiebetrag der Größe b . Wir nennen ihn die „Abtrennarbeit“ des Elektrons und messen diese ebenfalls im elektrischen Energiemaß mit der Einheit $e \cdot \text{Volt}$.

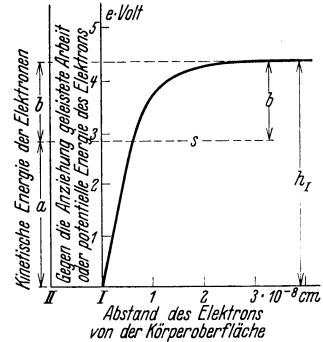


Abb. 394. Zur Definition der Abtrennarbeit.

Bis hier haben wir lediglich eine formale Definition der Begriffe „Arbeitskurve“ und „Abtrennarbeit“ gebracht. Zur Erläuterung geben wir einen rohen, aber oft brauchbaren mechanischen Vergleich. Wir denken uns die Elektronen als Stahlkugeln mit kinetischer Energie und den Körper als horizontalen Suppenteller. Der Rand dieses Suppentellers hat das Profil der Arbeitskurve a in Abb. 394. Die Kugeln fliegen die Randböschung nur ein Stück hinauf. Den letzten Anstieg der Höhe b können sie nicht überwinden, sie kehren um und fallen zurück. Zum Überfliegen des Tellerrandes müßte man die kinetische Energie der Stahlkugeln erhöhen, und zwar mindestens um den Betrag der Abtrennarbeit, hier also der Hubarbeit für die Höhe b . — Soweit das mechanische Bild.

Bei tiefen Temperaturen reicht, wie erwähnt, die kinetische Energie der Elektronen nicht zum Verlassen des Körpers. Bei Glühtemperaturen hingegen gibt es die technisch so wichtige „Glühemission“ (z. B. Abb. 319). Die Zahl der je Sekunde und Flächeneinheit austretenden Elektronen steigt exponentiell mit der Temperatur. Man findet bei den Beobachtungen

$$N_T = N_0 e^{-\frac{b}{kT_{\text{abs}}}} \tag{205}$$

(k = BOLTZMANNsche Konstante = $1,38 \cdot 10^{-23}$ Wattsek./Grad; T_{abs} = abs. Temperatur.)

Als Zahlenwert ergibt sich beispielsweise für W $b = 4,5 e \cdot \text{Volt}$, für Pt $b = 5,3 e \cdot \text{Volt}$. Man deutet sie als Abtrennarbeiten im Sinne der Abb. 394.

§ 130. Änderung der Abtrennarbeit durch ein äußeres elektrisches Feld. Nach den Experimenten können die Elektronen bei tiefen Temperaturen nicht aus einem Körper ins Vakuum austreten. Dazu fehlt ihnen nach unserer Deutung ein Betrag an kinetischer Energie. Diesen fehlenden Energiebetrag, die Abtrennarbeit b (Abb. 394), muß man dem Elektron auf mannigfache Weise zuführen können, am übersichtlichsten durch ein äußeres elektrisches Feld.

¹⁾ Man sagt oft „Potentialkurve“ statt „Arbeitskurve“.

Wir lassen den Körper im Vakuum die negative Elektrode eines Kondensators bilden. Seine elektrische Feldstärke \mathcal{E} muß im Beispiel der Abb. 394 in nächster Nähe des Körpers eine Größe von rund $5 \cdot 10^7$ Volt/cm haben: Denn das Feld soll ja längs des Weges s von nur $3 \cdot 10^{-8}$ cm dem Elektron den Energie-

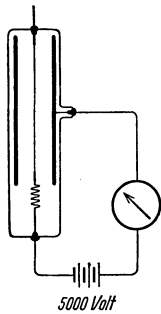


Abb. 395. Bei hohen Feldstärken können Elektronen schon bei Zimmertemperatur aus Metalldrähten austreten. Die mittlere Feldstärke an der Drahtoberfläche berechnet man nach der Gleichung

$$\mathcal{E} = \frac{P}{r} \frac{1}{\log \text{nat } R/r}$$

betrag $b = e\mathcal{E} \cdot s = 1,5 e \cdot \text{Volt}$ zuführen. Die Herstellung einer derart hohen Feldstärke gelingt schon mit kleinen Spannungen, z. B. einigen Tausend Volt: Man muß dem Körper nur die Gestalt einer Spitze oder eines feinen Drahtes geben (vgl. S. 33). Ein solcher Versuch ist in Abb. 395 skizziert. Er zeigt einen Wolframdraht von $r = 5 \mu$ Radius und 5 cm Länge im Innern eines Hohlzylinders im Hochvakuum. Man beobachtet schon bei 2000 Volt Spannung einen Elektronenstrom der Größenordnung 10^{-7} bis 10^{-6} Ampere. Dabei beträgt die mittlere Feldstärke an der Drahtoberfläche nur rund $5 \cdot 10^5$ Volt/cm. Sie ist also etwa 100mal kleiner als die erwartete. Diese Tatsache findet erst durch die wellenmechanische Statistik (Optikband § 169) eine einwandfreie Deutung.

Die so experimentell gefundene Tatsache läßt sich noch auf eine zweite Weise beschreiben. Bisher hieß es: Das äußere Feld liefert dem Elektron den zum Entweichen fehlenden Energiebetrag in der Größe der Abtrennarbeit b . Mit gleichem Recht dürfen wir sagen: Durch Hinzufügen des äußeren Feldes wird das Kraftgesetz in der Nähe der Körperoberfläche geändert. Infolgedessen bekommt man statt der alten Arbeits-

kurve α (Abb. 396) eine neue Arbeitskurve β . Diese letztere entsteht als Differenz zweier Arbeitskurven (Abb. 396):

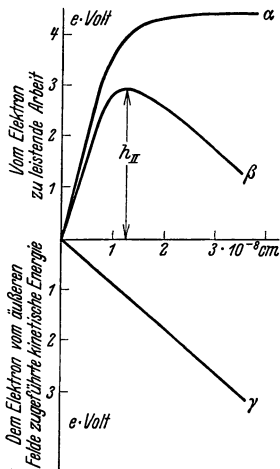


Abb. 396. Verzerrung der Arbeitskurve durch ein äußeres elektrisches Feld.

1. der alten Arbeitskurve α . Diese gibt den Verlust des Elektrons an kinetischer Energie während seiner Entfernung von der Körperoberfläche;

2. der Arbeitskurve γ . Diese gibt den Gewinn des Elektrons an kinetischer Energie infolge seiner Beschleunigung durch das äußere elektrische Feld.

Die Scheitelhöhe h_{II} der neuen Arbeitskurve liegt tiefer als der Scheitelwert h_I der alten Arbeitskurve α (mechanisch: der Rand der Schüssel ist heruntergedrückt). Die Abtrennarbeit b (siehe Abb. 394) wird kleiner und kann sogar verschwinden. — In den §§ 131 und 132 bringen wir zwei Anwendungsbeispiele für diese Beschreibungsart.

§ 131. Übergangswiderstand zwischen zwei gleichen Metallen. Das Kohle-Mikrophon. In der Abb. 396 hatten wir die ursprüngliche Arbeitskurve α durch ein äußeres elektrisches Feld in die niedrigere Arbeitskurve β umgeformt. Dies elektrische Feld

hatten wir (Abb. 395) mit einer Stromquelle von einigen 1000 Volt Spannung hergestellt. Doch kann man eine solche Erniedrigung der Arbeitskurve auch auf andere Weise erzielen, z. B. durch die enge Annäherung eines zweiten Körpers aus gleichem Stoff. Das soll uns die Abb. 397 und 398 veranschaulichen. In ihr sind die gleichen Arbeitskurven der beiden Körper A und A' spiegelbildlich nebeneinander gezeichnet. In Abb. 397 ist der Abstand der beiden Körper noch groß gegen die Moleküldimensionen. Beide Arbeitskurven sind noch

unverzerrt und verhindern den Elektronenübergang durch eine hohe breite Schwelle. In Abb. 398 sind die Körper A und A' einander bis auf Molekül-abstand genähert. Dabei haben sich die Arbeitskurven gegenseitig verzerrt und zu einer niedrigen Schwelle vereinigt. Diese kann von Elektronen mit kleiner kinetischer Energie überwunden werden.

Bei der unvermeidlichen Rauigkeit aller Körperoberflächen kann eine molekulare Berührung anfänglich nur an vorspringenden Stellen auftreten, dort bilden sich einzelne „Brücken“. Der Widerstand einer solchen Brücke hängt von deren Abmessungen und vom spezifischen Widerstande des Stoffes ab. Nehmen wir als Beispiel Kupfer und eine „Brücke“ in Gestalt eines winzigen Würfels von $0,1 \mu = 10^{-7} \text{ m}$ Kantenlänge. Dann berechnen wir nach Gleichung (187) von S. 175 den Widerstand einer solchen Brücke zu $R = \frac{10^{-7}}{10^{-14}} 1,8 \cdot 10^{-8} = \text{rund } 0,2 \text{ Ohm}$. Zehn

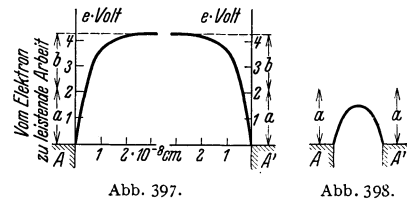


Abb. 397 und 398. Zum Elektronenübergang zwischen zwei gleichen Körpern A (z. B. Mikrophonkontakt).

Brücken haben also nur einen Gesamtwiderstand von 0,02 Ohm, hundert gar nur von 0,002 Ohm. Derart kleine Widerstände kann man im allgemeinen gegenüber dem übrigen Widerstand des Stromkreises vernachlässigen. Man braucht daher den Widerstand von Metallkontakten und seine Abhängigkeit von der Pressung nur in Ausnahmefällen zu berücksichtigen, nämlich in Stromkreisen von extrem kleinem Widerstand.

Ganz anders aber liegen die Dinge quantitativ bei der Berührung von zwei Stücken Kohle. Der spezifische Widerstand von Kohle (Tab. 9) ist rund 2000mal höher als der von Kupfer. Eine einzelne Brücke der oben angenommenen Größe hat also rund 400 Ohm, 10 Brücken zusammen haben 40 Ohm usw. Damit liegt

aber der Hauptwiderstand des ganzen Stromkreises in diesen Brücken. Eine Verdoppelung der Brückenzahl halbiert nahezu den Widerstand und verdoppelt nahezu den Strom usw. Durch diese Überlegungen erklärt sich die Verwendung von Kohlekontakten in „Mikrofonen“ zur Steuerung elektrischer Ströme im Rhythmus von Sprache und Musik. Ein Kohlemikrophon besteht im wesentlichen aus zwei einander berührenden Kohlestücken, etwa einer Kugel A und einer Membran B (Abb. 399). Sie bilden mit einem Element und einem Telephon einen Stromkreis. Die Schallwellen setzen die Membran in Schwingungen. Dadurch ändert sich der Widerstand des Kohlekontaktes, und die Stromstärke schwankt im Rhythmus der Schallwellen. Das Mikrophon hat eine erstaunliche Empfindlichkeit. Eine über die Membran kriechende Fliege ist im Telephon laut zu hören. Zur Vorführung der Empfindlichkeit in größerem Kreise ersetzt man das Telephon durch die Primärspule eines kleinen Transformators (Abb. 400). Die Stromschwankungen induzieren in seiner Sekundärspule einen Wechselstrom im Rhythmus der Sprache. Diesen Wechselstrom beobachtet man mit einem Drehspulgalvanometer unter Zwischenschaltung eines kleinen Detektors D als Gleichrichter. Normales Sprechen ruft schon aus vielen Metern Abstand große Galvanometerausschläge hervor.

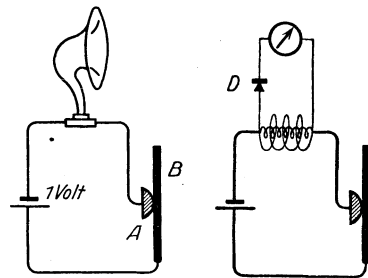


Abb. 399 und 400. Nachweis der Mikrofonwirkung.

§ 132. Zusammenhang von Berührungsspannung und Abtrennarbeit? In den Abb. 397 und 398 hatten wir die molekulare Berührung zweier gleicher Stoffe bildlich dargestellt. Beide Stoffe sollten Elektronen mit der gleichen kinetischen Energie a enthalten

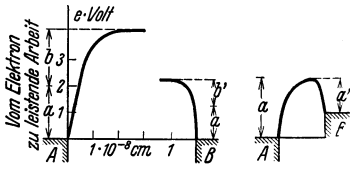


Abb. 401. Abb. 402. Zur Entstehung einer Berührungsspannung der Größe $(a - a')$ Volt zwischen zwei verschiedenen Körpern A und B .

(vgl. Abb. 394). In der Abb. 401 wollen wir in entsprechender Weise zwei verschiedene Stoffe zu molekularer Berührung bringen. Dabei nehmen wir nicht nur die Höhe und Gestalt der Arbeitskurven als verschieden an, sondern auch die Größe a und a' der den Elektronen eigenen kinetischen Energie. Im „Gleichgewicht“ muß sich dann die Arbeitskurve der Abb. 402 einstellen. Die Arbeitsdifferenz $e \cdot P_{A,B}$ entspricht der Berührungsspannung $P_{A,B}$ der beiden Körper A und B . Diese ist also im allgemeinen nicht mit der Differenz der Abtrennarbeiten b und b' identisch. Das wären sie nur im Sonderfalle gleich hoher Arbeitskurven, also im Falle $(a + b) = (a' + b')$.

§ 133. Metalle als Leiter erster Klasse. Thermoelemente. Lichtelemente.

Wir sehen in Abb. 403 und 404 zwei bzw. drei verschiedene Metalle zu einem geschlossenen Kreise vereinigt. Erfahrungsgemäß fließt in solchen Kreisen trotz der Berührungsspannungen zwischen den Grenzflächen kein Strom. Für eine gerade Zahl verschiedener Metalle, z. B. in Abb. 403, ist das aus Symmetriegründen verständlich. Bei einer ungeraden Zahl (Abb. 404) ist auf das Energieprinzip zu verweisen. Ein dauernd fließender Strom müßte dauernd Wärme entwickeln und die dazu nötige Energie einer Energiequelle entnehmen. — Man nennt die Metalle wegen dieses Fehlens eines Stromes in geschlossenen Kreisen „Leiter erster Klasse“.

Nach dieser Überlegung muß eine dauernde Energiezufuhr an eine der Doppelschichten einen dauernd fließenden Strom erzeugen können. Erfahrungsgemäß kann man für diese Energiezufuhr die Erwärmung der einen Berührungsstelle benutzen. Sie vergrößert die Berührungsspannung in der erwärmten Doppelschicht gegenüber der kalten. Die Differenz beider Spannungen nennt man die thermoelektrische Spannung (Th. I. SEEBECK, 1822).

Zu ihrer Messung hält man die Temperatur der einen Berührungsstelle (Schweiß- oder Lötstelle) konstant (Eis oder Wasserbad) (vgl. Abb. 405). So findet man für verschiedene Temperaturdifferenzen zwischen warmer und kalter Berührungsstelle die in der Tabelle 11 folgenden Werte.

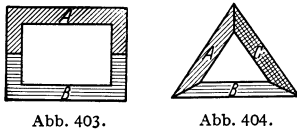


Abb. 403 und 404. Zur Definition der Leiter 1. Klasse.

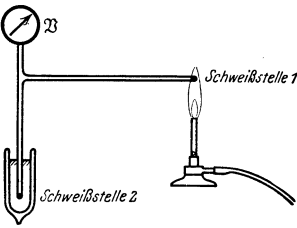


Abb. 405. Thermoelektrische Spannung. Die Schweißstelle 2 befindet sich in Eiswasser. Die Skizze soll Drahtdoppelleitungen, nicht Rohre darstellen.

Tabelle 11.

Metallpaar	Temperatur der kalten Lötstelle: 0 Zentigrad.			
	Temperatur der heißen Lötstelle			
	100°	500°	1000°	1500°
Thermoelektrische Spannung in Millivolt				
Kupfer-Konstantan	4,1	26,3	—	—
Silber-Platin	0,72	6,26	—	—
Nickel-Platin	1,5	5,55	9,59	—
Platin-Platinrhodium (5%)	0,55	3,22	6,79	10,56

Die thermoelektrischen Spannungen sind klein, selbst Temperaturdifferenzen von 500° ergeben bei dem günstigen Paare Kupfer-Konstantan erst $26 \cdot 10^{-3}$ Volt. Trotzdem kann man mit den thermoelektrischen Spannungen leicht Leitungs-

ströme i von etwa 100 Ampere erzeugen. Man braucht nur dem Ohmschen Gesetz $i = P/R$ Rechnung zu tragen und den Widerstand R des Stromkreises recht klein zu machen. Denn der Quotient zweier kleiner Größen kann sehr wohl große Werte haben.

Die Abb. 406 zeigt eine geeignete Anordnung in perspektivischer Zeichnung. Ein dicker, U-förmiger Kupferbügel ist durch einen kurzen, dicken, eingelöteten Konstantanklotz überbrückt. Die Lötstelle 1 wird von dem überstehenden Kupferende aus mit einer Bunsenflamme erwärmt. Das andere überstehende

Ende ist nach unten gebogen und taucht in kaltes Wasser. Es soll die Erwärmung der Lötstelle 2 verhindern. Zum qualitativen Nachweis der großen Stromstärke dient das Magnetfeld des Stromes. Die Abb. 407 zeigt im Querschnitt ein profiliertes Eisenstück 1 als Eisenkern der bügelförmigen einzigen „Draht-

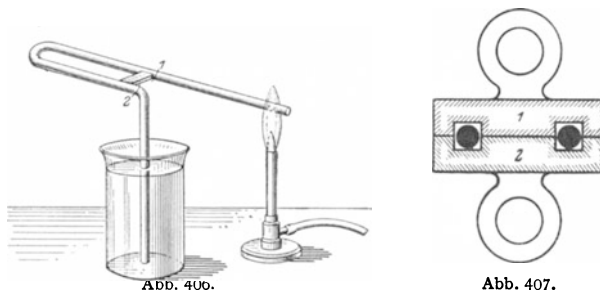


Abb. 406 und 407. Zum Nachweis großer Stromstärken als Folge thermoelektrischer Spannungen.

windung“. Ein gleiches Eisenstück 2 dient als Anker. Beide zusammen vermögen ein 5-kg-Gewichtsstück zu tragen. Das ist für einen Elektromagneten mit nur einer Windung schon recht verblüffend.

Die thermoelektrischen Spannungen spielen meßtechnisch eine bedeutsame Rolle. Lötstellen geeigneter Metalle werden als „Thermoelement“ oder „elektrisches Thermometer“ viel benutzt. Die Abb. 405 zeigt das Schema. Vor dem gewöhnlichen Quecksilber-Glas-Thermometer hat das elektrische Thermometer den Vorteil kleiner Masse und daher kleiner Wärmekapazität und großer Einstellgeschwindigkeit. Man kann z. B. mühelos Temperaturänderungen winziger Insekten messend verfolgen. Das Anlegen der Kugel eines Quecksilberthermometers würde die Temperatur des kleinen Tierkörpers in störender Weise verändern.

Besondere Bedeutung besitzen sehr zierlich gebaute Thermoelemente für die Messung der Energie von Strahlungen aller Art, Licht, Röntgenlicht, Kathodenstrahlen usw.

Endlich benutzt man Thermoelemente zur Herstellung eines hochempfindlichen Wechselstrommessers, des „Thermokreuzes“. Man scheidert bei Wechselstromuntersuchungen nur allzu häufig an der mangelnden Empfindlichkeit der Hitzdrahtstrommesser. Einige hundertstel Ampere sind praktisch schon ihre untere Grenze. Beim Hitzdrahtamperemeter erwärmt der Strom einen feinen Draht. Dieser Draht dehnt sich aus und dreht dadurch (vgl. Abb. 12) mechanisch einen Zeiger. Beim Thermokreuz heftet man an einen feinen Draht die eine Lötstelle eines Thermoelementes und beobachtet dessen Spannung mit einem empfindlichen Drehspul-Voltmeter. Zur praktischen Ausführung (Abb. 408) hängt man zwei feine Drähte aus verschiedenen Metallen 1 und 2 schleifenartig ineinander. Die Berührungsstelle wird verschweißt. Die links befindlichen Drahthälften 1 und 2 bilden zusammen den „Hitzdraht“, die rechts befindlichen das Thermoelement mit der Schweißstelle a .

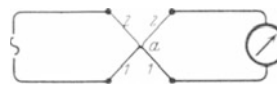


Abb. 408. Thermokreuz.

Eine theoretisch bedeutsame Umkehr des thermoelektrischen Vorganges bildet der sog. Peltiereffekt. Man schiebt einen Strom durch eine Berührungsstelle zweier Metalle,

und zwar in der Flußrichtung des Thermostromes. Dann bewirkt der Strom eine Abkühlung der (beim Thermostrom heißen) Lötstelle. Leider kann man den Peltiereffekt nicht zum Bau einer elektrischen Kühlmaschine benutzen. Die gleichzeitige Erwärmung der Leiter durch den Strom macht die Maschine ganz unrentabel.

Neuerdings hat man den Thermoelementen erfolgreich „Lichtelemente“ an die Seite stellen können. Man führt die Energie durch Absorption sichtbaren Lichtes zu. Bei diesen Lichtelementen muß das eine der beiden Metalle durch Selen, Kupferoxydul oder eine andere „metallähnliche“ Substanz ersetzt werden. Die Einzelheiten des Vorganges sind noch ebensowenig geklärt wie der Mechanismus der Leitung in diesen metallähnlichen Stoffen (vgl. § 124).

§ 134. **Elektrolyte als Leiter zweiter Klasse. Chemische Stromquellen Elemente.** Der Nutzeffekt der Thermoelemente und der Lichtelemente ist ein außerordentlich geringer. Er erreicht kaum Werte von 10^{-6} bzw. 10^{-5} . Anders bei den Elementen auf chemischer Grundlage, den Elementen. Die wichtigsten Ausführungsformen arbeiten mit einem Nutzeffekt von praktisch 100%.

Dem Bau der chemischen Stromquellen liegt folgende experimentelle Erfahrung zugrunde: Jede in ihren Grenzen Metall–Elektrolyt unsymmetrische Zusammenstellung metallischer und elektrolytischer Leiter liefert in einem geschlossenen Kreis einen lang anhaltenden Strom. Deswegen nennt man Elektrolyte „Leiter zweiter Klasse“. — Bei wohldefinierten Versuchsbedingungen kann man jederzeit bestimmte chemische Vorgänge als Energiequellen namhaft machen.

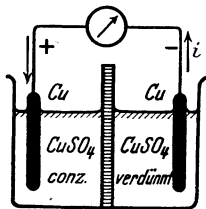


Abb. 409. Konzentrationselement. Spannung einige Zehntelvolt.

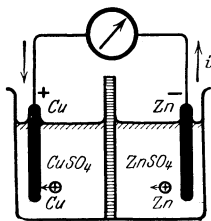


Abb. 410. Element von J. F. DANIELL (1836). Als Trennwand wurde zuerst die Speiseröhre eines Ochsen benutzt.

Der wohl einfachste chemische Umsatz ist der Konzentrationsausgleich zwischen zwei verschiedenen konzentrierten Lösungen des gleichen Salzes. Die Abb. 409 zeigt ein Beispiel eines solchen „Konzentrationselementes“. Hier bildet ein Drahtbügel mit zwei gleichen Elektrolyten verschiedener Konzentration einen aus drei Leitern gebildeten Kreis. In der Grenze beider Elektrolyte befindet sich eine poröse Trennwand aus gebranntem Ton od. dgl. Sie soll eine Vermengung der beiden Flüssigkeiten verhindern.

Bei allen praktischen wichtigen Elementen braucht man als Elektroden zwei verschiedene Metalle. Wir geben ein durch große Übersichtlichkeit ausgezeichnetes Beispiel, nämlich das Daniellelement, Abb. 410. Seine Spannung beträgt 1,09 Volt. — Zur Stromlieferung verbinden wir seine beiden Elektroden durch einen Metalldraht. Dann beobachtet man folgendes: Vom Zink fließt ein Strom durch den Strommesser zum Kupfer, die Zinkelektrode wird dünner, die Kupferelektrode dicker. Das deuten wir folgendermaßen: Durch den Metalldraht wandern dauernd Elektronen vom Zink zum Kupfer. Infolgedessen muß das sich auflösende Zink in Form positiver Ionen in Lösung gehen. Die positiven Zinkionen ziehen aus der linken Kammer negative SO_4 -Ionen zu sich in die rechte Kammer herüber (Feldlinienbild Abb. 100). Dadurch werden den positiven Kupferionen der linken Kammer ihre negativen Partner entzogen. Sie wandern zur Kupferplatte. Sie schlagen sich auf dieser nieder und vereinigen sich mit den durch den Metalldraht zugewanderten Elektronen. Auf diese Weise wird die Kupferplatte dicker. — Diese Deutung erklärt uns außerdem zwei weitere Beobachtungen: In der rechten Kammer wächst die Konzentration der Zink- und SO_4 -Ionen. Bald ist die Lösung bis zur Sättigung konzentriert, es scheiden sich klare Zinksulfatkristalle aus. In der linken Kammer hingegen sinkt die Konzentration der Kupfer- und der SO_4 -Ionen. Infolgedessen muß man für

Bei allen praktischen wichtigen Elementen braucht man als Elektroden zwei verschiedene Metalle. Wir geben ein durch große Übersichtlichkeit ausgezeichnetes Beispiel, nämlich das Daniellelement, Abb. 410. Seine Spannung beträgt 1,09 Volt. — Zur Stromlieferung verbinden wir seine beiden Elektroden durch einen Metalldraht. Dann beobachtet man folgendes: Vom Zink fließt ein Strom durch den Strommesser zum Kupfer, die Zinkelektrode wird dünner, die Kupferelektrode dicker. Das deuten wir folgendermaßen: Durch den Metalldraht wandern dauernd Elektronen vom Zink zum Kupfer. Infolgedessen muß das sich auflösende Zink in Form positiver Ionen in Lösung gehen. Die positiven Zinkionen ziehen aus der linken Kammer negative SO_4 -Ionen zu sich in die rechte Kammer herüber (Feldlinienbild Abb. 100). Dadurch werden den positiven Kupferionen der linken Kammer ihre negativen Partner entzogen. Sie wandern zur Kupferplatte. Sie schlagen sich auf dieser nieder und vereinigen sich mit den durch den Metalldraht zugewanderten Elektronen. Auf diese Weise wird die Kupferplatte dicker. — Diese Deutung erklärt uns außerdem zwei weitere Beobachtungen: In der rechten Kammer wächst die Konzentration der Zink- und SO_4 -Ionen. Bald ist die Lösung bis zur Sättigung konzentriert, es scheiden sich klare Zinksulfatkristalle aus. In der linken Kammer hingegen sinkt die Konzentration der Kupfer- und der SO_4 -Ionen. Infolgedessen muß man für

Dauerbetrieb der Stromquelle ein Vorratsgefäß zur Nachlieferung frischen Kupfersulfates anbringen. Die Abb. 411 zeigt beispielsweise ein konisches Vorratsgefäß mit Kupfersulfatkristallen. Es ist eine technische Variante des DANIELLSchen Elementes, das sog. Meidingereslement. Die beiden Elektroden sind nicht neben-, sondern übereinander angeordnet. So kann man die poröse Trennwand sparen. Eine Vermischung der beiden Sulfatlösungen wird durch die Verschiedenheit ihrer Dichte zur Genüge verhindert.

Im Enderfolg wird also beim Daniellelement Zink in Zinksulfat verwandelt und Kupfer aus Kupfersulfat abgeschieden. Die Bildung von Zinksulfat in wäßriger Säure erfolgt unter Energieabgabe. Sie liefert, im Kalorimeter ausgeführt, eine Wärmemenge von $4,40 \cdot 10^8$ Wattsekunden pro Kilomol Zink. Die Abscheidung des Kupfers hingegen erfolgt unter Energieaufnahme. Sie erfordert pro Kilomol Kupfer eine Wärmezufuhr von $2,34 \cdot 10^8$ Wattsekunden. Die Differenz $(4,40 - 2,34) \cdot 10^8 = 2,06 \cdot 10^8$ Wattsekunden ist also die beim Umsatz von einem Mol Metall verfügbar werdende Energie. Sie erhält den Strom aufrecht.

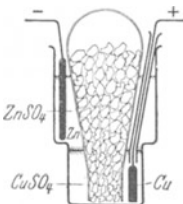


Abb. 411. Technische Variante des Daniellelementes.

Man kann auf Grund dieser Überlegung die Spannung des Daniellelementes aus chemischen Daten berechnen. Die Kupfer- und Zinkionen sind im Daniellelement zweiwertig, jedes Ion trägt zwei elektrische Elementarquanten (§ 105). Ein Kilomol in die wäßrige Lösung eintretenden Zinks oder 1 Kilomol aus der Lösung ausgeschiedenen Kupfers schleppt also insgesamt $2 \cdot 9,65 \cdot 10^7$ Amperesekunden. Dabei leistet das elektrische Feld mit der Spannung ϕ die Arbeit $2 \cdot 9,65 \cdot 10^7 \cdot \phi = 2,06 \cdot 10^8$ Wattsekunden. Das ergibt für ϕ den Wert 1,07 Volt statt 1,09 Volt der Beobachtung. — Diese einfache Berechnungsart gilt jedoch nur für Elemente mit einer von der Temperatur unabhängigen Spannung (vgl. Mechanikband § 176).

In ähnlicher, wenngleich oft weniger einfacher Weise, läßt sich der energieliefernde Vorgang bei allen Elementen oder „chemischen Stromquellen“ klarstellen. Oft wird die Behandlung durch sekundäre Reaktionsprodukte an den Elektroden erschwert. Die Ausscheidung der Metallionen ruft an der Anode des Elementes eine Wasserstoffentwicklung hervor od. dgl. Die Einzelheiten gehören in das Arbeitsgebiet der physikalischen Chemie.

§ 135. Polarisation bei der elektrolytischen Leitung. (J. W. RITTER, 1803.) Nach den Ausführungen des vorigen Paragraphen bilden zwei gleiche metallische Leiter in einem Elektrolyten kein Element. Es herrscht zwischen den beiden Metallen oder Elektroden keine Spannung. Denn die Anordnung ist in den Grenzen Metall—Elektrolyt völlig symmetrisch. Infolgedessen können sich keine Diffusionsvorgänge oder chemische Reaktionen abspielen und die Elektrizitätsatome beider Vorzeichen gegeneinander in Bewegung setzen. Wir wählen als Beispiel zwei Platindrähte als Elektroden in verdünnter Schwefelsäure (Abb. 412). Das Voltmeter zeigt keinen Ausschlag. Die Symmetrie läßt sich auf mannigfache Weise stören. Es genügt schon ein Kratzen auf der einen Elektrodenoberfläche. — Besonders wirkungsvoll ist aber das Hindurchschicken eines Leitungsstromes durch den Elektrolyten. Ein Beispiel findet sich in Abb. 413 und 414. Am linken Platindraht, der Kathode, wird Wasserstoff abgeschieden, am rechten, der Anode, Sauerstoff. Der größte Teil des Gases entweicht in bekannter Weise in Bläschenform. Die anfänglich abgeschiedenen Gase hingegen bilden auf den Elektrodenoberflächen einen unsichtbaren Überzug. Er besteht unter Umständen nur aus einer Atomlage.

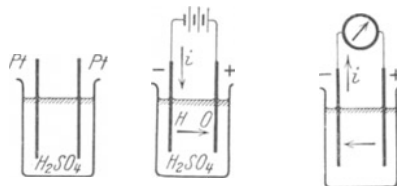


Abb. 412. Abb. 413. Abb. 414. Zum Nachweis der Polarisationsspannung.

Durch diese unsichtbaren Gasschichten ist die Symmetrie weitgehend gestört. Die Elektroden bilden zusammen mit dem Elektrolyten nunmehr ein Element. Die Spannung dieses Elementes heißt die Polarisationsspannung. Sie hat die Größenordnung weniger Volt. Sie ist also etwa so groß wie bei zwei verschiedenen Metallen im gleichen Elektrolyten.

Die Polarisationsspannung wird mit einem Voltmeter nachgewiesen (vgl. Abb. 414). Die in den Abb. 413 und 414 eingezeichneten Pfeile bezeichnen die Stromrichtung, also die Richtung der Elektronen bzw. negativen Ionen. Die Stromrichtung unter der Wirkung der Polarisationsspannung ist der ursprünglichen Stromrichtung entgegengesetzt. Also ist auch das durch Polarisation geschaffene elektrische Feld dem ursprünglichen, von der Stromquelle erzeugten Felde entgegengerichtet. Sonst müßte der ursprüngliche Strom stets anwachsen.

Bei der Messung der Stromspannungskurve für elektrolytische Leiter fanden wir in § 106 nicht das Verhältnis P/i , sondern $(P - \phi)/i$ konstant. Der Strom i steigt zwar in Abb. 354 linear mit der Spannung P an. Doch zeigte die Gerade nicht auf den Nullpunkt. Ihre Verlängerung schneidet die Abszisse bei der kleinen Spannung ϕ . Wir schlossen damals: Das Voltmeter zeigt eine um ϕ Volt zu hohe Spannung (Abb. 354). Die wirkliche Spannung zwischen den Enden der leitenden Flüssigkeitssäule beträgt nur $(P - \phi)$ Volt. Jetzt sehen wir nachträglich die Berechtigung unserer damaligen Deutung. Wir erkennen in ϕ die Polarisationsspannung.

Bisher ist nur von einer Polarisation durch Gasbeladung der Elektroden die Rede gewesen. Das ist aber nur ein spezielles Beispiel. Der Stromdurchgang durch einen Elektrolyten kann auf mancherlei Weise Unsymmetrien hervorrufen, und jede einzelne erzeugt eine Polarisationsspannung. Die nächsten Paragraphen werden einige Beispiele bringen.

§ 136. **Akkumulatoren.** Polarisationsspannungen durch Gasbeladung der Elektroden sind im allgemeinen wenig haltbar. Das läßt sich leicht mit der Anordnung der Abb. 413 zeigen. Man hat nur die Pausen zwischen den Versuchen 413 und 414 verschieden lang zu machen.

Es gibt aber auch Fälle großer Haltbarkeit der Polarisation. Es handelt sich dann um tiefgreifende Änderungen der Elektroden durch den Stromdurchgang. Typische Beispiele bieten die Akkumulatoren.

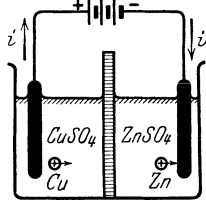
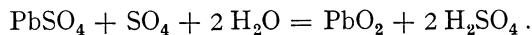


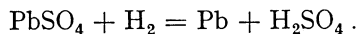
Abb. 415. Daniellelement während der „Aufladung“ als Akkumulator.

Wir beschreiben den bekannten Bleiakkumulator im Vorführungsversuch. Zwei Bleidrähte tauchen in verdünnte Schwefelsäure. Dadurch überziehen sie sich oberflächlich mit einer Schicht von Bleisulfat (PbSO_4).

Eine Batterie (etwa 6 Volt) schiebe einen Strom durch die „Akkumulatorenzelle“. Dabei wandern die negativen SO_4 -Ionen zur Anode und verwandeln diese in Bleisuperoxyd nach der Gleichung



Die positiven Wasserstoffionen wandern zur Kathode und reduzieren diese zu metallischem Blei nach der Gleichung



Dieser Prozeß erzeugt also eine starke Unsymmetrie. Es entsteht ein Element mit einer Blei- und einer Bleisuperoxydelektrode, „der Akkumulator wird geladen“. Nach einigen Minuten wird dieser „Ladungsvorgang“ unterbrochen und die Elektroden mit einer kleinen Glühlampe als Stromindikator verbunden. Die Lampe leuchtet auf, der Akkumulator „entlädt“ sich: in seinem Innern

finden jetzt die umgekehrten Reaktionen statt, beide Elektroden werden in Bleisulfat zurückverwandelt. Man hat nur die obigen Gleichungen von rechts nach links zu lesen. Man kann daher den Akkumulator als ein umkehrbares Element bezeichnen.

Umkehrbare Elemente lassen sich in großer Zahl ersinnen. Besonders bekannt ist das Daniëllelement (Abb. 410). Man kann daher ein Daniëllelement im Prinzip als Akkumulator benutzen. Die Zinkverluste bei der Stromlieferung oder Entladung des Elementes lassen sich durch eine nachträgliche Ladung wieder rückgängig machen. Praktisch hat ein solcher Akkumulator keine Bedeutung. Seine Lebensdauer ist zu klein. Seine beiden Elektrolyte, die Zink- und die Kupfersulfatlösung, vermengen sich trotz der trennenden Tonwand durch Diffusion. Es gelangen schließlich Kupferionen bis zum Zink und überziehen dies mit einem Kupferschlamm. — Technisch spielt noch immer der Bleiakkumulator die größte Rolle. Man gibt den Bleiplatten durch verschiedene Kunstgriffe recht große Oberflächen. Die Anode oder positive Elektrode wird meist von vornherein mit einem Überzug von Bleisuperoxyd versehen. Dann kann man mit 30 kg Blei etwa 1 Kilowattstunde aufspeichern. Im Betrieb hat der Akkumulator eine recht konstante Spannung von 2,02 Volt. Zur Aufladung braucht man eine etwas höhere Spannung, nämlich 2,6 Volt. 2,02/2,6 gibt den Nutzeffekt des Akkumulators zu etwa 78%.

§ 137. Unpolarisierbare Elektroden und Elemente. Normalelemente. Die Entstehung der Polarisationsspannung p ist bei vielen Messungen an elektrolytischen Leitern sehr störend. Oft darf die für die Messungen benutzte Stromquelle nur kleine Spannungen P haben. Dann kann p keineswegs mehr als klein gegen P vernachlässigt werden. Ein Beispiel dieser Art ist uns beim Nachweis des Ohmschen Gesetzes für elektrolytische Leiter begegnet (vgl. S. 175 und 208). Ähnliche Fälle sind vor allem bei physiologischen Versuchen, wie elektrischer Nervenreizung usw., häufig.

Doch hat man diese Schwierigkeit weitgehend zu vermeiden gelernt. Man hat „unpolarisierbare Elektroden“ hergestellt. Gewöhnliche polarisierbare Elektroden bestehen aus metallischen Leitern, eigentlichen Metallen, Kohle usw. Unpolarisierbare Elektroden bestehen aus Metallen mit geeigneten Überzügen. Sehr bequem ist z. B. als Überzug eine wässrige Salzlösung mit den Ionen des Elektrodenmetalles. Als Beispiel ist in Abb. 416 eine unpolarisierbare Zinkelektrode skizziert. Ein Zinkstab taucht in ein Glasrohr mit wäßriger Zinksulfatlösung. Das Glasrohr ist unten mit einem porösen, von verdünnter NaCl-Lösung durchfeuchteten Stopfen St verschlossen. Dieser feuchte Stopfen stellt die Verbindung mit dem elektrolytischen Leiter her, etwa dem mit N angedeuteten Nervenende. Der Zinkstab wird zweckmäßig noch oberflächlich amalgamiert und dadurch seine Oberfläche blankflüssig gehalten. Als Anode benutzt, löst sich der Zinkstab dieser unpolarisierbaren Elektrode auf, als Kathode benutzt, verdickt er sich durch Abscheidung von Zink. Es bleiben nur Konzentrationsänderungen der Lösungen. Diese Unsymmetrie ruft nur noch eine verschwindend kleine Polarisationsspannung hervor. Dies eine Beispiel für unpolarisierbare Elektroden mag genügen.

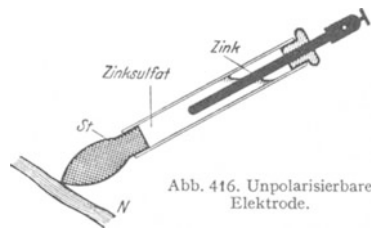


Abb. 416. Unpolarisierbare Elektrode.

Weiterhin spielt die elektrolytische Polarisation bei der Konstruktion der chemischen Stromquellen oder Elemente eine große, ja entscheidende Rolle. Elemente lassen sich in beliebiger Anzahl ersinnen. Bilden doch je zwei metallische

Leiter in unsymmetrischer Verbindung mit elektrolytischen Leitern ein Element. Aber in der überwiegenden Mehrzahl sind alle derartigen Elemente als praktische Stromquellen unbrauchbar. Die Ausbildung der Polarisation bei der Stromentnahme läßt ihre Spannung rasch heruntersinken. Man verbinde etwa zwei aus Zink, Bogenlampenkohle und Ammoniumchloridlösung gebildete Elemente mit einem Glühlämpchen. Das anfänglich strahlend leuchtende Lämpchen verlischt in kurzer Zeit.

Eine Umkleidung der Kohleanode mit Mangansuperoxyd (Braunstein, MnO_2) vermindert die Polarisation beträchtlich. Es oxydiert einen großen Teil des an der Anode abgeschiedenen Wasserstoffes. Das geschieht in den Trockenelementen unserer Taschenlampenbatterien. Diese Elemente sind übrigens keineswegs trocken. Ihr Elektrolyt wird nur durch Stärkekleister oder Sägespäne eingedickt.

Elemente konstanter Spannung müssen mit „unpolarisierbaren Elektroden“ gebaut werden. Die „umkehrbaren“ Elemente erfüllen diese Bedingung. Das kann man sich leicht am Beispiel des Daniellelementes klarmachen (Abb. 410). Sind doch seine beiden Elektroden „unpolarisierbar“ im Sinne der Abb. 416.

Die höchsten Anforderungen an Unpolarisierbarkeit und zeitliche Konstanz der Spannung werden naturgemäß an die „Normalelemente“ gestellt (S. 9). Dienen diese doch im Laboratorium zur Reproduzierung der internationalen Spannungseinheit, des Volt.

Das Daniellelement genügt den Ansprüchen noch keineswegs. Es ist nicht haltbar genug. Die Kupferionen der konzentrierten Kupfersulfatlösung diffundieren trotz der Trennwand zur Zinkkathode hinüber und überziehen diese mit einem Kupferschlamm.

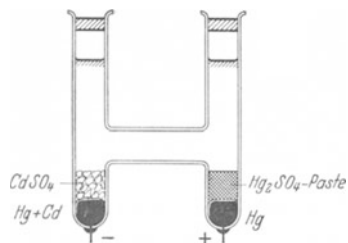


Abb. 417. Kadmiumnormalelement. Klemmspannung bei $18^\circ = 1,0187$ Volt.

Die heute eingebürgerten Kadmiumnormalelemente vermeiden diese Schwierigkeit. Sie benutzen als Anode statt des Kupfers ein Metall mit einem sehr schwer löslichen Sulfat. Sie enthalten (Abb. 417) als Anode Quecksilber, und der angrenzende Elektrolyt besteht aus $CdSO_4$ -Kristallen und einer dichten Paste von Merkursulfat (Hg_2SO_4) mit Hg. Die Kathode besteht aus Kadmiumamalgam in Kadmiumsulfatlösung, meist gesättigt und mit überschüssigen Kristallen. Infolge der winzigen Konzentration der Quecksilberionen in der Paste besteht keine Gefahr ihrer Diffusion zur Kathode. Der Fehler des Daniellelementes ist somit vermieden. Allerdings muß man dafür beim Kadmiumnormalelement einen anderen Nachteil mit in Kauf nehmen. Man darf dem Element nur Ströme von einigen hunderttausendstel Ampere entnehmen. Sonst erschöpft man an der Anode die Konzentration der Quecksilberionen, weil sein Salz sich zu langsam auflöst. Man bekommt eine Polarisation durch Konzentrationsänderung des Elektrolyten vor der Anode. Für die moderne Meßtechnik bedeutet die geringe Belastbarkeit der Normalelemente keine nennenswerte Schwierigkeit. Man benutzt sog. Kompensationsmethoden und vermeidet durch sie eine unzulässige Stromentnahme aus den Normalelementen. Diese Dinge werden in jedem meßtechnischen Anfängerpraktikum behandelt.

§ 138. Doppelschicht und Oberflächenspannung. Das Kapillarmultimeter. Bei der Berührung zweier verschiedener Flüssigkeiten entsteht, wie zwischen allen Körpern, ein elektrisches Feld von molekularer Dicke, eine Doppelschicht. Jedes elektrische Feld vermindert die Oberflächenspannung (§ 30). Infolgedessen ist z. B. ein Hg-Tropfen in jeder Flüssigkeit flacher als in Luft oder im Vakuum (Abb. 418).

Beim Durchleiten eines elektrischen Stromes durch eine Grenzschicht wird das elektrische Feld geändert, d. h. es tritt eine elektrolytische Polarisation ein. Diese Polarisation kann die Berührungsspannung verkleinern oder vergrößern. Demgemäß steigt oder sinkt die Oberflächenspannung.

— Ein Beispiel für eine Vergrößerung der Oberflächenspannung durch Polarisation zeigt uns die Abb. 418. Ein Quecksilbertropfen Hg und ein Eisennagel liegen in verdünnter Schwefelsäure mit etwas Kaliumbichromatzusatz. Sie bilden mit diesem Elektrolyten ein polarisierbares Element. Der Tropfen ist viel flacher als in Luft, die Oberflächenspannung des Quecksilbers ist also durch die Berührung mit dem Elektrolyten vermindert.



Abb. 418. Änderung der Oberflächenspannung von Hg durch Polarisation.

Jetzt verbinden wir die beiden Elektroden des Elementes, d. h. wir lassen die Nagelspitze den Tropfen berühren. Sofort fließt ein Strom und erzeugt eine Polarisation. Das elektrische Feld in der Grenzschicht wird vermindert. Die Oberflächenspannung des Quecksilbers steigt. Der Tropfen zieht sich zusammen und unterbricht den Stromkreis. Die Polarisation hält sich nicht lange (insbesondere wegen des Zusatzes der den Wasserstoff oxydierenden Chromsäure!). Nach kurzer Zeit breitet sich der Tropfen wieder aus, das Spiel beginnt von neuem. Der Tropfen pulsiert wie ein Herz.

Diese hier im Prinzip gezeigte Erscheinung wird häufig zum Bau eines einfachen Voltmeters, des Kapillarovoltmeters, benutzt. Es läßt sich behelfsmäßig herstellen, ist aber nur für Spannungen unter 1 Volt anwendbar.

Das Kapillarovoltmeter besteht im wesentlichen aus zwei Quecksilberelektroden sehr verschiedener Größe in wäßriger Schwefelsäure (Abb. 419). Die kleine Elektrode wird von der Kuppe M eines Quecksilberfadens in der schwach geneigten Glaskapillare G gebildet.

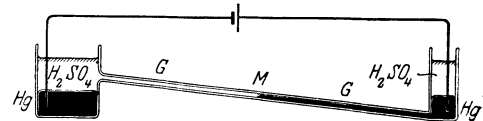


Abb. 419. Kapillarovoltmeter.

Die Ruhelage dieser Kuppe wird durch ein Gleichgewicht zwischen Schwere und Oberflächenspannung bestimmt. Dabei ist letztere bereits durch die Berührungsspannung zwischen Quecksilber und Schwefelsäure vermindert. Man ermittelt die Ruhelage der Kuppe bei kurzgeschlossenen Elektroden. Während der Spannungsmessung (z. B. für ein Element) fließt durch das Instrument ein Strom. Die Stromdichte ist an der kleinen Kuppe einige tausendmal größer als an der großen Quecksilberoberfläche. An der kleinen Kuppe entsteht sehr rasch eine starke Polarisation, und diese ändert Doppelschicht und Oberflächenspannung. Dadurch verschiebt sich der Hg-Faden in der Kapillaren. Der Ausschlag ist zwar der Spannung nicht proportional, läßt sich aber bequem eichen. Leider beschränkt der kleine Meßbereich und ein nicht unerheblicher Stromverbrauch die Anwendbarkeit dieses einfachen Meßinstrumentes.

§ 139. Noch einmal die Wirkungsweise der Stromquellen, das Gewicht als ladungstrennende Kraft, Lösungsdruck. In Abb. 420 bringen wir zum drittenmal das Schema einer Stromquelle, doch ist die Verbindungslinie der beiden Elektroden diesmal vertikal gestellt, die Trennbewegung der Ladungen beider Vorzeichen ist durch Pfeile angedeutet. Bei dieser vertikalen Anordnung kann man als ladungstrennende Kraft das Gewicht benutzen. Wir geben eine Reihe von Beispielen solcher „Schwere-Elemente“.

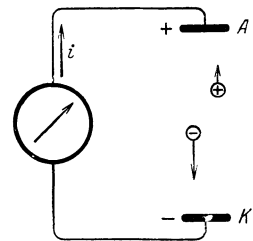


Abb. 420. Schema einer Stromquelle mit dem Gewicht als ladungstrennende Kraft.

1. In Abb. 421 bestehen die beiden Elektroden aus Platin, als Elektrizitätsträger dienen Glaskugeln und Wassermoleküle. Durch ihre Berührung werden die Kugeln negativ, das Wasser positiv aufgeladen. Die Abwärtsbewegung der Kugeln ist für das Auge sichtbar. Während ihres Sinkens zeigt der Strommesser einen Strom der angegebenen Richtung (Vorzeichen wie unter Abb. 159).

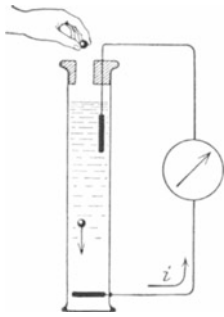


Abb. 421. Schwereelement mit sichtbaren Elektrizitätsträgern.

2. In Abb. 422 werden die Rollen beider Träger vertauscht. Die Glaskugeln sind zu einem porösen Glasstopfen zusammengesintert. Das Wasser strömt, vom Gewicht gezogen, abwärts.

(Auch die obere Pt-Elektrode braucht den Glasstopfen nicht zu berühren. Der Zwischenraum zwischen beiden kann durch die Wanderung zufällig anwesender Ionen überbrückt werden.)

3. Man kann auf sichtbare Elektrizitätsträger verzichten und Ionen verschiedener Masse und Größe benutzen. Man füllt beispielsweise ein Glasrohr von mindestens 1 m Länge mit einer wässrigen Lösung von Silbernitrat und setzt an beiden Rohrenden eine Silberelektrode ein. Bei horizontaler Lage der Elektroden zeigt das Galvanometer keinen Strom, bei vertikaler Stellung fließt ein dauernder Strom. Die Spannung dieses „Schwerelementes“ (Gravitationselementes) ist der Rohrlänge proportional.

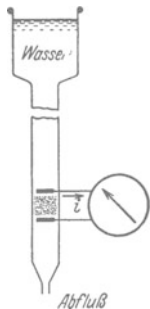


Abb. 422. Erzeugung von Strömungsströmen. Zwischen den beiden Elektroden ein poröser Glasstopfen.

Erklärung: Die Fallbewegung der kleinen schweren Ag-Ionen wird weniger durch die innere Reibung der Flüssigkeit gebremst als die der großen leichten NO_3 -Ionen [vgl. Mechanikband § 88, Gl. (77)]. Infolgedessen gibt es unmittelbar vor der oberen Elektrode einen Überschuss von NO_3 -Ionen und unmittelbar vor der unteren einen solchen von Ag-Ionen. Beide Träger entladen sich an den Elektroden, die Elektronen fließen außen im Galvanometerkreis von oben nach unten. Im Enderfolg wird die obere Elektrode unter Bildung neuen Salzes aufgelöst, die untere Elektrode wird durch Silberabscheidung dicker. Es „fällt“ Silber von oben nach unten, und dieser Vorgang liefert die Energie für den elektrischen Strom.

4. Eine Trennung der Elektrizitätsträger beider Vorzeichen läßt sich auch durch verschiedene Fallgeschwindigkeit in Luft erzielen. In Abb. 423 fällt ein Gemisch von feinstem Bleischrot und leichtem Schwefelpulver aus einem Metallgefäß zu Boden. Das Blei wird durch die Berührung negativ und das Schwefelpulver positiv aufgeladen.



Abb. 423. Trennung von Elektrizitätsträgern durch verschiedene Fallgeschwindigkeit (feines Bleischrot und Schwefelstaub). Ein seitlicher oder aufwärts gerichteter Luftstrom verbessert die Trennung erheblich.

Am Boden steht eine Blechschale in Verbindung mit einem Zeigervoltmeter. In diese fallen die schweren Bleiträger hinein und oben schwebt eine Wolke von geladenem Schwefelstaub. Man erhält schon bei kleinen Fallstrecken leicht Spannungen von Tausenden von Volt.

5. Vorgänge dieser Art spielen bei der Aufrechterhaltung des elektrischen Feldes der Erde eine wesentliche Rolle. Die schneller fallenden Elektrizitätsträger sind in diesem Fall negativ geladene Wassertropfen. Sie erhalten ihre Ladung durch Einfangen kleiner, in der Luft schwebender negativer Ionen.

Diese negativen Träger brauchen keineswegs bis zum Erdboden herunter zu gelangen. Sie können schon aus beträchtlicher Höhe die negative Aufladung der Erde vergrößern (vgl. Abb. 86). Sie influenzieren entweder auf der Erde in lokalen Gebieten positive Ladungen, und diese entweichen dann aus Spitzen aller Art (vgl. S. 167), vor allem von Bäumen, gelegentlich in der sicht-

baren Form des Elmsfeuers. Oder es schlagen aus den negativ geladenen Wolken Blitze zur Erde. (Die meisten Blitze gehen übrigens von einer Wolke zu einer anderen.)

Die Leistung dieser atmosphärischen Stromquelle liegt erheblich über 2 Milliarden Kilowatt. Im zeitlichen Mittel fahren in jeder Sekunde etwa 100 Blitze auf die Erde herunter. Jeder einzelne überträgt bei einer Spannung von rund 10^9 Volt eine Elektrizitätsmenge von etwa 20 Amperesekunden mit einer mittleren Stromstärke von rund $2 \cdot 10^4$ Ampere. Jedem einzelnen Blitzschlag entspricht also eine Energie von rund 5000 Kilowattstunden.

Gelegentlich bringen Blitze auch positive Ladungen zur Erde und verkleinern so deren negative Ladung. In diesem Fall sind die schneller fallenden Wassertropfen positiv geladen. Ihre Aufladung erfolgt dann wahrscheinlich durch den auf S. 200 skizzierten Vorgang: Die wirbelnd aufsteigenden Luftströmungen zerfetzen die Wassertropfen in feinen negativ geladenen Wasserstaub und positiv geladene Regentropfen.

Nach dieser Darstellung verschiedener Stromquellen kommen wir zur letzten Frage dieses Kapitels: Welche ladungstrennenden Kräfte sind in den chemischen Stromquellen am Werke? Die Antwort lautet: Der entscheidende Vorgang hat seinen Sitz in der Grenze von Metall und Lösungsmittel. Jedes Metall geht spontan in Form positiver Ionen in Lösung. Die Ionen werden aus der Metalloberfläche durch einen „Lösungsdruck“ (NERNST) in die Flüssigkeit hineingetrieben. Dieser ist in Wasser für Zink größer als für Kupfer. Infolgedessen verdrängen die Zn-Ionen die Cu-Ionen. Im Daniell-element (Abb. 410) löst sich die Zinkelektrode und wächst die Kupferelektrode. Die Lösungsdrucke haben die Größenordnung 10^5 Atmosphären.

Das entnimmt man folgender Überschlagsrechnung. Wir denken uns zwischen Metall und Wasser eine Berührungsspannung P von etwa 2 Volt. Ferner denken wir uns ein Kilomol gleich rund 10^{-2} m³ eines einwertigen festen Metalles in Lösung gehen. Die dazu erforderliche Arbeit beträgt im elektrischen Maße $2 \cdot 9,65 \cdot 10^7$ Voltampere Sekunden. Im mechanischen Maße ist sie gleich dem Lösungsdruck p mal dem Volumen des gelösten Metalles. Wir erhalten also

$$p \cdot 10^{-2} = 2 \cdot 9,65 \cdot 10^7,$$

$$p = \text{rund } 2 \cdot 10^{10} \frac{\text{Großdyn}}{\text{m}^2} = 2 \cdot 10^5 \frac{\text{Kilopond}}{\text{cm}^2},$$

Lösungsdruck $p = 200\,000$ Atmosphären

XIV. Die Radioaktivität.

§ 140. Die radioaktiven Strahlen. Die Darstellung des ganzen Buches stützt sich ständig auf atomistische Vorstellungen. Diese sind bei der Deutung der Leitungsvorgänge besonders in den Vordergrund getreten. Die atomistische Unterteilung der greifbaren Körper und der elektrischen Substanzen wird als gesicherte Erfahrung behandelt. Die Entwicklung dieses modernen Atomismus ist durch die Erscheinungen der Radioaktivität in entscheidender Weise gefördert worden. Ein Zweifel an den Grundvorstellungen des Atomismus muß heute als ausgeschlossen gelten. Das soll in diesem Kapitel durch schlagende Experimente belegt werden. Es wird keinesfalls eine erschöpfende Darstellung der Radioaktivität beabsichtigt. Wir wollen nur unsere Kenntnis der

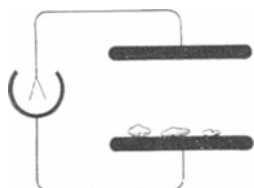


Abb. 424. Nachweis der radioaktiven Strahlung von Pechblendestücken.

Elektrizitätsatome ergänzen.

1895 gab W. C. RÖNTGEN seine große Entdeckung bekannt. Einige Monate später fand H. BECQUEREL, an RÖNTGEN anknüpfend, die ersten Erscheinungen der Radioaktivität. Von Uranpecherz gingen spontan rätselvolle, stark durchdringende Strahlen aus. Sie

ließen sich mit den für Röntgenlicht erprobten Verfahren nachweisen: mit der photographischen Platte, durch Fluoreszenzerregung und durch Ionisation der Luft.

Zum Nachweis der Ionisation dient die bekannte Methode des Feldzerfalles. Ein Plattenkondensator mit einem Zweifadenvoltmeter ist auf 220 Volt aufgeladen. Auf der unteren Platte befinden sich einige Stücke Uranpecherz (Abb. 424). Der Ausschlag des Elektrometers sinkt mit leicht meßbarer Geschwindigkeit (Stoppuhr).

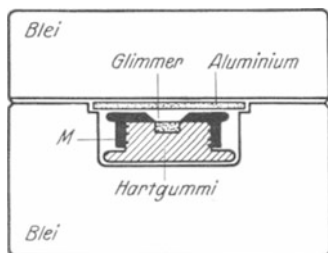


Abb. 425. Radiumbromidpräparat in Hartgummikapsel und dickwandigem Bleikasten. M = Messingdeckel.

Die Ionisation als Indikator benutzend, hat man im Laufe der Jahre einige Dutzend chemisch wohldefinierter radioaktiver Elemente aufgefunden. Ferner hat man zunächst drei physikalisch ganz verschiedenartige Strahlen unterscheiden gelernt. Sie werden mit den griechischen Buchstaben α , β , γ benannt.

Rein äußerlich unterscheiden sich diese Strahlensorten durch ihr Durchdringungsvermögen. Das soll kurz gezeigt werden: In Abb. 425 sehen wir eines der handelsüblichen Radiumpräparate. Eine Hartgummikapsel mit dünnem Glimmerdeckel enthält etliche Milligramm RaBr_2 als körniges Pulver.

Für die Versuche werden Seiten- und Bodenfläche von einem 2 cm dicken Bleimantel umgeben. Oben auf das Glimmerfenster wird erst ein 2 mm dicker Aluminiumdeckel gesetzt und dann noch ein 2 cm dicker Bleideckel.

Zunächst sollen nun die durchdringendsten der Strahlen, die γ -Strahlen, gezeigt werden. Die Ionisation der Luft werde wieder nach der Methode des Feldzerfalles beobachtet. Diesem Zwecke dient eine große, etwa 30 l fassende Ionisationskammer (Abb. 426). Es ist ein Zylinderkondensator mit einem

etwa 0,1 mm dicken großen Fenster F . In kleinen Ionisationskammern wird zu wenig von der durchdringenden Strahlung absorbiert. Die ionisierende Wirkung der γ -Strahlen ist schon aus etlichen Metern Abstand nachweisbar. Man hat nur den dicken Bleideckel vom Radiumpräparat abzuheben. Die Strahlen durch-

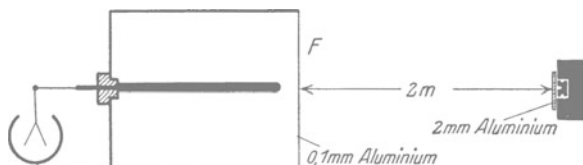


Abb. 426. Nachweis von γ -Strahlen.



Abb. 427. Nachweis von β -Strahlen. Galvanometer wie in Abb. 83¹⁾.

dringen also außer 2,1 mm Aluminium noch etliche Meter Luft. Erst 13 mm Blei oder etwa 50 mm Aluminium schwächen sie auf die Hälfte. Sie übertreffen mit ihrer Durchdringungsfähigkeit das Röntgenlicht. So weit die γ -Strahlen.

Zum Nachweis der β -Strahlen wird auch der Aluminiumdeckel entfernt und das Präparat einer Ionisationskammer auf etwa 20 cm genähert. Diesmal wird die Ionisation bei Einschaltung von etwa 0,5 mm Aluminium auf die Hälfte geschwächt. Das Durchdringungsvermögen der β -Strahlen ist also erheblich geringer als das der γ -Strahlen. Die stärkere Absorption erhöht die Zahl der pro Wegeinheit gebildeten Ionen. Man kann daher die Zahl der Ionen mit dem Galvanometer messen und die zeitraubende Beobachtung mit der Stoppuhr umgehen. Man vgl. Abb. 427.

Quantitative Bestimmungen, z. B. des Absorptionskoeffizienten, erfordern großen experimentellen Aufwand. Es gilt u. a. die störende Fehlerquelle der „Sekundärstrahlen“ zu vermeiden. Alle von γ - und β -Strahlen getroffenen Körper werden ihrerseits zum Ausgangspunkt weiterer β -Strahlen. Ihr Nachweis kann mit der in Abb. 428 skizzierten Anordnung erfolgen. Direkte Strahlen (ausgezogene Pfeile) können nicht in den Meßkondensator (Ionisationskammer) gelangen. Sie werden vom Bleimantel seitlich abgeblendet. Trotzdem zeigt das Galvanometer noch einen meßbaren Strom. Er rührt von den in der Luft gebildeten „Sekundärstrahlen“ her. Ein Bleiblech im Bereich der Strahlen erhöht die Sekundärstrahlung erheblich. In Abb. 428 sind einige Sekundärstrahlen durch punktierte Pfeile angedeutet.

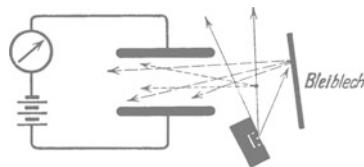


Abb. 428. Sekundärstrahlen.

Endlich die α -Strahlen. Ihr Nachweis erfordert die Entfernung des Glimmerfensters. Sie bleiben schon in weniger als 10 cm Luft stecken. Sie haben für jedes radioaktive Element eine ganz charakteristische Reichweite. Das wird später gezeigt werden. Die α -Strahlen ionisieren die Luft sehr stark. Einschaltung von nur 41 μ Aluminium hält sie vollständig zurück.

¹⁾ Zur Erzeugung von Sättigungsströmen (S. 153) benutzt man zweckmäßig eine Stromquelle bis zu 3000 Volt Spannung. Das bequemste ist ein guter technischer Glasplattenkondensator von einigen 10^{-8} Farad Kapazität in Verbindung mit einer kleinen Influenzmaschine (vgl. Abb. 103links). Einmal zur gewünschten Spannung aufgeladen, wirkt der Kondensator nahezu als „Hochspannungssakkumulator“, d. h. seine Spannung bleibt praktisch konstant. Denn die kleinen durch das benutzte Galvanometer fließenden Elektrizitätsmengen dürfen neben der Ladung des Kondensators vernachlässigt werden. Gegen die Folgen eines Kurzschlusses sichert man sich durch Einschaltung eines Silitwiderstandes von etwa 10^7 Ohm. Diese ebenso billige wie handliche Stromquelle benutzen wir z. B. bei den in Abb. 427, 428, 435, 436, 437 und 439 dargestellten Versuchen. Sie erspart den ständigen Verdruß mit den sonst üblichen Hochspannungsbatterien.

Die ungeheueren Unterschiede der Absorbierbarkeit der drei Strahlenarten sind durch ihre physikalische Beschaffenheit bedingt.

γ -Strahlen hat man mit Röntgenlicht sehr kleiner Wellenlänge identifizieren können. Für die Wellenlänge ist nach den für Röntgenlicht entwickelten Methoden die Größenordnung 10^{-10} cm (und kleiner) ermittelt worden. Die Einzelheiten gehören in die Elektrooptik und die Lehre vom Atombau.

β -Strahlen sind Elektronen sehr hoher Geschwindigkeit oder sehr schnelle Kathodenstrahlen. Ihre Geschwindigkeit wird durch Ablenkung in magnetischen und in elektrischen Feldern gemessen. Die Methode gleicht der S. 164 beschriebenen. Man hat Geschwindigkeiten bis zu 99,6% der Lichtgeschwindigkeit beobachtet.

Ein qualitativer Nachweis der magnetischen Ablenkbarkeit ist in Abb. 429 skizziert. Der Abwechselung halber ist der Indikator für die β -Strahlen etwas anders gestaltet. Man läßt die β -Strahlen eine Funkenstrecke beeinflussen. Die

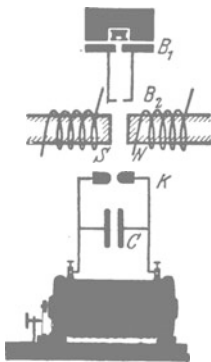


Abb. 429. Magnetische Ablenkung von β -Strahlen. B_1 und B_2 sind Blenden.

Sekundärspule eines kleinen Induktors ist mit einem kleinen Kondensator C (Leidener Flasche) und zwei Metallkuppen K verbunden. Die Spannung soll gerade nicht mehr zur Funkenbildung ausreichen. Dann läßt man β -Strahlen auf die Funkenstrecke fallen. Die Ionisation der Luft löst ein weithin sichtbares Funkenspiel aus. Die β -Strahlen können nur zwischen den Polen des Elektromagneten NS hindurch zur Funkenstrecke gelangen. Beim Einschalten des Magnetstromes werden die β -Strahlen zur Seite abgelenkt, und zwar nach oben aus der Papierebene heraus. Das Spiel der Funkenstrecke hört auf. Und so fort in beliebiger Wiederholung.

α -Strahlen werden ebenfalls durch magnetische und elektrische Felder abgelenkt, aber im Sinne von Kanalstrahlen. Messungen nach dem für Kanalstrahlen erläuterten Verfahren (S. 165) haben ihr Atomgewicht zu 4 ergeben, also übereinstimmend mit dem des Edelgases Helium. Ihre Ladung beträgt 2 Elementarquanten, also $2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 3,2 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden. α -Strahlen sind demnach zweiwertige, positive Heliumionen. Ihre Geschwindigkeiten gehen bis zu $2 \cdot 10^7$ m/sek. Mit den Kanalstrahlen des Glimmstromes lassen sich derartige Geschwindigkeiten nicht angenähert erreichen. Die Messungen eignen sich, ebenso wie die an Kanalstrahlen, nicht gut für Vorlesungsversuche.

Nach diesem recht summarischen Überblick liefern uns also die radioaktiven Elemente

α -Strahlen = Kanalstrahlen, β -Strahlen = Kathodenstrahlen,

γ -Strahlen = Röntgenlicht.

Die bei ihrer Entdeckung so rätselvollen Strahlen haben sich also in den Rahmen des zuvor Bekannten einordnen lassen. Trotzdem haben die Strahlen radioaktiven Ursprungs für das elektrische Weltbild eine besondere Bedeutung gewonnen. Das wird aus den folgenden Paragraphen ersichtlich werden.

§ 141. Beobachtung einzelner Elektronen und Ionen. Kathoden- und Kanalstrahlen wurden früher nur als Massenerscheinungen untersucht. Man beobachtete stets dichte Schwärme der schnell dahinfliegenden Elektronen und Ionen. Die Erforschung der α -Strahlen hat hier einen großen Fortschritt angebahnt. Heute lassen sich Kathoden- und Kanalstrahlen als einzelne Individuen nachweisen. Elektronen und Ionen sind der unmittelbaren Einzelbeobachtung zugänglich geworden. Es sind drei verschiedene Verfahren zu nennen.

1. Das Szintillationsverfahren. (E. REGENER, 1909.) Zahlreiche Kristalle geben bei mechanischer Verletzung eine eigentümliche Lichterscheinung. Man nennt sie Tribolumineszenz. Ein bekanntes Beispiel bietet gewöhnlicher Würfelzucker. Beim Zerbrechen im Dunkeln sieht man schwach bläuliche Lichtblitze. Kupfer- und manganhaltige Zinksulfidkristalle zeigen die Erscheinung in sehr gesteigertem Maße. Beim Kratzen mit einer Nadel oder beim Zerreiben sieht man an den Bruchstellen helle Lichtpunkte. In gleicher Weise wie mechanische Verletzungen wirkt der Aufprall eines einzelnen α -Strahles. Die Aufschlagstelle jedes einzelnen Geschosses markiert sich als heller Lichtblitz.

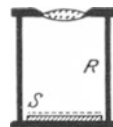


Abb. 430. Leuchtschirm S mit Lupe zur Beobachtung der Szintillation.

Man beobachtet zweckmäßig durch eine sechsfach vergrößernde Lupe. Die Abb. 430 zeigt einen kleinen Vorführungsapparat. Unten sitzt der Leuchtschirm S, d. h. das auf Pappe geklebte Kristallpulver, oben die Lupe und seitlich bei R eine Spur radioaktiver Substanz (etwa 10^{-4} mg Radiumbromid). Die Erscheinung ist selbst für den naiven Beobachter ungemein reizvoll, leider jedoch nur subjektiv zu sehen. Der Vergleich der Erscheinung mit dem Anblick flimmernder oder szintillierender Sterne hat der Methode den Namen gegeben.

β -Strahlen, also sehr schnelle Elektronen radioaktiven Ursprungs, lassen sich in gleicher Weise beobachten. Doch ist die Erscheinung erheblich lichtschwächer und sicher nur für geübte Beobachter erkennbar.

2. Die Nebelstrahlen. (C. T. R. WILSON, 1911.) Das Szintillations- oder Tribolumineszenzverfahren ließ nur die Auftreffstellen der einzelnen Korpuskularstrahlen erkennen. Das

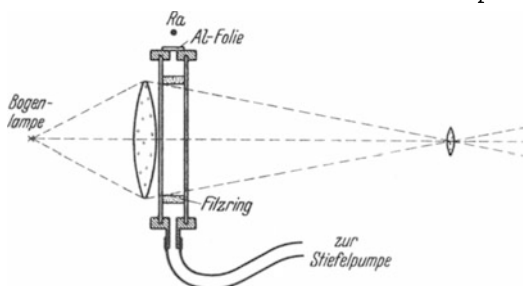


Abb. 431. Kammer zur Herstellung von Nebelstrahlen vor der Projektionslampe.

Verfahren der Nebelstrahlen gibt ein Bild ihrer ganzen Flugbahn. Die Grundlage ist einfach. Abkühlung feuchter Luft läßt Wasserdampf kondensieren. Es bilden sich Nebeltröpfchen (nicht Bläschen!). Die Bildung dieser Tropfen wird durch sog. „Kondensationskerne“ begünstigt. Als solche wirken allerlei Fremd Beimengungen der Luft, Staub, Verbrennungsprodukte (Londoner Nebel!), vor allem aber Ionen. An Ionen tritt Nebelbildung schon bei geringfügiger Abkühlung auf.

Die Abb. 431 zeigt eine Glaskammer vor der Beleuchtungslinse einer Projektionslampe. Mit Hilfe einer Stiefelpumpe kann man die Luft plötzlich entspannen und dadurch abkühlen. Das Absaugen der Luft erfolgt radialsymmetrisch und wirbelfrei. Das wird durch einen Filzring erreicht. Durch das Fenster Al werden einige α -Strahlen in die Kammer hineingeschossen. Auf dem Projektionsschirm erscheint das Bild der Abb. 432. Eine lückenlose Kette von Nebeltröpfchen markiert die schnurgerade Flugbahn. Die längs der Flugbahn getroffenen und dabei ionisierten Luftmoleküle haben als Kondensationskerne gedient. Das Bild hält sich einige zehntel Sekunden, dann wird es durch Luftströmungen verweht. Man zieht die geladenen Wassertropfen mit einem (nicht gezeichneten) elektrischen Felde heraus, und das Spiel kann von neuem beginnen.

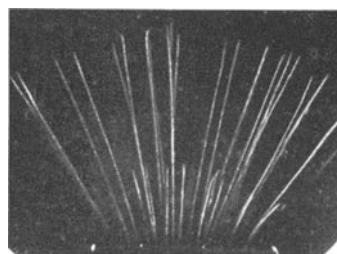


Abb. 432. α -Strahlen von Thorium C und Thorium C' in Luft. Aufnahme von L. MEITNER.

Die Flugbahn schneller Elektronen, also β -Strahlen, wird genau so erhalten. Sie bieten ein wesentlich anderes Bild. Statt der schnurgeraden α -Strahlbahnen bekommt man gekrümmte, oft verschnörkelte Wege. Die Masse eines β -Strahles ist $4 \cdot 1800 = 7200$ mal geringer als die eines α -Strahles. Daher können die β -Strahlen nicht so geradlinig durch die Luftmoleküle hindurchfahren wie die α -Strahlen.

Das Nebelstrahlverfahren ist keineswegs auf die Korpuskularstrahlen radioaktiven Ursprungs beschränkt. Man kann mit ihm ebenso Kathodenstrahlen kleiner Geschwindigkeit untersuchen, wie sie z. B. aus dem Aluminiumfenster eines Entladungsrohres (Abb. 337) austreten.

Weiter sind die Nebelstrahlen mit größtem Erfolge bei der Erforschung der Ionenbildung durch Röntgenlicht benutzt worden. Man denke sich in der

Röntgenlichtbündel
von
→
0,7 mm
Durchmesser

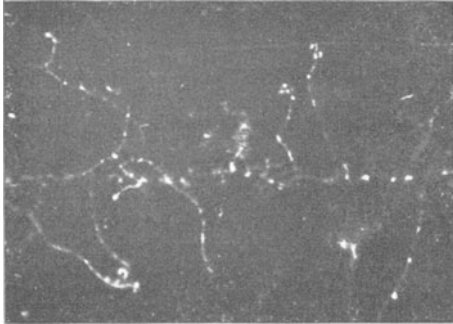


Abb. 433. Bahn durch Röntgenlicht abgespaltener Elektronen. Aufnahme von C. T. R. WILSON.

Abb. 431 das radioaktive Präparat durch ein Röntgenrohr ersetzt. Geeignet durchlochte Schirme sollen ein schmales Strahlenbündel ausblenden. Die Nebelstrahlen geben das Bild der Abb. 433. Man sieht die typisch verkrümmten Bahnen der Elektronen. Das Röntgenlicht spaltet längs seiner Flugbahn aus einzelnen, räumlich weit getrennten Molekülen Elektronen ab. Diese fahren als Kathodenstrahlen seitlich weit über die Grenze des Röntgenlichtbündels heraus. Erst diese Kathodenstrahlen liefern die starke Ionisation des Gases. Man nennt die auf diese Weise durch Röntgenlicht (γ -Strahlen) abgespaltenen Elektronen „lichtelektrisch abgespalten“.

Die Einzelheiten gehören in die Elektrooptik.

Zum Schluß ist noch eine Variante dieses Verfahrens zu nennen. Man bringt ein Körnchen eines α -Strahlen aussendenden Präparates auf eine photographische Platte. Die α -Strahlen scheiden längs ihrer Flugbahn durch die Gelatineschicht aus den getroffenen Bromsilbermolekülen einzelne neutrale Silberatome aus. Diese vereinigen sich zu „Silberkeimen“, und diese wirken bei der nachfolgenden photographischen Entwicklung als „Kondensationskerne“: Es werden während

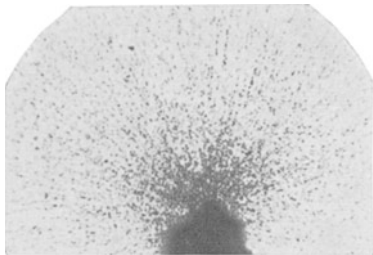


Abb. 434. Schußbahnen von α -Strahlen in einer photographischen Platte. Vergrößerung etwa 500fach. Aufnahme von B. GUDDEN.

des Reaktionsprozesses im Entwickler an ihnen zahlreiche Silberatome angelagert und dadurch sichtbare Silberkörner gebildet. Das fertige Bild ist in Abb. 434 wiedergegeben. Es läßt die gerade Flugbahn der α -Strahlen recht gut verfolgen.

3. Elektrische Zählverfahren. (H. GEIGER, E. RUTHERFORD, 1908.) Aus einer Reihe technischer Varianten beschreiben wir die bequemste Anordnung, den Spitzenzähler. Seine Grundlage ist einfach. Ein einzelner Korpuskularstrahl erzeugt auf seiner Flugbahn Ionen, und diese lösen eine kurzdauernde Funkenentladung aus. Die Einzelheiten zeigt Abb. 435. *A* ist eine Metallspitze, z. B. eine Grammophonnadel. Sie ist isoliert in den Metallzylinder *K* eingesetzt. Der Boden des Zylinders hat der Spitze gegenüber ein Loch (etwa 2 mm Durchmesser) zum Eintritt der Strahlen. Spitze und Zylinder sind mit einer Strom-

quelle von etwa 2000 Volt Spannung verbunden. Es tritt noch keine selbständige Leitung der Luft ein. Der Stromkreis enthält weiter einen Strommesser von hohem inneren Widerstand. Am bequemsten ist ein Streichholz mit parallelgeschaltetem Zweifadenvoltmeter (Abb. 26).

Beim Eintritt eines Korpuskularstrahles in den Zylinder leuchtet an der Spitze ein schwach sichtbares Fünkchen auf. Das Meßinstrument macht einen kurzdauernden Ausschlag.

α -Strahlen machen pro Zentimeter Flugbahn nach anderweitigen Messungen etwa 20000 Ionenpaare, β -Strahlen etwa 200mal weniger. Daher geben α -Strahlen große, β -Strahlen nur kleine Ausschläge. Beide Strahlen lassen sich gut unterscheiden.

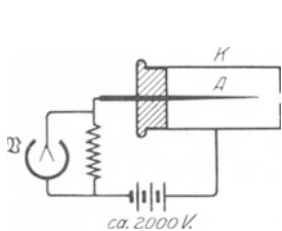


Abb. 435. GEIGERScher Spitzenzähler für α - und β -Strahlen (1913).

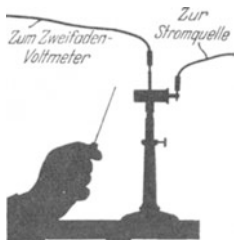


Abb. 436. Einem Spitzenzähler wird ein mit Radium A überzogener Draht genähert.

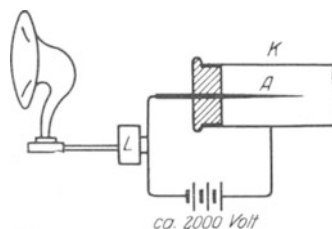


Abb. 437. Spitzenzähler mit Verstärker L und Lautsprecher (auch Relais mit Glocke oder mechanischem Zählwerk anwendbar).

Eine dem Spitzenzähler noch überlegene Variante bildet das GEIGER-MÜLLERSche Zählrohr. In ihm tritt an die Stelle der Nadel A ein feiner Draht in der Achse eines zylindrischen Rohres K . Der Zylinder enthält Gas von vermindertem Druck. An die Stelle der Fünkchenbildung tritt eine kurzdauernde Glimmentladung.

Zum Nachweis der kurzdauernden, durch die Fünkchenbildung erzeugten Stromstöße kann auch ein Lautsprecher dienen (Schaltschema der Abb. 437) oder ein mechanisches Zählwerk. In beiden Fällen nimmt man die aus dem Rundfunkwesen bekannten Verstärker zu Hilfe. Das Verfahren ist nicht auf die schnellen Korpuskularstrahlen radioaktiven Ursprungs beschränkt. Der Nachweis einzelner Elektronen und Ionen ist ein experimentell vollständig gelöstes Problem. Dem Eindruck dieser Versuche wird sich kein Beobachter entziehen können.

§ 142. Bestimmung der LOSCHMIDTSchen Konstanten N durch Zählen von Molekülen. Ein α -Strahl besteht aus einem zweifach positiv geladenen Heliumatom (He^{++}). Diese Behauptung stützt sich auf die elektrische Atomgewichtsbestimmung, also in letzter Linie auf die Ablenkung der α -Strahlen im elektrischen und magnetischen Felde. Die Identität der α -Strahlen mit Heliumatomen läßt sich jedoch noch in viel unmittelbarer Weise nachweisen. Das geschieht durch das in Abb. 438 dargestellte Verfahren. Es ist in quantitativer Hinsicht stark schematisiert, nicht aber qualitativ.

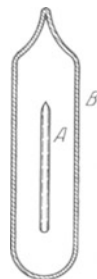


Abb. 438. Zur Identität von α -Strahlen und Heliumionen.

A ist ein sehr dünnwandiges, aber völlig gasdicht verschmolzenes Glasrohr. Die Innenwand des Glasrohres ist mit einer dünnen Schicht Radiumbromid überzogen. Sie enthält 1 kg des Metalles Radium. Außen ist das Glasrohr von einem zweiten, dickwandigen Rohre B umgeben, der verbleibende Zwischenraum ist auf Hochvakuum ausgepumpt. Nach einem Jahre findet sich im Zwischenraum 156 cm^3 Helium (gemessen bei Atmosphärendruck und 0°) oder $2,76 \cdot 10^{-5} \text{ kg}$

Helium. Das Gelingen dieses Versuches ist nur an eine einzige Bedingung geknüpft: die Wandstärke des inneren Glasrohres muß geringer sein als die Reichweite der α -Strahlen im Glas. Die α -Strahlen des Radiums müssen sie noch durchdringen können. Dieser Versuch schließt jeden Zweifel an der chemischen Natur der α -Strahlen aus.

Ein zweiter Versuch hat dann die Zahl n_a der α -Strahlen zu ermitteln, die 1 kg Radium im Jahr aussendet. Das geschieht mit einem der in § 141 beschriebenen Zählverfahren. Am bequemsten ist die Benutzung des Spitzenzählers mit einer photographischen Registrierung.

In praxi wird man natürlich statt 1 kg Radium einen winzigen, aber bekannten Bruchteil benutzen. Auch wird man nicht 1 Jahr lang zählen, sondern höchstens einige Stunden.

Man findet $n_a = 4,29 \cdot 10^{21}$ pro kg Radium und Jahr. Die $2,76 \cdot 10^{-5}$ kg Helium setzen sich also aus $4,29 \cdot 10^{21}$ Atomen zusammen. $4,29 \cdot 10^{21}$ ist gleichzeitig die Zahl der Moleküle. Denn Helium ist (nach c_p/c_v , dem Verhältnis der spezifischen Wärmen) ein einatomiges Gas. Ein Heliummolekül besteht nur aus einem einzigen Heliumatom. Das einzelne Heliummolekül hat also die Masse $6,65 \cdot 10^{-27}$ kg. 4 kg Helium bilden das Kilomol des Heliums (vgl. § 105). Ein Kilomol Helium enthält also $\frac{4}{6,65 \cdot 10^{-27}} = 6,03 \cdot 10^{26}$ Moleküle. N , das Verhältnis Molekülzahl/Masse, wird hier für ein wohlbekanntes Gas durch direkte Auszählung zu $6,03 \cdot 10^{26}$ Kilomol $^{-1}$ gefunden. (E. RUTHERFORD.) Wie stimmt dieser Wert mit anderen Beobachtungen?

Nach S. 174 ist N mit e , dem elektrischen Elementarquantum, durch die Gleichung

$$Ne = 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amperesekunden}}{\text{Kilomol}}$$

verbunden. Setzen wir $N = 6,03 \cdot 10^{26}$ Kilomol $^{-1}$ ein, so folgt $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden. Das Elementarquantum e ist durch direkte Ausmessung im „Schwebekondensator“ zu $1,60 \cdot 10^{-19}$ bestimmt worden (§ 31). Die Übereinstimmung übertrifft jede Erwartung. N und e , zwei Fundamentalkonstanten des Atomismus, sind heute auf weniger als 1 Prozent genau bekannt.

§ 143. Der Zerfall der radioaktiven Atome. Elektrizitätsatome als wesentliche Bausteine der Elemente. Alle chemischen Erfahrungen ließen die Atome eines Elementes als ein letztes erscheinen, als ein unwandelbares und unteilbares Ganzes.

Die elektrischen Tatsachen führten weiter. Man mußte im Innern der chemischen Atome Elektrizitätsatome annehmen. Wir erinnern nur an die Verkürzung elektrischer Feldlinien durch die Atome eines Dielektrikums, an die mannigfachen Fälle der Ionenbildung, an die Molekularströme in paramagnetischen und diamagnetischen Substanzen.

Die radioaktiven Erscheinungen erweisen die Elektrizitätsatome jetzt als absolut wesentliche Bestandteile des Atoms. Atome eines radioaktiven Elementes verlieren im Strahlungsvorgang Elektronen als β -Strahlen oder positive Elektrizitätsatome mit den α -Strahlen. Damit scheiden sie als Atome des betreffenden Elementes aus. Sie bilden das Atom eines anderen, neuen Elementes mit kleinerem Atomgewicht. Die fundamentale Tatsache dieses „radioaktiven Zerfalles“ oder dieser „radioaktiven Umwandlung der Elemente“ (E. RUTHERFORD und F. SODDY, 1902) soll in zwei Beispielen vorgeführt werden.

1. Zerfall des Gases Thoriumemanation. Thoriumemanation ist ein Edelgas vom Atomgewicht 220. Es gehört in das Fach Nr. 86 des periodischen Systems. Es findet sich als ständiger Begleiter thoriumhaltiger Präparate.

Thorium selbst ist ein Metall vom Atomgewicht 232, Fach Nr. 90. Man findet Thoriumemanation in der Luft über thoriumhaltigen Stoffen. Wir sehen in Abb. 439 auf dem Boden eines Glasrohres etwa 100 g Thoriumoxyd (ein weißes Pulver) ausgebreitet. Von links wird langsam Luft eingeleitet. Die rechts abströmende Luft enthält kleine Mengen Thoriumemanation. Allerdings sind diese Mengen im üblichen Sinne winzig. Keine Mikroanalyse würde sie nachweisen lassen. Auch dann nicht, wenn es sich um ein sehr reaktionsfähiges Element und nicht um ein praktisch reaktionsloses Edelgas handelte. Selbst die so hochempfindliche spektralanalytische Methode versagt. Zum Nachweis der winzigen Gasmengen kann nur ihre radioaktive Strahlung dienen. Thoriumemanation sendet α -Strahlen aus. Die Zahl der α -Strahlen pro

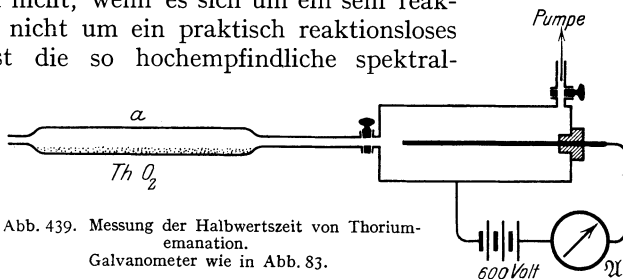


Abb. 439. Messung der Halbwertszeit von Thoriumemanation. Galvanometer wie in Abb. 83.

Sekunde ist ein relatives Maß für den jeweiligen Bestand von Thoriumemanationsatomen, genau wie die Zahl der täglichen Sterbefälle ein relatives Maß für die Einwohnerzahl einer Stadt bildet. Die Zahl der α -Strahlen mißt man am einfachsten in einem relativen Maße. Man benutzt ihre ionisierende Wirkung. Der rechte Teil der Abb. 439 zeigt eine geeignete Anordnung. Die Luft mit der Thoriumemanation wird in einen Zylinderkondensator eingefüllt und der Sättigungsstrom (Abb. 317) mit einem Drehspulgalvanometer \mathcal{A} abgelesen (vgl. S. 153). Die beobachtete Stromstärke zeigt einen sehr charakteristischen Verlauf. Sie fällt nach der in Abb. 440 dargestellten Exponentialkurve ab. Sie sinkt innerhalb von je 53 Sekunden auf die Hälfte. Der Bestand der α -Strahlen aussendenden Atome vermindert sich also in je 53 Sekunden um die Hälfte. Man nennt diese 53 Sekunden die Halbwertszeit der Thoriumemanation. Sie ist eine dieses Element eindeutig charakterisierende Konstante. Mit ihr kann man dies Element jederzeit identifizieren.

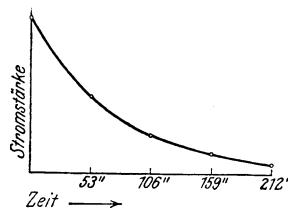


Abb. 440. Zeitlicher Zerfall der Thoriumemanation.

Über die Lebensdauer des einzelnen Thoriumemanation-Atomindividuums sagt die Halbwertszeit nicht das geringste aus. Sie kann für das Individuum beliebig größer oder kleiner sein. Nur „zerfallen“ im statistischen Mittelwert von einer hinreichend großen Anzahl n der Atome in je 53 Sekunden $n/2$ Individuen und scheiden für die weitere elektrische Beobachtung aus. Der Zerfall des einzelnen Atoms erfolgt unter Ausschleuderung eines α -Strahles, eines zweifach positiv geladenen Heliumatoms (He^{++} -Ions) vom Atomgewicht 4. Der Rest des Atoms hat nur noch das Atomgewicht $220 - 4 = 216$. Es ist ein neues chemisches Individuum, es gehört dem Element Thorium A an, und dieses macht sich unter unseren Versuchsbedingungen nicht bemerkbar.

Strenggenommen verläuft der Vorgang ein wenig verwickelter. Thorium A ist ein radioaktives Element mit der sehr kleinen Halbwertszeit 0,14 Sekunden. Es zerfällt unter Aussendung eines weiteren α -Strahles in das Element Thorium B. Es wirkt also ohne verfeinerte Beobachtungsverfahren so, als ob ein zerfallendes Thoriumemanationsatom zwei α -Strahlen liefert. Das nach dem Zerfall von Thorium A verbleibende Element Thorium B gibt nur β - und γ -Strahlen, es zerfällt langsam mit der Halbwertszeit 10,6 Stunden. Der Nachweis seiner Strahlung liegt unter der Empfindlichkeitsgrenze unserer Meßanordnung, es macht sich daher elektrisch nicht mehr bemerkbar.

2. Einiges aus der Zerfallsreihe des Radiums. Radiumemanation ist ein Edelgas vom Atomgewicht 222 (Fachnummer 86 des periodischen Systems, also ein Isotop der Thorium-Emanation). Es findet sich als ständiger Begleiter aller radiumhaltigen Präparate, am bequemsten gewinnt man es über wäßrigen Lösungen von Radiumsalzen.

Radiumemanation zerfällt unter α -Strahlung mit einer Halbwertszeit von 3,85 Tagen. Dabei entsteht ein neues Element vom Atomgewicht 218, Radium A benannt. Radium A ist bei Zimmertemperatur ein fester Körper. Man gewinnt

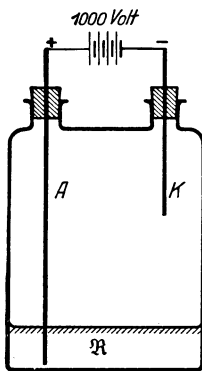


Abb. 441. Gewinnung eines Niederschlages von Radium A auf dem Drahte K. R wäßrige Lösung eines Radiumsalzes. Als Stromquelle Influenzmaschine.

ihn als äußerst feinen Überzug auf einem elektrisch geladenen Draht K in Ra-Emanationhaltiger Luft (Abb. 441).

Überraschenderweise muß der Draht negativ geladen sein. Radium A entsteht aus der Emanation durch Aussendung eines zweifach positiv geladenen He-Ions. Man sollte also die Radium-A-Atome negativ geladen erwarten. Tatsächlich entweichen aber zugleich mit den α -Strahlen eine ganze Reihe sehr langsamer β -Strahlen, oft δ -Strahlen genannt. Daher die positive Ladung des Radium-A-Atomes.

Die Bildung des Radium-A-Überzuges auf einem Draht werde nach etwa $\frac{1}{4}$ Minute unterbrochen. Wir nähern den Draht vorsichtig einem Spitzenzähler (Abb. 436) und finden α -Strahlen von 4,8 cm Reichweite.

Nach etlichen Minuten treten auch β -Strahlen in nennenswerter Zahl auf. Denn Radium A hat eine Halbwertszeit von 3 Minuten. Es hat sich schon nach etlichen Minuten ein neues Element Radium B gebildet. Es ist ein Isotop des Bleis vom Atomgewicht $218 - 4 = 214$. Es ist aber radioaktiv und zerfällt unter β -Strahlemission mit einer

Halbwertszeit von 27 Minuten.

Wir warten länger, etwa $\frac{3}{4}$ Stunden. Es finden sich α -Strahlen von 6,9 cm Reichweite. Diese gehören dem Element Radium C an. Das ist ein chemisch praktisch mit Wismut identisches Metall (Fachnummer 83). Es zerfällt seinerseits mit einer Halbwertszeit von 19,6 Minuten.

Weiter können wir die Reihe im Vorführungversuch nicht verfolgen. Sie endet bei Blei mit dem Atomgewicht 206. Dieses findet sich als wesentlicher Bestandteil in gewöhnlichem, handelsüblichem Blei, einem Mischelement vom Atomgewicht 207,2 (vgl. S. 165).

Die Beobachtung des radioaktiven Zerfalles mit dem Spitzenzähler ist in einer Hinsicht noch lehrreicher als die in Abb. 439 dargestellte Messung des gesamten Ionisationsstromes. Die Strommessung gibt uns die Halbwertszeit als einen für große Individuenzahlen gültigen statistischen Mittelwert. Der Spitzenzähler hingegen läßt den Zerfall eines einzelnen Atomindividuums wahrnehmen. Wir sehen die einzelnen Elementarprozesse in oft verblüffender Regelmäßigkeit aufeinanderfolgen. Die Abb. 442 gibt ein willkürlich herausgegriffenes Beispiel.

Die Häufungen wechseln mit langen Pausen, der Begriff der Halbwertszeit bekommt erst für sehr große Zahlen von Individuen einen Sinn. Die Halbwertszeit sagt eben über die Lebensdauer des einzelnen Individuums gar nichts aus. Darin gleicht sie den statistischen Angaben über die Dauer des Menschenlebens. — Soweit die beiden Beispiele für den radioaktiven Atomzerfall.

Strahlungsart und Halbwertszeit als Indikatoren benutzend, hat man die heute bekannten radioaktiven Elemente gefunden. Man hat sie in drei große Stammbäume einordnen und den einzelnen Gliedern ihre Fächer im periodischen System der Elemente anweisen können.

Infolge des Atomzerfalles kann man grundsätzlich nie ein radioaktives Element für sich allein beobachten. Zwar lassen sich seine Zerfallsprodukte abtrennen, aber es hilft nur vorübergehend. Der Zerfall schreitet unaufhaltsam weiter, die Zerfallsprodukte reichern sich wieder an, je nach ihrer Halbwertszeit in verschiedenem Betrage.

Eine gute Erläuterung für das eben Gesagte liefern Einschlüsse kleiner Uran-Mineralienkörner in natürlichen Kristallen, z. B. in Flußspat. Uran ist radioaktiv, es bildet mit einem Atomgewicht von 238,2 (Fachnummer 92) den Ausgangspunkt der Radiumreihe. Die α -Strahlen färben Flußspat im Augenblick des Steckenbleibens, also am Ende ihrer Reichweite. Jedem der α -strahlenden Zerfallsprodukte ist eine charakteristische Reichweite zu eigen. Infolgedessen hat sich das uranhaltige Korn im Laufe der Jahrmillionen mit einem System konzentrischer, violett gefärbter Hohlkugeln umgeben. Im Dünnschliff erscheinen sie uns als Kreise. Die Abb. 443 gibt eine 500fach vergrößerte Mikrophotographie mit

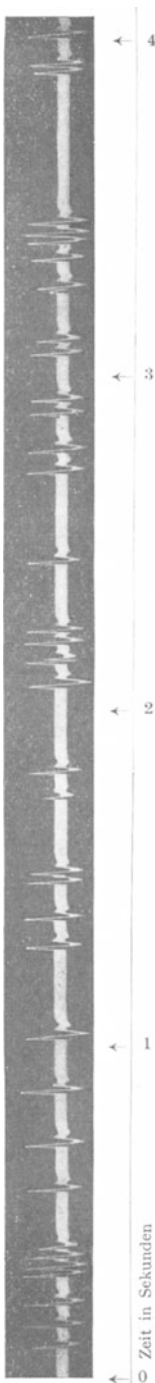


Abb. 442. Zeitliche Schwankung der α -Strahlmission. Photographische Registrierung der Ausschläge des Einfeldvoltmeters B in Abb. 435.

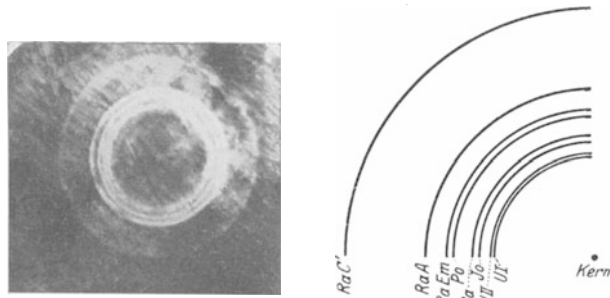


Abb. 443. Verfärbung von Flußspat durch die α -Strahlen der Radiumfamilie. Aufnahme von B. GUDDEN.

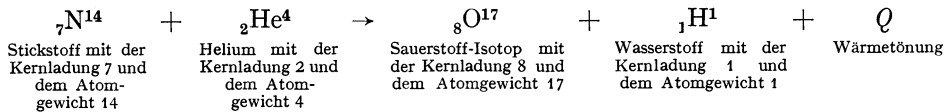
erläuternder Zeichnung. Jeder einzelnen Reichweite ist der Name des zugehörigen Elementes zugeordnet. Es sind sämtliche α -Strahler aus der Ra-Familie oder -Reihe vertreten.

§ 144. Die Umwandlung von Atomen und die Entdeckung der Positronen und Neutronen. Der radioaktive Atomzerfall hat das chemische Dogma von der Unwandelbarkeit der chemischen Elemente zerstört. Verlust wesentlicher Bausteine verwandelt das Atom eines Elementes in das eines anderen. Das hat man zunächst für die spontan zerfallenden „radioaktiven Elemente“ gefunden. Diese Entdeckung ist dann, abermals unter der Führung von E. RUTHERFORD, in großzügiger Weise erweitert worden. Man kann mit Hilfe von α -Strahlen und neuerdings auch mit erheblich langsameren Kanalstrahlen und endlich auch mit der „kosmischen Höhenstrahlung“ die Atome vieler Elemente verwandeln und zertrümmern. Dabei sind zwei bisher unbekannte elementare Bausteine entdeckt worden, nämlich das Neutron und das Positron. Außerdem hat man gelernt, eine große Anzahl „künstlich radioaktiver“ Elemente herzustellen. Nach dem Einschlag der Geschosse zerfallen die getroffenen Atome häufig wie die Atome natürlich radioaktiver Elemente. Diese

Versuche über Atomzertrümmerung und künstliche Radioaktivität haben der Atomforschung ein ganz neues Feld erschlossen. Es gibt heute bereits eine „Kernchemie“, die Lehre vom Aufbau und vom Abbau der Atome und der Zusammensetzung ihrer Kerne aus elementaren Bausteinen.

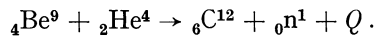
Für alle 4 Entdeckungen geben wir je ein experimentelles Beispiel.

1. Umwandlung von Stickstoff in Sauerstoff. Man füllt die Nebelkammer (Abb. 431) mit N_2 und schießt α -Strahlen hinein. Etwa bei jeder 20. Expansion sieht man am Ende einer α -Strahlbahn eine neue lange Strahlbahn beginnen. Sie entsteht durch ein Proton, einen aus dem Stickstoff-Kern abgespaltenen H-Kern. Die Reaktionsgleichung lautet:



Das α -Teilchen wird also vom Kern des Stickstoffatoms eingefangen, es entsteht ein Sauerstoff-Isotop und ein Proton.

2. Neutronen. Ein Glasrohr wird mit einem Gemisch von etwa 10 Gramm pulverförmigen Beryllium und einigen Zehntel Milligramm $RaBr_2$ gefüllt. Die α -Strahlen des Ra lösen im Be neben einer γ -Strahlung Neutronen aus, d. h. ladungslose Wasserstoffkerne. Die Reaktionsgleichung lautet



${}_0n^1$ ist das Symbol für das Neutron mit der Kernladung 0 und dem Atomgewicht 1. Q bedeutet wieder die Wärmetönung. — Die Neutronen vermögen Gase nicht zu ionisieren, hinterlassen also auch in der Nebelkammer keine Spur. Ihr Nachweis gelingt nur auf mittelbarem Wege: Beim Durchlaufen wasserstoffhaltiger Stoffe, z. B. Paraffin, trifft gelegentlich ein Neutron auf den positiv geladenen Kern eines H-Atoms. Dieser H-Kern übernimmt dann (genau wie beim Aufprall einer Stahlkugel auf eine gleichgroße ruhende) die ganze kinetische Energie des Neutrons und fliegt als Proton davon. Dies Proton kann dank seiner Ladung Gase ionisieren und hinterläßt in der Nebelkammer eine ebenso deutliche Spur wie ein α -Strahl.

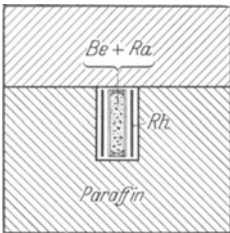
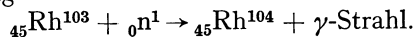


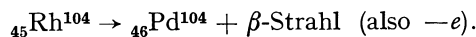
Abb. 443 a.

3. Künstliche Radioaktivität. In Abb. 443 a wird die eben genannte Neutronenquelle mit einem Blech aus Rhodium umgeben. Das Ganze wird in eine dicke Kapsel aus Paraffin (10 cm Wandstärke) gestellt. — Die Neutronen durchdringen, weil ungeladen, das dünne Metallblech, werden aber im Paraffin durch Zusammenstöße mit H-Kernen abgebremst.

Ein Teil dieser verlangsamten Neutronen diffundiert thermisch zur Mitte zurück, trifft auf das Blech und wird nun in ihm absorbiert. Dabei gilt die Reaktionsgleichung



Das auf diese Weise entstehende Rhodium-Isotop ${}_{45}Rh^{104}$ ist instabil, es zerfällt mit einer Halbwertszeit von 3,9 Minuten unter Aussendung von β -Strahlen, und zwar nach der Reaktionsgleichung



Diese künstliche Radioaktivität des Rh ist leicht nachzuweisen: Man braucht das Rh-Blech nur von der Neutronenquelle zu entfernen und einem Spitzenzähler oder besser Zählrohr (Abb. 437) zu nähern.

Statt des Rh-Blechtes kann man für Schauversuche auch ein Silberblech benutzen, nur ist die Halbwertszeit dann kleiner. Künstlich radioaktiv gemachte Stoffe werden in der Medizin in Zukunft eine wichtige Rolle spielen.

4. Positronen. Positronen sind positive Elementarladungen, also $+1,6 \cdot 10^{-19}$ Amp.-Sek., mit der winzigen Masse eines Elektrons. Sie entstehen beim Zerfall einiger künstlich radioaktiv gemachter Stoffe, z. B. des Vanadium-Isotops V^{50} , und werden mit einer Nebelkammer im Magnetfeld nachgewiesen. Einfacher erzeugt man jedoch Positronen durch die Absorption der rätselhaften Geschosse der kosmischen Höhenstrahlung (Abb. 445) oder durch die Absorption von γ -Strahlen. Dieser zweite Fall ist besonders bedeutsam. Er läßt Elektronen und Positronen stets paarweise gemeinsam entstehen: Ein γ -Photon (Optikband, § 132) wird „materialisiert“, d. h. in ein Paar elektrischer Elementarquanten von entgegengesetzter Ladung e umgewandelt (Abb. 444).

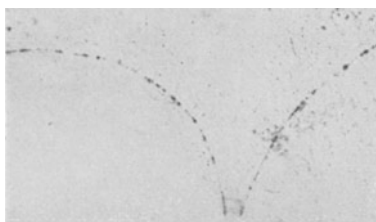


Abb. 444.

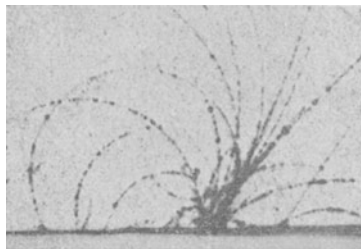


Abb. 445.

Abb. 444 und 445. Nebelstrahlaufnahme von Elektronen und Positronen im Magnetfeld (photographische Negative). Das Paar in Abb. 444 ist durch einen γ -Strahl ausgelöst worden, der Schwarm in Abb. 445 durch die kosmische Höhenstrahlung in Blei. (Aufnahmen von P. M. S. BLACKETT und C. D. ANDERSON.)

Die Positronen haben gleiche Durchdringungsfähigkeit wie die Elektronen, und beide bilden pro Wegeinheit gleich viel Ionen. Dadurch unterscheidet man sie mit Sicherheit von den Protonen, also der positiven Elementarladung mit der Masse eines Wasserstoffkernes.

Vor der Entdeckung der Positronen gab es zwischen den negativen und den positiven Elementarladungen die seltsame Unsymmetrie der Größe ihrer Massen: Das Elektron hatte das Atomgewicht $1/1830$, das Proton das Atomgewicht 1. Nach der Entdeckung der Positronen stehen wir vor einer nicht minder rätselhaften Unsymmetrie: nämlich der Häufigkeit der freien Elektronen, der Seltenheit der freien Positronen.

Die freien Positronen vereinigen sich in sehr kurzer Zeit paarweise mit einem Elektron. Dabei entstehen zwei Lichtquanten oder Photonen. Jedes dieser beiden Photonen enthält eine $h\nu$ -Energie von $5 \cdot 10^5$ e. Volt (vgl. Optikband, § 117).

Soweit die Beispiele. — Sie geben nur eine dürftige Vorstellung von dem Umfang der neu erschlossenen Erscheinungsgebiete. Im Mittelpunkt der Forschung steht heute der Aufbau der Atomkerne aus Neutronen und Protonen und die Zerspaltung der massenreichsten Atome, z. B. von Uran, in zwei Bruchstücken von angenähert gleicher Größe, z. B. in Barium und Krypton. — Voller Rätsel sind noch die verwickelten Vorgänge der kosmischen Höhenstrahlung. Als einen ihrer Bestandteile hat man eine neue Strahlensorte entdeckt, die Mesotronen. Sie bestehen aus elektrischen Elementarquanten mit einer Masse, die die der Elektronen und Positronen um etwa das Hundertfache übertrifft.

§ 145. Rückblick. Die Abhängigkeit der Elektronenmasse von der Geschwindigkeit. Masse und Energie. Wir haben die Erscheinungen der Radioaktivität nach ihrer Bedeutung für die Elektrizitätslehre dargestellt. Mit den

Strahlen der radioaktiven Substanzen ist man zur Einzelbeobachtung und Abzählung elektrischer Korpuskularstrahlen gelangt. Die Heliumproduktion des zerfallenden Radiums führte zu einer neuen Bestimmung der LOSCHMIDTSchen Konstanten $N = 6 \cdot 10^{26}$ Kilomol $^{-1}$ und bestätigte mit ihr die atomistische Deutung des FARADAYSchen Äquivalentgesetzes (S. 174). Der radioaktive Atomzerfall, die Atomumwandlung und die künstliche Radioaktivität zeigen uns die Elektrizitätsatome als die wesentlichen Bausteine der chemischen Atome. Sie führten zur Entdeckung des Positrons und des Neutrons und mit diesen zu Fragestellungen von noch unübersehbarer Weite. — An letzter Stelle bleibt noch eine äußerst wichtige Tatsache zu beschreiben: Man kann, wie aus § 97 bekannt, durch gleichzeitige Einwirkung elektrischer und magnetischer Felder auf Kathodenstrahlen außer der Geschwindigkeit u der Elektronen auch das Verhältnis von Elektronenladung zur Elektronenmasse, kurz e/m bestimmen. Durch Einsetzen der elektrischen Elementarladung $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden bekommt man dann die Masse der Elektronen in der Größenordnung 10^{-30} kg. Derartige Messungen finden sich in Tabelle 5 von S. 157. Sie sind für Elektronengeschwindigkeiten bis zu 40% der Lichtgeschwindigkeit ausgeführt worden. Diese Messungen ergaben die Elektronenmasse nicht als ganz konstant, die Masse stieg außerhalb der Fehlergrenze mit wachsender Geschwindigkeit der Elektronen.

Tabelle 12.

Geschwindigkeit des Elektrons in Bruchteilen der Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8$ m/sec	Masse des Elektrons in Vielfachen von $9 \cdot 10^{-31}$ kg
0,1	1,001
0,2	1,02
0,3	1,05
0,4	1,09
0,5	1,16
0,6	1,25
0,7	1,40
0,8	1,67
0,9	2,29
0,95	3,20
0,990	7,09
0,998	15,82

Extra-
poliert
nach
Gl. (206)

Die hohen Geschwindigkeiten der radioaktiven β -Strahlen haben die früheren Messungen ergänzen lassen. (W. KAUFMANN, 1901.) Sie führen zu den in der Tabelle 12 wiedergegebenen Zahlen. Die Masse m steigt bei Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit rapide. In Gleichungsform läßt sich der experimentell beobachtete Zusammenhang folgendermaßen darstellen:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} \quad (206)$$

m_0 ist der Grenzwert der Masse eines ruhenden Elektrons.

Eine Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit scheint in krassem Widerspruch zu allen Erfahrungen der Mechanik zu stehen, sowohl zu den Beobachtungen im Laboratorium wie in der Himmelsmechanik. Aber auf der Erde haben wir es nur selten mit Geschwindigkeiten von mehr als 1 km/sec zu tun, im Planetensystem höchstens mit einigen 100 km/sec. Wir dürfen unsere bei diesen kleinen Geschwindigkeiten gewonnenen Erfahrungen keineswegs leichtfertig verallgemeinern. — Im Bereiche sehr großer Geschwindigkeiten führt uns die experimentelle Erfahrung auf eine neue Tatsache.

Die Gleichung (206) führt auf eine hochbedeutsame Folgerung. Man kann Gleichung (206) in eine Reihe entwickeln und erhält

$$m = m_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{u^2}{c^2} + \dots \right) \quad (225)$$

oder

$$m c^2 = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 u^2 + \dots \quad (226)$$

$\frac{1}{2} m_0 u^2$ ist die kinetische Energie. Man kann nur gleichartige Größen zueinander addieren. Folglich müssen auch die Größen $m c^2$ und $m_0 c^2$ Energien darstellen.

Ihre Bedeutung erkennt man im Grenzfall $u = 0$: Eine ruhende Masse enthält noch eine große Energie

$$E = m_0 c^2 \quad \text{oder} \quad \frac{E}{c^2} = m_0. \quad (227)$$

Diese Gleichung behauptet einen engen Zusammenhang von Energie und Masse. Jede Energie hat eine Masse, man findet sie durch Division der Energie mit c^2 . Diese Folgerung hat sich bei den neuzeitlichen Untersuchungen über die Umwandlung von Materie in Strahlung und umgekehrt glänzend bewährt.

Zahlenbeispiel: Die Elektronenmasse m_0 beträgt rund $9 \cdot 10^{-31}$ kg. Ferner ist $c^2 = 9 \cdot 10^{16}$ m²/sek². Somit erhalten wir als Energieinhalt der Elektronenmasse $E = 9 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{16} = 8,1 \cdot 10^{-14}$ kg \cdot m²/sek² = $8,1 \cdot 10^{-14}$ Wattsekunden = $8,1 \cdot 10^{-14}/1,60 \cdot 10^{-19}$ = $5 \cdot 10^5$ e.Volt. Vgl. den vorletzten Absatz von S. 227.

XV. Elektrische Wellen.

§ 146. **Vorbemerkungen.** Die Gliederung unserer Darstellung des elektrischen Feldes ist in großen Zügen die folgende:

1. Das ruhende elektrische Feld. Die Enden der Feldlinien als Elektrizitätsatome (Schema der Abb. 446a).

2. Das sich langsam ändernde elektrische Feld. Die beiden Platten des Kondensators werden durch einen Leiter verbunden. Es ist in Abb. 446b ein längerer, aufgespulter Draht. Das elektrische Feld zerfällt. Aber die Selbstinduktion des Leiters läßt den Vorgang noch „langsam“ verlaufen. Der Feldzerfall tritt noch bei β und α praktisch gleichzeitig ein. Das wird in Abb. 446b durch gleiche Abstände der Feldlinien bei α und β zum Ausdruck gebracht.

Jetzt kommt in diesem Kapitel als letzter Fall

3. Das sich rasch ändernde elektrische Feld. In Abb. 446c ist der Leiter kurz, seine Selbstinduktion klein. Das Feld zerfällt „rasch“; d. h. die Laufzeit

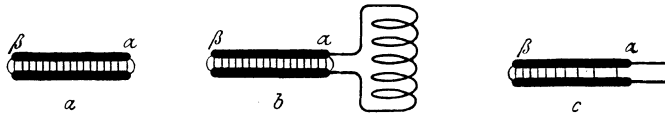


Abb. 446. a ruhendes, b und c zerfallendes elektrisches Feld eines Kondensators.

der Feldänderung für den Weg $\beta\alpha$ darf nicht mehr vernachlässigt werden. Der durch den Leiter bewirkte Feldzerfall ist bei α bereits viel weiter fortgeschritten als bei β . Das ist durch verschiedene Abstände der Feldlinien veranschaulicht. Es wird sich also für das elektrische Feld eine zwar sehr hohe, aber doch endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit ergeben. Diese endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit ermöglicht die Entstehung elektrischer Wellen. — Das Wort „elektrische Wellen“ ist heute in der Zeit des Rundfunks in aller Munde. Das Verständnis dieser grundlegenden Erscheinung ist weniger verbreitet.

Zur Vereinfachung der Darstellung bringen wir zunächst zwei experimentelle Hilfsmittel, nämlich eine bequeme Herstellung von Wechselströmen sehr hoher Frequenz und die Herstellung erzwungener elektrischer Schwingungen. Im Besitz dieser Hilfsmittel gelangen wir dann in § 149 zu etwas Neuem, den Schwingungen eines elektrischen Dipoles. Dann kommt endlich in den §§ 150—155 das eigentliche Thema: Die elektrischen Drahtwellen und die freie Strahlung.

§ 147. **Herstellung hochfrequenter Wechselströme durch ungedämpfte Schwingungen.** Zur Erzeugung von Wechselströmen haben wir früher zwei Verfahren kennengelernt: 1. die Anwendung eines Generators, d. h. einer in einem Magnetfeld mechanisch gedrehten Spule (Abb. 232), 2. die Schwingungen eines aus Kondensator und Spule bestehenden Kreises (Abb. 287).

Die üblichen technischen Wechselstromgeneratoren haben meist Frequenzen von 50 sek^{-1} . Die Frequenz 500 sek^{-1} ist schon seltener. 10^4 oder 10^5 Perioden pro Sekunde erfordern technisch schwierigere Sonderbauarten. Die Wechsel-

ströme der Generatormaschinen sind zeitlich ganz konstant und völlig ungedämpft. Alle aufeinanderfolgenden Stromamplituden sind von gleicher Größe (Abb. 233).

Die Herstellung von Wechselströmen durch Schwingungen hat den Vorzug großer Bequemlichkeit. Man braucht nur einen ganz bescheidenen technischen Aufwand. Außerdem kann man durch Verwendung von Kondensatoren kleiner Kapazität und von Spulen kleiner Selbstinduktion außerordentlich hohe Frequenzen erreichen. Eine Frequenz von 10^8 sek^{-1} bietet keinerlei Schwierigkeit. Aber die Schwingungen solcher aus Kondensator und Spule gebildeten Kreise haben auch einen großen Nachteil: sie sind stets gedämpft, die Amplituden des Stromes nehmen mehr oder minder rasch ab (Abb. 288). Diesen Nachteil kann man jedoch verhältnismäßig einfach beheben. Die Technik hat dafür etliche gute Verfahren erdacht. Sie beruhen genau wie in der Mechanik auf dem Prinzip der Selbststeuerung.

Wir bringen zunächst ein mechanisches Beispiel. Die Abb. 447a zeigt ein einfaches Pendel, eine Kugel als träge Masse an einer Feder aufgehängt.

Einmal angestoßen, vollführt es in der Senkrechten Schwingungen. Diese klingen, durch Luftreibung gedämpft, langsam ab. Die Spannung der Feder in den Umkehrpunkten wird von Mal zu Mal kleiner. Zur Aufrechterhaltung ungedämpfter Schwingungen muß man die Spannung der Feder in regelmäßigem Rhythmus wieder auf ihren Anfangswert erhöhen. Das kann man mit der Hand

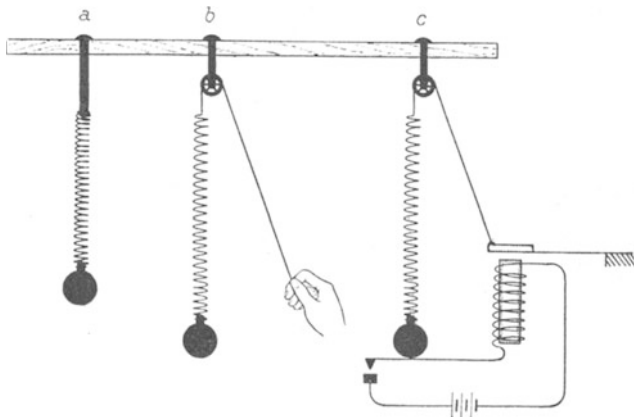


Abb. 447 a—c. Zur Selbststeuerung eines mechanischen Pendels.

und einem Schnurzug machen (Abb. 447b). Man spannt die Feder jedesmal bei der tiefsten Stellung der Kugel.

Die Einschaltung der menschlichen Aufmerksamkeit läßt sich leicht umgehen. Das Pendel kann selbst in der richtigen Stellung die Kraft auslösen und durch sie die Feder spannen lassen. Die Abb. 447c zeigt die übersichtliche Ausführung einer solchen „Selbststeuerung“. Die Hand ist durch den Anker eines Elektromagneten ersetzt. Der Stromkreis wird vom Pendel jedesmal beim Erreichen seiner tiefsten Stellung geschlossen.

In ganz entsprechender Weise kann nun ein elektrischer Schwingungskreis durch Selbststeuerung ungedämpft schwingen. Das erläutern wir zunächst an ganz langsamen Schwingungen. Sie lassen sich bequem mit einem Drehspulampereometer verfolgen. Wir nehmen den in Abb. 289 benutzten Kreis. Seine Frequenz betrug $0,5 \text{ sek}^{-1}$, d. h. der Amperemeterzeiger vollführt erst in 2 Sekunden eine volle Schwingung.

Diesen langsam schwingenden Zeiger benutzen wir zur Ausführung einer übersichtlichen Selbststeuerung. Der Zeiger betätigt einen Schalter. Dieser verbindet regelmäßig im rechten Augenblick den Kondensator wieder mit der städtischen Zentrale. Dadurch wird die durch Dämpfung verkleinerte Spannung wieder auf den Anfangswert von 220 Volt erhöht,

Die Abb. 448 zeigt eine Ausführung dieses einfachen Gedankens. Der Zeiger des Drehspulamperemeters dient selbst als die eine Hälfte des Schalters. Die andere besteht aus einem federnden Metalldraht *a*. Der Zeiger ist gegen die Drehspule des Amperemeters isoliert, jedoch durch ein bewegliches Metallband mit der Leitung *2* verbunden. Auf dem Wege von links nach rechts stellt der Zeiger eine Verbindung mit dem negativen Pol der städtischen Zentrale her, die Spannung wird wieder auf 220 Volt erhöht. Auf dem Wege von rechts nach links geschieht das nicht. Denn die linke Seite des Zeigers ist mit einem aufgeklebten Papierstück *P* isoliert.

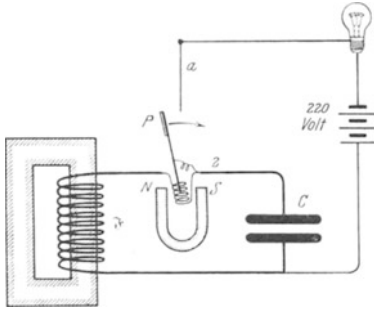


Abb. 448. Selbststeuerung eines elektrischen Schwingungskreises sehr kleiner Frequenz mit einem mechanischen Schaltwerk.

jedesmal die Ergänzung der Kondensatorladung. Die Schwingungsdauer des Kreises läßt sich in üblicher Weise durch eine Verminderung der Kondensatorkapazität verkleinern.

Soweit das Prinzip der Selbststeuerung eines elektrischen Schwingungskreises. — Die Anwendung eines Schaltwerkes mit mechanischer Trägheit ist naturgemäß auf kleine Frequenzen beschränkt. Bei höheren Frequenzen kann der träge Schaltebel nicht mehr den raschen Wechseln des Stromes folgen. Über Frequenzen von etwa 1000 pro Sekunde kann man auch mit gut durchkonstruierten mechanischen Schaltwerken nicht herauskommen.

Doch ist die Ausgestaltung des Schaltwerkes ja nur eine technische Frage. Die moderne Elektrotechnik verfügt über Schalter ohne jede mechanische Trägheit, sie hat das bekannte Dreielektrodenrohr geschaffen (Abb. 322).

Das Schema eines solchen findet man links in der Abb. 449. Der Leitungsstrom läuft als Elektronenschwarm von der glühenden Kathode zur Anode.

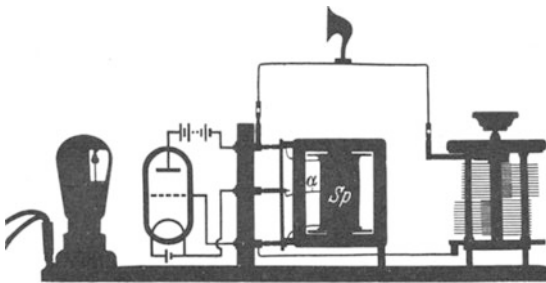


Abb. 449. Selbststeuerung eines elektrischen Schwingungskreises hörbarer Frequenz mit einem trägheitslosen Elektronenschalter. Dieses Bild und die folgenden Schattenrisse geben betriebsfertige Anordnungen. Die Dreielektrodenröhre (Radiolampe) steht ganz links. Ihre Schaltung ist auf eine Glasscheibe gezeichnet.

Unterwegs passiert er die netzartig durchbrochene dritte Elektrode. Negative Aufladung des Netzes „öffnet den Schalter“. Entladung des Netzes oder gar positive Aufladung „schließt den Schalter“.

Wir zeigen die Anwendung dieses trägheitslosen Elektronenschalters zunächst für einen elektrischen Schwingungskreis einer Frequenz von etwa 1000 sek^{-1} . Die Spule *Sp* besitzt einen beiderseits geschlossenen Eisenkern (Selbstinduktionskoeffizient *L* etwa = 4 Henry). Rechts steht ein Drehkondensator (Kapazität *C* bis $2 \cdot 10^{-9}$ Farad). Die Spule ist durch eine Anzapfung α in zwei Spulen unterteilt. Die untere Spule dient als Steuerorgan. Ihre Enden sind mit der Kathode und dem Netz des Elektronenschalters leitend verbunden.

Die untere Spule entspricht der Drehspule in Abb. 448. Doch betätigt sie den Schaltvorgang nicht mechanisch durch eine Bewegung. Sie öffnet und schließt den Elektronenschalter auf rein elektrischem Wege; sie lädt das Gitter des Elektronenschalters im Rhythmus der Schwingungen abwechselnd positiv und negativ.

Zum Nachweis der elektrischen Schwingungen dient ein eingeschaltetes Lautsprechertelephon. Zunächst sei die Selbststeuerschaltung noch nicht angebracht. Man lädt den Kondensator mit der städtischen Zentrale und läßt ihn sich dann durch die Feldspule $S\phi$ entladen. Man hört einen ganz rasch verklingenden, etwa schnalzenden Ton. Mit der Selbststeuerung hingegen dauert der Ton unbegrenzt an. Die Schwingungen sind ungedämpft, durch den Lautsprecher fließt ein konstanter Wechselstrom. Eine Verstellung des Drehkondensators läßt seine Frequenz verändern. Man kann mit einer Kondensator

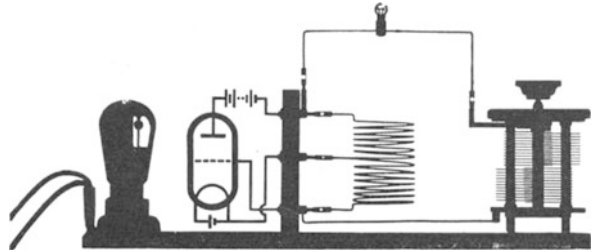


Abb. 450. Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen einer Frequenz von 10^6 sek^{-1} .

sator drehung einen weiten Bereich des akustischen Spektrums durchlaufen. Ein solcher „elektrischer Tonfrequenzkreis“ ist ein für viele akustische Untersuchungen bequemes Hilfsmittel.

In einem zweiten Beispiel soll die Frequenz des Schwingungskreises über den menschlichen Hörbereich hinausgehen. Dieser Kreis ist in Abb. 450 dargestellt. Seine Feldspule hat keinen Eisenkern und einen Selbstinduktionskoeffizienten L von etwa $7 \cdot 10^{-6}$ Henry. Die Frequenz berechnet sich nach Gleichung (173) von S. 138 zu etwa $1,4 \cdot 10^8 \text{ sek}^{-1}$. Als Indikator des Wechselstromes dient eine dickdrähtige Glühlampe oder ein Hitzdrahtamperemeter. Man sieht in dem aus Spule und Drehkondensator gebildeten Kreise einige Ampere Wechselstrom fließen. Dieser Strom muß also den etliche Millimeter tragenden Luftzwischenraum zwischen den Platten des Drehkondensators als Verschiebungsstrom überbrücken. Die Anordnung arbeitet völlig lautlos. Es fehlt das Surren eines Maschinengenerators oder das störende Funkengeräusch in den Schaltorganen gedämpfter schwingender Kreise. Man verdankt diese experimentell glänzende Anordnung dem deutschen Ingenieur ALEXANDER MEISSNER.

Durch weitere Verkleinerung von Spule und Kondensator läßt sich die Frequenz noch erheblich erhöhen. Dabei kann man den Kondensator äußerlich ganz verschwinden lassen. Dann bilden Anode und Kathode des Dreielektrodenrohres zusammen noch einen Kondensator von ausreichender Kapazität. Einen solchen Schwingungskreis findet man in der linken Hälfte der Abb. 455. Für Frequenzen über 10^7 sek^{-1} benutzt man meistens andere Schaltungen. Bequem ist die in Abb. 451 gezeigte „Gegentaktschaltung“. In der Schaltskizze ist der eigentliche Schwingungskreis dick gezeichnet worden. Man denke sich ihn aus zwei gegensinnig schwingenden Kreisen I und II in Abb. 452 zusammengesetzt. Abwechselnd ist die untere Kondensatorplatte, also das Steuernetz, im Kreise I oder im Kreise II negativ geladen. Außerdem fließen die Ströme in der Mitte (siehe Pfeile)

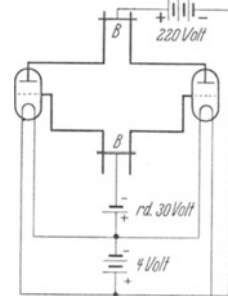


Abb. 451. Gegentaktschaltung zur Erzeugung hoher Frequenzen.

in jedem Augenblick einander entgegengesetzt. Sie heben sich also ständig auf. Man kann die beiden Mittelleitungen weglassen und die Kreise *I* und *II* gemäß Abb. 453 vereinigen.

Mit der Gegentaktschaltung lassen sich sehr bequem Frequenzen von einigen 10^8 sek^{-1} erzielen. Sie hat aber, ebenso wie andere Selbststeuerschaltungen für diese hohen Frequenzen, für Schauversuche einen erheblichen Mangel: Die wesentlichen Teile des Schwingungskreises, Kondensator und Spule, sind weitgehend verkümmert, und sie verschwinden äußerlich neben den ganz unwesentlichen Hilfsorganen der Selbststeuerung. Doch kann man erfreulicherweise diese ganzen Nebensächlichkeiten radikal beseitigen und einfache Anordnungen von eindringlicher Klarheit schaffen. Die Lösung dieser Aufgabe bringt uns der nächste Paragraph.

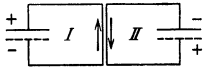


Abb. 452.

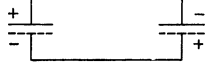


Abb. 453.

Abb. 452 und 453. Zur Wirkungsweise der Gegentaktschaltung.

Zum Schluß noch ein Wort zur Vermeidung von Mißverständnissen: Unsere Darstellung will der technischen Bedeutung des Elektronenschalters und der Mannigfaltigkeit seiner Anwendung zur Schwingungserzeugung in keiner Weise gerecht werden. Es sollte nur ein später gebrauchtes Hilfsmittel in zwei bewährten Ausführungsformen in großen Zügen erklärt werden.

§ 148. Erzwungene elektrische Schwingungen. In der Mechanik schwingt ein beliebiges Pendel nach einer „Stoßerregung“ oder mit einer „Selbststeuerung“ in seiner Eigenfrequenz. Doch kann man jedem Pendel durch einen geeigneten „Erreger“ jede beliebige andere Frequenz „aufzwingen“ und das Pendel als „Resonator“ schwingen lassen. Man läßt zu diesem Zweck periodische Kräfte der gewünschten Frequenz auf das Pendel einwirken. Dieser Vorgang der „erzwungenen Schwingungen“ ist seiner Wichtigkeit entsprechend im Mechanikband § 107 ausgiebig behandelt worden.

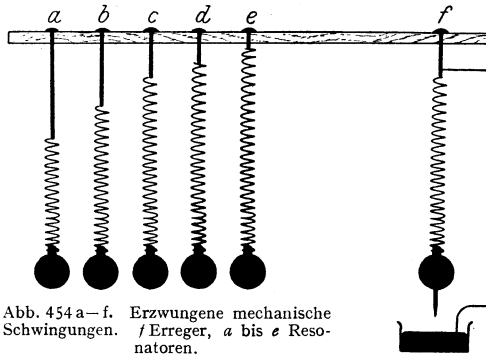


Abb. 454 a—f. Erzwungene mechanische Schwingungen. / Erreger, a bis e Resonatoren.

Zur kurzen Wiederholung mag der in Abb. 454 skizzierte Versuch dienen. Er zeigt rechts ein Federpendel *f* mit elektromagnetischer Selbststeuerung. Dies Federpendel hängt als „Erreger“ oben an einem horizontal gelagerten Stab. Am andern Ende des Stabes hängt eine Reihe ähnlicher Pendel an Halterstäben verschiedener Länge. Infolge verschiedener Pendellängen haben die Pendel teils größere, teils kleinere Eigenfrequenz als der „Erreger“.

Die Schwingungen des Erregers erteilen dem horizontalen Stabträger kleine Bewegungen in der Vertikal- (hier Papier-) Ebene. Durch diese Bewegungen werden die Federn der links hängenden Pendel periodisch gespannt und ihre Kugelmassen beginnen auf und nieder zu schwingen. Sie vollführen „erzwungene Schwingungen“ in der Frequenz des Erregers. Die Eigenfrequenz des Pendels *c* stimmt mit der des Erregers *f* überein. Daher ist das Pendel *c* vor seinen Nachbarn durch besonders große Amplituden ausgezeichnet. — Soweit das mechanische Beispiel.

Genau das Entsprechende gilt für erzwungene elektrische Schwingungen. An die Stelle des Pendels mit Masse und Feder tritt der elektrische Schwingungskreis mit Spule und Kondensator. Links in der Abb. 455 sehen wir einen un-

genau das Entsprechende gilt für erzwungene elektrische Schwingungen. An die Stelle des Pendels mit Masse und Feder tritt der elektrische Schwingungskreis mit Spule und Kondensator. Links in der Abb. 455 sehen wir einen un-

gedämpft schwingenden Erregerkreis mit seinen Organen der Selbststeuerung. Rechts von ihm befindet sich der Resonatorkreis. Bei einem mechanischen Pendel erfolgt die Energieübertragung von seiten des Erregers durch irgendeine mechanische Einrichtung, z. B. den Stabträger in Abb. 454. Bei der Erregung eines elektrischen Schwingungskreises benutzt man statt dessen das Magnetfeld des Erregerkreises und läßt es mit seinen Feldlinien in der Spule des Resonatorkreises Spannungen und Ströme induzieren.

Als Resonator nehmen wir rechts einen aus zwei Drahtwindungen und einem kleinen Drehkondensator gebildeten Schwingungskreis (Abb. 455).

Als Indikator für die erzwungenen Schwingungen, d. h. als billiges Wechselstromamperemeter dient uns ein kleines Glühlämpchen. Wir nähern die beiden Kreise einander und lassen etliche der magnetischen Feldlinien des Erregers die Spule des Resonators durchsetzen. Dann verändern wir die Frequenz des Resonatorkreises langsam mit Hilfe des Drehkondensators. Wir finden bald eine „Abstimmung“. Das Lämpchen leuchtet in heller Weißglut.

Spule und Drehkondensator bilden nun schon einen ungedämpft schwingenden Kreis von erfreulicher Einfachheit. Aber wir wollen den Übergang zum reinen Schema noch weitertreiben. Wir wollen die Spule und den Kondensator auf ihre einfachste Form bringen. Das geschieht in der Anordnung, die wir in Abb. 456 abbilden. Wir sehen nur noch einen einzigen kreisrunden kupfernen Drahtbügel von rund 30 cm Durchmesser. In der Mitte, vor dem hölzernen Handgriff, enthält er ein Glühlämpchen als Stromanzeiger. An jedem Ende befindet sich eine Kondensatorplatte von der Größe einer Visitenkarte. Die beiden Platten schweben einander frei in etwa 5 cm Abstand gegenüber. Diesen Kreis nähern wir als Resonator dem in Abb. 451 dargestellten als Erreger. Durch Biegen des Kupferbügels haben wir die Resonatorfrequenz rasch der Erregerfrequenz genügend gleichgemacht. Die Lampe strahlt weißglühend. In unserem Kreise fließt ein Wechselstrom von rund $\frac{1}{2}$ Ampere und einer Frequenz von rund 100 Millionen pro Sekunde.

Man vgl. die in Abb. 75 und 456 dargestellten Versuche. In Abb. 75 erfolgte der Feldzerfall einmal und gab der Größenordnung nach 10^{-8} Amperesekunden. In Abb. 456 erfolgt der Feldzerfall in jeder Sekunde rund 10^8 mal, und demgemäß beobachten wir Ströme der Größenordnung 1 Ampere.

Damit ist die am Schluß des vorigen Paragraphen gestellte Aufgabe gelöst. Wir haben einen ungedämpft schwingenden Kreis von geradezu idealer Einfachheit. Alles störende Beiwerk ist beseitigt.

§ 149. Der elektrische Dipol. Die uns nunmehr zur Verfügung stehenden technischen Hilfsmittel führen uns zu etwas Neuem und Wichtigem, dem elektrischen Dipol.

In der Mechanik besteht das einfache Pendel aus einem trägen Körper und einer Spiralfeder. In der Elektrizitätslehre entspricht ihr der elektrische Schwin-

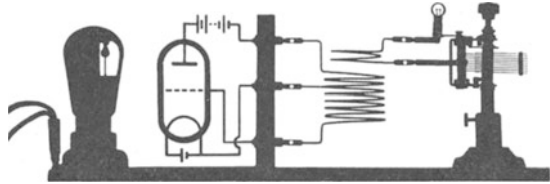


Abb. 455. Erzwungene elektrische Schwingungen, rechts Resonator, links Erreger. Frequenz etwa $3 \cdot 10^7$ sek $^{-1}$ ($\lambda \sim 10$ m).

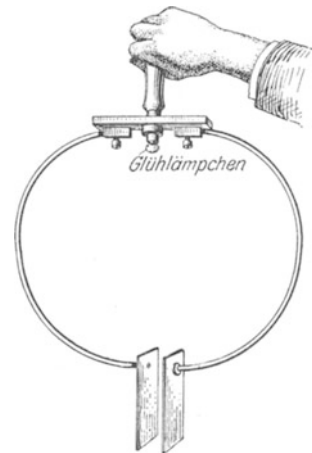


Abb. 456. Sehr einfacher geschlossener elektrischer Schwingungskreis zur Vorführung erzwungener elektrischer Schwingungen. Die Glühlampe dient als Indikator für den Wechselstrom im Drahtbügel.

gungskreis aus Spule und Kondensator. Wir haben die Analogie beider in § 89 genau durchgeführt und verweisen auf die Abb. 457.

Das einfache Pendel in der Mechanik läßt den trägen Körper und Federkraft sauber getrennt unterscheiden. Bei hinreichend großer Kugelmass



Abb. 457. Mechanisches Pendel und elektrischer Schwingungskreis.

dürfen wir die kleine Masse der Federn als unerheblich vernachlässigen.

Weiterhin kennt aber die Mechanik zahllose schwingungsfähige Gebilde ohne getrennte Lokalisierung des trägen Körpers und der Federkraft. Das typische Beispiel ist die gespannte Saite. Jedes Längenelement der Saite stellt sowohl einen trägen Körper wie ein Stück gespannter Feder dar.

Genau Entsprechendes gilt von den elektrischen Schwingungen. Im gewöhnlichen Schwingungskreis, etwa in Abb. 457, können wir die Spule als Sitz des trägen magnetischen Feldes und den Kondensator als Sitz der Spannung klar unterscheiden. Doch ist bei anderen elektrischen schwingungsfähigen Gebilden die getrennte Lokalisierung ebenso unmöglich wie bei der mechanisch schwingenden Saite. Den extremen Fall dieser Art stellt ein elektrischer Dipol dar. Ihm wenden wir uns jetzt zu.

Wir greifen wieder zu dem einfachsten unserer Schwingungskreise, zu dem in der Abb. 456 dargestellten. Der Strom durchfließt den Kupferbügel und die Lampe als Leitungsstrom, den Kondensator jedoch als Verschiebungsstrom. Wir wollen den Bereich dieses Verschiebungsstromes systematisch vergrößern und dabei die Kondensatorplatten dauernd verkleinern. Wir wollen den in Abb. 458 skizzierten Übergang machen. Dabei

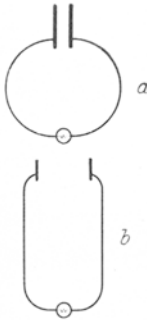


Abb. 458. Übergang vom geschlossenen Schwingungskreis zum elektrischen Dipol.

können wir die allmähliche Verkümmern des Kondensators durch eine Verlängerung der beiden Drahtbügelhälften kompensieren. Die Lampe leuchtet weiter, es fließt nach wie vor ein Wechselstrom.

Im Grenzübergang gelangen wir zu der Abb. 458e, einem geraden Draht mit einem hell leuchtenden Lämpchen in der Mitte. Die Abb. 459 zeigt die Ausführung des Versuches. Die Hand mag als Maßstab dienen. Den Erreger (Abb. 451) denke man sich in etwa 0,5 m Abstand.



Abb. 459. Elektrischer Dipol von etwa 1,5 m Länge.

Das Lämpchen läßt sich ohne weiteres durch ein technisches Hitzdrahtamperemeter ersetzen, das zeigt einen Strom von etwa 0,5 Ampere. Auf die Länge des Drahtes kommt es nicht genau an. 10 cm mehr oder weniger an jedem Ende spielen gar keine Rolle. Der Draht ist also ein Resonator großer Dämpfung (Mechanikband § 107). Während der Schwingungen sind die beiden Drahthälften abwechselnd positiv und negativ geladen. Man kann sich diese Ladungen beiderseits in je einem „Schwerpunkt“ lokalisiert denken. Dann hat man zwei durch einen

Abstand l getrennte elektrische Ladungen von verschiedenem Vorzeichen. Ein solches Gebilde haben wir früher einen elektrischen Dipol genannt, und diesen Namen übertragen wir jetzt auf jeden elektrisch schwingenden geraden Draht.

Dieser elektrische Dipol ist das Analogon zur mechanischen Saite. Die schwingende Saite zeigt unserem Auge das in Abb. 460 gezeichnete Bild. Es stellt die beiden Grenzlagen dar. Die Ordinate der Abbildung bedeutet an jeder Stelle direkt die Amplitude des auf und ab schwingenden Teilchens der Saite an dieser Stelle. Die Amplituden der mechanischen Schwingungen werden in Zentimetern gemessen, positiv nach oben, negativ nach unten gezählt. Sie sind am größten in der Mitte der Saite, bei Annäherung an die Enden werden sie beiderseits Null.

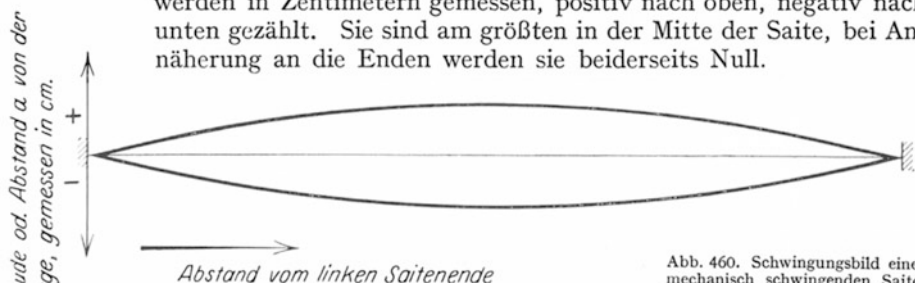


Abb. 460. Schwingungsbild einer mechanisch schwingenden Saite.

Analog ist es mit dem elektrischen Dipol. Nur bedeutet die Ordinate in Abb. 461 jetzt die Stärke eines Leitungsstromes, gemessen in Ampere. Ordinate nach oben bedeutet Elektronenbewegung im Drahte nach rechts, nach unten entsprechend nach links. Dabei handelt es sich wie bei jedem Leitungsstrom

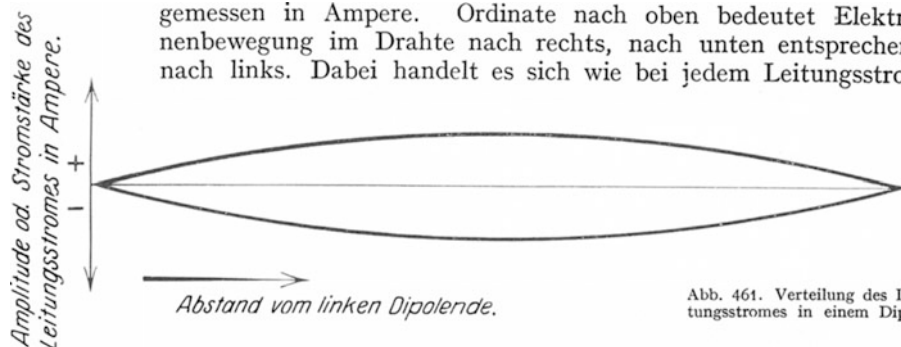


Abb. 461. Verteilung des Leitungsstromes in einem Dipol.

nur um ganz geringfügige Verschiebungen. (Nach einer Überschlagsrechnung wackeln die Elektronen in der Dipolmitte beiderseits nur um etwa $\frac{1}{10}$ Atomdurchmesser hin und her [vgl. § 116]).

In der Mitte ist die Stromstärke am größten. Nach beiden Seiten hin fällt sie ab. Die Lämpchen links und rechts von der Mitte in Abb. 462 glühen nur noch gelbrot. Durch die Abb. 461 und 462 gewinnt das Wort „Dipolschwin-



Abb. 462. Dipol mit drei Glühlampen zur Vorführung der Verteilung des Leitungsstromes in ihm.

gungen“ einen sehr anschaulichen Sinn: der Leitungsstrom in einem Dipol ist längs der Dipollänge genau so verteilt wie die Amplituden der Eigenschwingungen oder der stehenden Wellen einer querschwingenden Saite.

Diese Übereinstimmung geht noch weiter: In der Mechanik kann man die gleiche Frequenz mit einer langen, straffen oder mit einer kurzen, schlaffen Saite erhalten. In der Mechanik ist die Frequenz der Wurzel aus der Richtgröße D proportional (siehe S. 138). Bei elektrischen Schwingungen tritt an die Stelle der Richtgröße D der Kehrwert der Kapazität C . Die Frequenz einer elektrischen



Abb. 463. In destilliertem Wasser hat dieser kürzere Dipol die gleiche Frequenz wie der in Abb. 462 dargestellte 9-mal längere Dipol in Luft. $B =$ Bindfaden.

Schwingung ist proportional $1/\sqrt{C}$. Die Kapazität C ihrerseits ist der Dielektrizitätskonstante ϵ proportional. In einem Medium der Dielektrizitätskonstante ϵ hat schon ein Dipol der Länge $l_m = l/\sqrt{\epsilon}$ die gleiche Frequenz wie ein Dipol der Länge l in Luft. Das zeigen wir in Abb. 463 für einen Dipol in Wasser ($\epsilon = 81$; $\sqrt{\epsilon} = 9$).

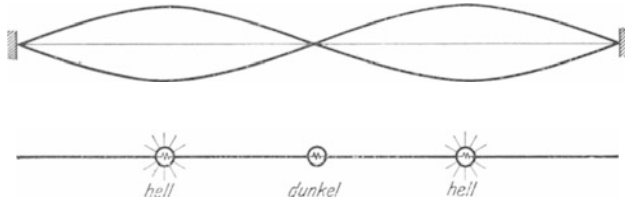


Abb. 464. Ein Dipol in erster Oberschwingung.

Auch hiermit ist die Übereinstimmung zwischen Saiten- und Dipolschwingungen noch nicht erschöpft. Die Saite in Abb. 460 schwingt in ihrer Grundschwingung. In Abb. 464 oben sehen wir eine Saite in ihrer ersten Oberschwingung angeregt. Jetzt hat sie nicht nur an den beiden Enden, sondern auch in der Mitte einen „Knoten“ ihrer stehenden Schwingung.

Darunter ist ein Dipol von etwa 3 m Länge schematisch gezeichnet. Er ist aus zweien der zuvor benutzten Dipole zusammengesetzt. Eingeschaltete Glühlämpchen lassen die Stromverteilung ablesen. Das Lämpchen in dem mittleren Knoten bleibt dunkel. Dieser Dipol schwingt mit seiner ersten Oberschwingung. In entsprechender Weise kann man durch weiteres Anhängen zu $4\frac{1}{2}$, 6 usw. m langen Dipolen übergehen.

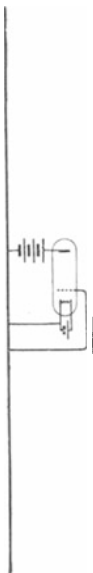


Abb. 465. Dipol mit Selbststeuerung.

Genau wie eine Saite in der Mechanik läßt sich natürlich auch ein Dipol durch Selbststeuerung zu ungedämpften Schwingungen anregen. Das geschieht z. B. durch die in Abb. 465 skizzierte Schaltung. Sie geht direkt aus der Abb. 450 hervor: Spulen und Kondensator sind zu geraden Drähten entartet. Der selbstgesteuerte Dipol hat ein erfreulich klares Schaltbild, setzt aber leider die Kenntnis der Dipolschwingungen voraus.

Soweit der Dipol. Der Dipol hat uns ein wichtiges Ergebnis gebracht: Die Verteilung eines Leitungsstromes in einem Drahte kann das Bild einer stehenden Welle zeigen, und zwar sowohl in Grund- wie in Oberschwingung.

Zu dieser Verteilung des Leitungsstromes gehört eine bestimmte Verteilung des elektrischen Feldes. Dies Feld muß in raschem zeitlichem Wechsel als Verschiebungsstrom den Stromweg des Leitungsstromes zu einem geschlossenen Stromkreis ergänzen. Die Untersuchung dieses elektrischen Feldes und seiner zeitlichen Änderung ist die nächste Aufgabe. Sie führt uns zu den fortschreitenden elektrischen Wellen, sowohl den Drahtwellen wie den freien Wellen, der eigentlichen Strahlung.

§ 150. Stehende elektrische Drahtwellen zwischen zwei Paralleldrähten.

Die elektrischen Feldlinien eines offenen geraden Dipols müssen irgendwie in weitem Bogen zwischen verschiedenen Punkten der Dipollänge verlaufen. Unterwegs treffen sie auf die Wand des Zimmers, den Beobachter usw. An diese sicher nicht einfachen Verhältnisse eines geraden, offenen Dipoles wagen wir uns zunächst noch nicht heran. Wir untersuchen den Verlauf der Feldlinien zunächst in einem einfacheren Fall.

Beim Übergang vom geschlossenen Schwingungskreis zum offenen Dipol gab es die in Abb. 466 dargestellte Zwischenform. Man kann sie kurz als einen nicht aufgeklappten Dipol bezeichnen. Wir nähern ihm dem Erreger der Frequenz 10^8 sek^{-1}

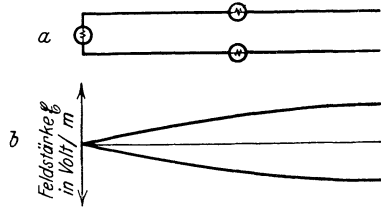


Abb. 466 a, b. Nicht „aufgeklappter“ Dipol und Verteilung der elektrischen Feldstärke zwischen seinen Schenkeln.

(Abb. 451) und beobachten an den Lämpchen die Verteilung des Leitungsstromes. Das mittlere Lämpchen leuchtet am hellsten, der Bauch des Leitungsstromes liegt in der Mitte.

Bei diesem Gebilde kann über den Verlauf der elektrischen Feldlinien zwischen den beiden Schenkeln kein Zweifel herrschen. Die Verteilung der elektrischen Feldstärke \mathcal{E} ist in der Abb. 466b graphisch dargestellt. Beide Kurven geben wieder wie in der Abb. 461 die Höchst- oder Scheitelwerte. Bei der oberen Kurve hat die obere Dipolhälfte ihre höchste positive, bei der unteren ihre höchste negative Ladung erhalten. Beide Kurven folgen im zeitlichen Abstand einer halben Schwingung aufeinander. Man kann die Ordinaten entweder als Feldstärken lesen und in Volt/m zählen, oder man kann sie als Verschiebungsstrom lesen und in Ampere zählen. Denn die Gebiete hoher Feldstärke sind gleichzeitig Gebiete großer Feldstärkeänderungen, also großer Verschiebungsströme.

Man kann dem Ende eines Dipoles einen oder mehrere Dipole gleicher Länge anhängen (Abb. 464). Das ist in der Abbildung 467a geschehen. Das ganz

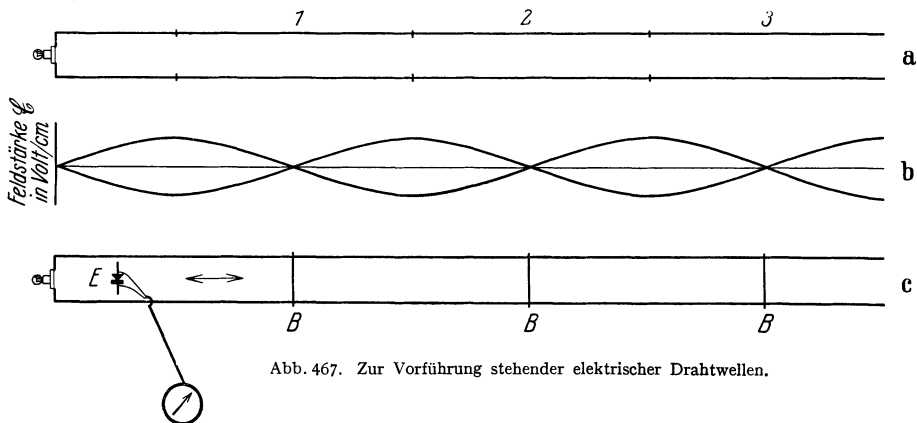


Abb. 467. Zur Vorführung stehender elektrischer Drahtwellen.

links vorhandene Lämpchen leuchtet ungestört weiter, die Schwingungen bleiben also erhalten. Die Grenzen der einzelnen Dipole sind durch Querstriche markiert. Darunter ist wieder die Feldverteilung gezeichnet. In den Bäuchen erreichen Feldstärke und Verschiebungsstrom ihre größten Werte, in den Knoten sind sie Null (Abb. 467b).

Diese Feldverteilung läßt sich nun außerordentlich einfach und genau messen. Wir beschreiben zwei Verfahren:

1. Man beobachtet die Größe der Verschiebungsströme mittels eines zwischen die Schenkel gebrachten kurzen Drahtstückes oder „Empfängers“ (E in Abb. 467 c). Es ist die schon aus Abb. 298 bekannte Anordnung. Der Verschiebungsstrom erzeugt in dem Drahtstück oder Empfänger einen Leitungsstrom. Es ist ein Wechselstrom. Zum Nachweis verwandelt man ihn in Gleichstrom. Zur Gleichrichtung dient ein Thermokreuz oder ein Detektor E . Von ihm führen die Leitungen zum Gleichstrommesser. Diesen Empfänger bewegt man im Sinne des Doppelpfeiles zwischen den Drähten entlang. Dabei findet man die Knoten, d. h. die Nullstellen des Verschiebungsstromes mit großer Schärfe. Dies Verfahren ist stets anwendbar. An den so gefundenen Knotenstellen des elektrischen Feldes kann man die Paralleldrähte nachträglich durch einen Draht B oder die Finger überbrücken (vgl. Abb. 467c). Das stört die stehenden Wellen nicht im geringsten: Das links eingeschaltete Glühlämpchen brennt unverändert weiter.

Man kann jedes durch zwei benachbarte Brücken B eingegrenzte Rechteck heraus-schneiden und für sich allein schwingen lassen. Zum Nachweis dessen schaltet man in die beiden kurzen, vertikalen Brücken je ein Glühlämpchen. Während der Schwingungen häufen sich in periodischem Wechsel positive und negative Ladungen in der Mitte der langen horizontalen Rechteckseiten an. Ihr Hin- und Hertransport durch die beiden kurzen Seiten bringt die Lämpchen zum Glühen.

2. Man spannt die beiden Schenkel in einem langen, mit Neon von geringem Druck gefüllten Glasrohr aus (Abb. 468). Dann setzt in den Gebieten hoher Feldstärke (den Bäuchen) eine selbständige Gasentladung ein. Man sieht das Licht der positiven Säule des Glimmstromes. Man bekommt durch den räumlichen Wechsel von dunklen und hellen Gasstrecken ein ungemein anschauliches Bild der ganzen Feldverteilung zwischen den Drähten.

Dies Verfahren erfordert ziemlich hohe Werte der elektrischen Feldstärke. Man erreicht sie am einfachsten mit einem gedämpften Erreger, etwa dem in Abb. 468 skizzierten Kreis mit Funkenstrecke.

Die Versuche dieses Paragraphen führen mit großer Anschaulichkeit auf ein ebenso einfaches wie wichtiges Ergebnis: das elektrische Feld zeigt zwischen parallelen Drähten bei Erregung durch hochfrequenten Wechselstrom das Bild einer stehenden Welle (Abb. 467b).

§ 151. Die Bedeutung der stehenden elektrischen Drahtwellen. Ausbreitung elektrischer Felder mit Lichtgeschwindigkeit. Die Auffindung elektrischer Felder in Form stehender Wellen ist für die Erkenntnis des elektrischen



Abb. 468. Sichtbarmachung der Feldverteilung stehender elektrischer Drahtwellen.

Feldes von einer ganz überragenden Bedeutung. Sie führt uns in diesem Paragraphen auf die Existenz fortschreitender elektrischer Wellen und die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes.

Wir knüpfen an die Behandlung fortschreitender und stehender Wellen in § 104 des Mechanikbandes an, insbesondere an den so einfachen Fall elastischer Querwellen von Saiten oder Seilen. — Zunächst läuft vom „Erreger“ (z. B. einer auf und nieder bewegten Hand) aus das schlängelnde Bild einer fortschreitenden Querwelle über das Seil hinweg. Am Seilende tritt eine Reflexion ein. Es laufen sich nunmehr ursprünglicher und reflektierter Wellenzug entgegen. Ihre Überlagerung ergibt im allgemeinen eine sich unübersichtlich ändernde Erscheinung.

Anders, wenn die Länge der „Saite“ gerade eine ganze Zahl von Viertelwellenlängen der fortschreitenden Welle beträgt. Dann gibt es das klare Bild einer stehenden Welle. Von der ursprünglichen fortschreitenden Welle, der Ursache der ganzen Erscheinung, ist nichts mehr zu sehen.

Die ganze Zahl der Viertelwellenlängen muß eine gerade sein, falls das der Hand abgewandte Seilende festgehalten ist. Sie muß ungerade sein, wenn das Ende frei, etwa wie bei einem einseitig gehaltenen Stabe, schwingen kann.

Die Wellenlänge λ der stehenden und die der ursprünglichen fortschreitenden Welle sind einander gleich. Der Knotenabstand stehender Wellen läßt daher $\lambda/2$ mit großer Genauigkeit messen.

Die Wellenlänge λ ist bei gegebener Frequenz n des Erregers (hier also der Hand) nur durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit u der elastischen Störung längs der Saite bestimmt. Es gilt

$$u = n\lambda. \quad (207)$$

Man kann also die Ausbreitungsgeschwindigkeit u aus n und λ berechnen.

Das Entsprechende gilt für jede beliebige stehende Welle, ganz gleichgültig, in welchem Gebiete der Physik. Es handelt sich um einen ganz allgemeinen formalen Zusammenhang. Es gilt daher auch für die stehenden elektrischen Wellen zwischen den Paralleldrahtleitungen der Abb. 467 und 468. Folglich muß es zwischen diesen Paralleldrahtleitungen auch fortschreitende elektrische Wellen geben. Diese „Drahtwellen“ laufen vom Erreger aus zwischen den beiden Drahtleitungen entlang. Sie werden an den Enden der Drahtleitungen reflektiert. Die Überlagerung der beiden gegenläufigen Wellen gibt bei passender Drahtlänge die zur Beobachtung gelangenden stehenden Wellen.

Für beiderseitig geschlossene Drahtleitungen muß $\lambda = 2a \cdot \lambda/4$ sein, für einseitig offene hingegen $(2a + 1) \lambda/4$ ($a = 0, 1, 2, \dots n$). Mit einem ungedämpften Erreger findet man die ganze Länge der Doppeldrahtleitung mit stehenden Wellen erfüllt.

Bei gedämpft abklingenden Wellenzügen ist die Ausbildung stehender Wellen auf die Nachbarschaft der Enden beschränkt. In größerem Abstand von den Enden können sich Wellenzüge begrenzter Länge nicht mehr mit einem direkten und einem reflektierten Stück überlagern.

Zur Veranschaulichung des Wortes „fortschreitende elektrische Drahtwellen“ sollen die Abb. 469 und 470 dienen. Sie stellen, bildlich gesprochen, eine Momentaufnahme dar. Alle Feldlinien haben Enden, sie verlaufen geradlinig zwischen gegenüberliegenden Punkten der beiden Drähte. Die Pfeilspitzen markieren die Richtung des Feldes, also die Bewegungsrichtung eines Elektrons im Felde. Der Betrag der Feldstärke in Volt/m wird durch verschiedene Dichte der Feldlinien markiert. Dies ganze Bild denke man sich mit der Geschwindigkeit u in horizontaler Richtung bewegt. Einem ruhenden Beobachter erscheint die fortschreitende Welle als ein periodisch wechselnder Verschiebungsstrom. Ein gleich schnell mit der Welle mitbewegter Beobachter sieht dauernd ein ruhendes elektrisches Feld der in Abb. 469 dargestellten Verteilung.

Eine andere, an sich gleichwertige Darstellung befindet sich in Abb. 470 darunter. Wellenberge bedeuten nach oben, Wellentäler nach unten gerichtete elektrische Felder. Die Amplitude bedeutet die jeweilige Feldstärke in Volt/m. Doch läßt diese Darstellung nicht den Verlauf und die Längsausdehnung der Feldlinien erkennen.

In unserem mechanischen Beispiel hatten wir die Geschwindigkeit u der fortschreitenden Welle aus der Wellenlänge λ der stehenden Welle und der Frequenz n des Erregers berechnet. Genau so verfährt man bei den elektrischen Wellen. Erst mißt man die Wellenlänge der stehenden Wellen, dann bestimmt

man die Frequenz n des Erregers und schließlich berechnet man die gesuchte Geschwindigkeit u nach der Gleichung

$$u = n\lambda. \quad (207)$$

Der mühsamste Punkt ist die Bestimmung der Frequenz n des Erregers. Meist benutzt man als solchen einen geschlossenen Schwingungskreis und berechnet dessen Frequenz nach der Gleichung

$$1/n = T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (173)$$

Messungen dieser Art sind von verschiedenen Seiten mit großer Sorgfalt ausgeführt worden. Ihr Ergebnis stimmt überein. Die Geschwindigkeit der elektrischen Drahtwellen beträgt

$3 \cdot 10^8$ m/sek. Sie ist gleich der Lichtgeschwindigkeit c , dieser wichtigen Fundamentalkonstanten. Es gilt

$$c = n\lambda \quad \text{oder} \quad \lambda = cT. \quad (208)$$

Die Auffindung der stehenden elektrischen Drahtwellen hat also zwei grundlegende Erkenntnisse gebracht:

1. Das elektrische Feld, dieser eigenartige Zustand des Raumes, breitet

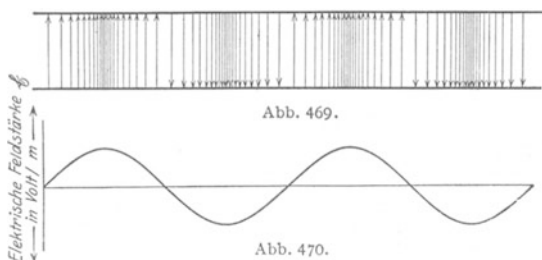


Abb. 469. Momentbild einer fortschreitenden elektrischen Drahtwelle. Die Pfeile geben die Richtung der elektrischen Feldstärke, ihre Dichte den Betrag der Feldstärke in Volt/m.

Abb. 470. Andere Darstellungsart für das Momentbild einer fortschreitenden elektrischen Welle.

et sich zwar mit sehr hoher, aber doch endlicher Geschwindigkeit aus.

2. Diese Geschwindigkeit ist gleich der Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8$ m/sek.

Hier stoßen wir also zum zweiten Male auf den Zusammenhang von Elektrizität und Licht, zweier nach dem Sinneseindruck so verschiedenartiger Erscheinungen (§ 65).

In der Mechanik kann man die Geschwindigkeit u der Wellen in einem Stoffe aus zwei zuvor gemessenen Größen berechnen, nämlich seiner Dehnungsgröße α und seiner Dichte ρ . Es gilt (vgl. Mechanikband § 104)

$$u = (\alpha \rho)^{-\frac{1}{2}}. \quad (209)$$

In analoger Weise kann man die Geschwindigkeit u der elektrischen Wellen aus zwei gemessenen Größen berechnen, nämlich der Influenzkonstante ϵ_0 und der Induktionskonstante μ_0 . Man findet mit Hilfe der MAXWELLSchen Gleichungen

$$u = (\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}} \quad (101)$$

und nach Einsetzen der gemessenen Zahlenwerte $u = 2,998 \cdot 10^8$ m/sek $= c$. Diesen Zusammenhang von c mit ϵ_0 und μ_0 hatte W. WEBER schon auf anderem Wege entdeckt (S. 89).

Die fundamentale Beziehung (101) ergibt sich unmittelbar aus der Verknüpfung der elektrischen und magnetischen Felder, also dem Inhalt der MAXWELLSchen Gleichungen. Ein mit der Geschwindigkeit u vorrückendes elektrisches Feld erzeugt senkrecht zur Richtung von u und \mathfrak{E} ein Magnetfeld

$$\mathfrak{H} = \epsilon_0 \mathfrak{E} u. \quad (87b) \text{ v. S. 82}$$

Ein mit der Geschwindigkeit u vorrückendes magnetisches Feld erzeugt senkrecht zur Richtung von u und \mathfrak{H} ein elektrisches Feld

$$\mathfrak{E} = \mu_0 \mathfrak{H} u. \quad (93\text{ b}) \text{ v. S. } 86$$

Die Zusammenfassung von (87 b) und (93 b) liefert für die beiden Feldern gemeinsame Geschwindigkeit

$$u = (\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}. \quad (101)$$

Ferner ergibt Einsetzen von (101) in (93 b) das „Wellenwiderstand“ genannte Verhältnis

$$\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

oder mit den Zahlenwerten von μ_0 und ϵ_0

$$\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}} = 377 \frac{\text{Volt/m}}{\text{Amp/m}}. \quad (209\text{ a})$$

Dies Verhältnis hat also die gleiche Dimension wie ein Widerstand, daher der Name.

§ 152. Direkte Messung der Geschwindigkeit fortschreitender Drahtwellen. Der Nachweis elektrischer Felder in Form stehender Wellen zwischen parallelen Drähten ist ein wichtiges experimentelles Faktum. Aber diese stehenden Wellen waren nicht Selbstzweck. Sie sollten auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen führen. — Warum, wird man fragen, mißt man denn nicht die Geschwindigkeit elektrischer Drahtwellen direkt? Warum macht man den Umweg über die stehenden Wellen? Warum mißt man nicht wie beim Licht einfach die Laufzeiten für bekannte Laufwege? — Die Antwort ist leicht zu geben. Solche direkten Messungen sind von technischer Seite mehrfach ausgeführt worden, doch geht der erforderliche Aufwand über die normalen Mittel physikalischer Institute hinaus. Man braucht eine ringförmig geschlossene Telegraphendoppelleitung von etwa 1000 km Länge. Alles übrige ist unschwer zu machen. Abgangs- und Ankunftszeiten der einzelnen Wellen werden photographisch mit Meßinstrumenten hinreichend kleiner Trägheit registriert und dann ausgemessen.

Messungen dieser Art haben das frühere Ergebnis bestätigt und die Lichtgeschwindigkeit ergeben. Aber doch mit einer wichtigen Einschränkung. Die Lichtgeschwindigkeit ergibt sich nur als ein oberer Grenzwert für hohe Wechselstromfrequenzen und Doppelleitungen von kleinem Widerstand.

Man überlege sich die Ausführung der direkten Geschwindigkeitsmessung mit unseren früheren Vorstellungen. Im Grunde schaltet man doch nur eine Batterie der Spannung P an das eine Ende einer langen Doppelleitung (Abb. 471).

Als solche nehmen wir z. B. zwei Bindfäden von einigen Metern Länge. Dann wird das elektrische Feld am rechten Ende erst nach mehreren Sekunden eine erkennbare Größe erhalten. Wie ist das zu deuten? — Die Doppelleitung bildet einen Kondensator, und außerdem haben ihre beiden Drähte Widerstände. Man kann daher die Doppelleitung durch das Schema der Abb. 472 ersetzen. Die Stromquelle muß zunächst den ersten Kondensator aufladen. Des Widerstandes halber erfordert das eine endliche Zeit. Erst allmählich entsteht zwischen den Platten des ersten Kondensators eine merkliche Spannung, diese beginnt mit der Aufladung des zweiten Kondensators u. s. f. So kann erst nach geraumer Zeit das Voltmeter am rechten Ende eine meßbare Spannung anzeigen.

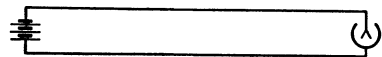


Abb. 471.

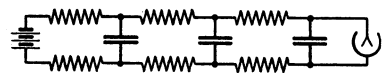


Abb. 472.

Abb. 471 u. 472. Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines elektrischen Feldes zwischen zwei schlecht leitenden Drähten.

Nun haben zwar Metalldrähte einen außerordentlich viel kleineren Ohmschen Widerstand als die Bindfäden. Dafür hat aber die Selbstinduktion langer metallischer Doppelleitungen recht erhebliche Größe (vgl. S. 126). Infolgedessen muß im Endergebnis das gleiche gelten wie bei der Bindfadendoppelleitung. Dem entsprechen die direkten Geschwindigkeitsmessungen an Telegraphendoppelleitungen vollständig. Für Wechselströme der Fernsprechtechnik, also Frequenzen von einigen hundert pro Sekunde, bekommt man oft nur Geschwindigkeiten von etwa $2 \cdot 10^8$ m/sek.

Auf der anderen Seite tritt bei hohen Frequenzen die spezielle Beschaffenheit der Doppelleitung vollständig in den Hintergrund. Die Versuche mit stehenden Drahtwellen liefern unzweifelhaft die Lichtgeschwindigkeit als Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes. Das hat folgenden Grund. Bei hohen Frequenzen tritt der Einfluß des Leitungsstromes völlig zurück gegen den des Verschiebungsstromes. Am Anfang der Doppelleitung ist bei hohen Frequenzen außer dem elektrischen Feld ein starker Verschiebungsstrom vorhanden. Das Magnetfeld dieses Verschiebungsstromes induziert elektrische Feldlinien zwischen den nächstfolgenden Drahtstücken usw.

Der wesentliche Vorgang spielt sich also überhaupt nicht in, sondern zwischen den Drähten ab, also in Luft, oder strenger, im Vakuum. Daher kommt es bei hohen Frequenzen nicht mehr auf die Beschaffenheit der Drahtleitungen an.

§ 153. Der Verschiebungsstrom des Dipols. Die Ausstrahlung freier elektrischer Wellen. Nach dem vorigen Paragraphen verbleibt der Drahtdoppelleitung bei hohen Frequenzen nur eine ganz nebensächliche Aufgabe. Sie hält das elektrische Feld zusammen, sie läßt die Induktionswirkung der Verschiebungsströme nur in einer Richtung wirksam werden. So verhindert sie die allseitige Ausbreitung der fortschreitenden Wellen. Sie hält uns die elektrischen Wellen ebenso zusammen wie eine Rohrleitung die Schallwellen in der Akustik. Bei dieser untergeordneten Rolle kann die Drahtleitung ganz in Wegfall kommen. Das behindert den wesentlichen Vorgang, die Induktionswirkung des Verschiebungsstromes, in keiner Weise. So gelangt man zu frei im Raume fortschreitenden elektrischen Wellen. Damit kommen wir zu unserer letzten und besonders interessanten Frage: der Ausstrahlung freier elektrischer Wellen.

Den experimentellen Ausgangspunkt bildet wieder der Dipol. Wir erinnern kurz an die Verteilung des Leitungsstromes im Dipol. Sie zeigt in der Mitte den Strombauch (Abb. 461 und 462).

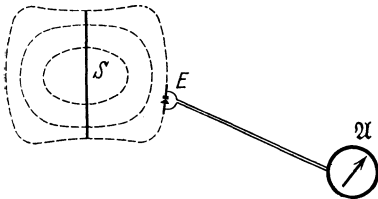


Abb. 473. Der Verschiebungsstrom eines Dipols, Momentbild der Verteilung des elektrischen Feldes.

Zu dieser Verteilung des Leitungsstromes gehört eine bestimmte Verteilung des Verschiebungsstromes. Elektrische Feldlinien müssen irgendwie in weitem Bogen entsprechende Punkte der beiden Dipolhälften miteinander verbinden. Die Abbildung 473 gibt eine rohe Skizze. Sie gilt für den Fall maximaler Aufladung beider Dipolhälften.

Dieser Verschiebungsstrom des Dipols S soll jetzt auf seine räumliche Verteilung hin untersucht werden. Das geschieht mit dem uns schon geläufigen Verfahren. Man bringt an die Beobachtungsstelle ein kurzes Drahtstück E . Es heiße wieder der „Empfänger“. Es verwandelt den Verschiebungsstrom an dieser Stelle durch Influenz in einen Leitungsstrom. Dieser Leitungsstrom ist ein Wechselstrom von der Frequenz des Dipols. Ein kleiner eingeschalt-

teter Gleichrichter (Detektor oder Thermokreuz) verwandelt ihn in einen Gleichstrom. Dieser läßt sich bequem mit einem Drehspulgalvanometer \mathcal{A} messen.

Der Dipol S in Abb. 473 habe wieder etwa 1,5 m Länge und werde zu erzwungenen ungedämpften Schwingungen erregt. Dann braucht der Empfänger nur Fingerlänge zu haben. Er läßt mühelos den Verschiebungsstrom noch in vielen Metern Abstand vom Dipol nachweisen. Die elektrischen Feldlinien erstrecken sich vom Dipol aus weit in den Raum heraus.

Eine weitergehende Untersuchung der räumlichen Verteilung hat nur im Freien oder in einer großen Halle Sinn. Wände, Fußboden, Beobachter, Hilfsapparate usw. müssen vom Dipol um ein Vielfaches seiner Länge entfernt sein. Sonst verzerren sie die weit ausladenden elektrischen Feldlinien. Ein Hörsaal ist für einen Dipol von 1,5 m Länge zu klein.

Zur Vermeidung dieser Schwierigkeit nimmt man einen viel kleineren Dipol, z. B. von 10 cm Länge. Solch kleiner Dipol läßt sich zwar zu ungedämpften Schwingungen anregen, aber nicht in übersichtlicher Weise. Daher begnügt man sich mit gedämpften Schwingungen und benutzt als Schaltwerk eine Funkenstrecke (vgl. S. 139). Die Abb. 474 zeigt eine bequeme Ausführung. Der Dipol besteht aus zwei gleichen, dicken Messingstäben. Ihre ebenen Endflächen sind mit Magnesiumblech überzogen. Sie sind einander auf etwa 0,1 mm Abstand genähert und bilden die Funkenstrecke. Eine lange, dünne weiche Doppelleitung (Hausklingellitze!) stellt die Verbindung mit einer Wechselstromquelle her (etwa 5000 Volt, kleiner Transformator, etwa 50 Perioden). Bei a und b sind zwei kleine Drosselspulen (S. 134) eingeschaltet. Sie verhindern den Eintritt des hochfrequenten Dipolwechselstromes in die Doppelleitung. Die Funkenstrecke macht kaum Geräusch. Man hört nur ein leises Summen. Der Dipol wird von einer halbmeterlangen Holzsäule gehalten. Er heiße fortan kurz „der Sender“. Man kann den Sender während des Betriebes beliebig herumdrehen, kippen und tragen.

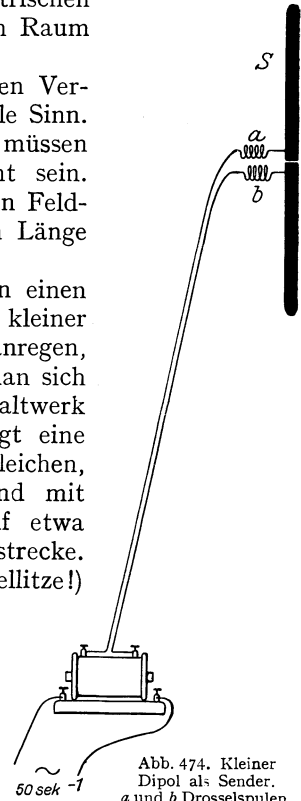


Abb. 474. Kleiner Dipol als Sender. a und b Drosselspulen.

Die Anordnung zum Nachweis des Verschiebungsstromes bleibt die gleiche wie in Abb. 467. Der Empfänger E hat also diesmal ungefähr die gleiche Länge wie der Sender. Dieser Empfänger ist also für die nächste Nachbarschaft des Senders ein bißchen zu groß. Er verwischt die feineren Einzelheiten der Feldverteilung. Dieser Nachteil des relativ langen Empfängers wird aber durch seine große Empfindlichkeit aufgewogen.

Der Empfänger bildet ebenfalls einen Dipol. Er reagiert auf das Wechselfeld des Senders mit erzwungenen Schwingungen. Ungefähre Gleichheit beider Dipollängen bedeutet Abstimmung oder Resonanz.

Der Empfänger (Abb. 475) ist an einer feinen dünnen Doppelleitung nicht minder leicht beweglich als der Sender. Man kann daher das ganze Verschiebungsstromgebiet des Senders auf das bequemste absuchen.

Wir suchen zunächst in der Nähe des Senders nach radialen Komponenten des elektrischen Feldes bzw. Verschiebungsstromes. D. h. wir orientieren Sender und Empfänger nach Art der Abb. 476. Diese Beobachtungen führen

wir unter verschiedenen Azimuten φ aus. Wir finden in der Nähe des Senders unter allen Azimuten φ radialgerichtete Verschiebungsströme. Aber ihre Stromstärke nimmt rasch mit wachsendem Abstände r ab. Schon bei doppelter oder dreifacher Dipollänge werden sie unmerklich.

Weiterhin suchen wir nach Querkomponenten des Verschiebungsstromes in der Nähe des Senders. Wir benutzen die in Abb. 477 dargestellte Orientierung. Diese Querkomponenten wachsen stark mit dem Azimut φ . Doch haben sie auch für $\varphi = 0$, also in Richtung der Dipolachse, noch recht merkbare Werte.

Dann folgt die Untersuchung der Querkomponenten des Verschiebungsstromes in weiterem Abstände r vom Sender, etwa dem sechsfachen der Dipollänge. Jetzt ist in der Richtung der Dipolachse, also für $\varphi = 0$, keine Querkomponente des Feldes mehr feststellbar. Ein Verschiebungsstrom zeigt sich erst bei wachsenden Winkeln φ . Bei $\varphi = 90^\circ$ erreicht der Verschiebungsstrom seinen höchsten Wert. Er steht quer oder „transversal“ auf der zum Dipol führenden Verbindungslinie r .

Bisher lagen Sender und Empfänger stets in einer Ebene, und zwar in der Zeichenebene der Abb. 475–477. Jetzt drehen wir entweder den Sender oder den Empfänger langsam aus der Zeichenebene heraus: der Verschiebungsstrom nimmt ab. Er verschwindet, sobald die Längsrichtungen von Sender und Empfänger zueinander senkrecht stehen. Die elektrische Feldstärke \mathcal{E} ist ein Vektor. Er liegt nach den eben gemachten Versuchen mit der Längsachse des Senders in einer Ebene.

Abb. 475. Kleiner Dipol als Empfänger. D Detektor.

In weiterem Abstände zeigt also das elektrische Feld nach unseren Beobachtungen ein recht einfaches Bild. Es läßt sich nach Art der Abb. 478 graphisch darstellen. Die Richtung der Pfeile gibt die Richtung der elektrischen Feldstärke \mathcal{E} für etliche Beobachtungspunkte im gleichen Abstände r . Die Zahl der parallelgestellten Pfeile bedeutet den Betrag der Feldstärke in Volt/m. Das Ganze ist, bildlich gesprochen, ein kleiner Ausschnitt aus einer Momentphotographie des Senderfeldes.

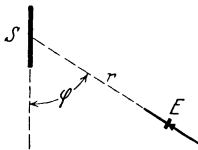


Abb. 476. Ausmessung des Dipolfeldes, radiale Komponenten des elektrischen Feldes in der Nähe des Senderdipols S.

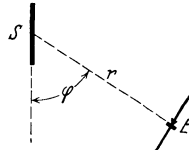


Abb. 477. Querkomponenten des Dipolfeldes.

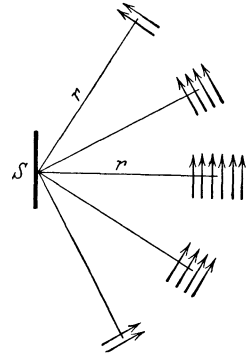


Abb. 478. Verteilung der Querkomponenten des Dipolfeldes in verschiedenen Richtungen.

Wie aber sieht die vollständige „Momentphotographie“ aus? Die notwendige Ergänzung ist unschwer auszuführen. Zunächst stehen zwei Tatsachen fest:

1. Das in der Abb. 478 gezeichnete Feld rührt vom Sender her. Es hat im leeren Raume¹⁾ den Weg r zu durchlaufen.

¹⁾ Die Anwesenheit der Luftmoleküle ist ja für die elektrischen Vorgänge im Raume ganz unwesentlich. Das soll noch einmal betont werden.

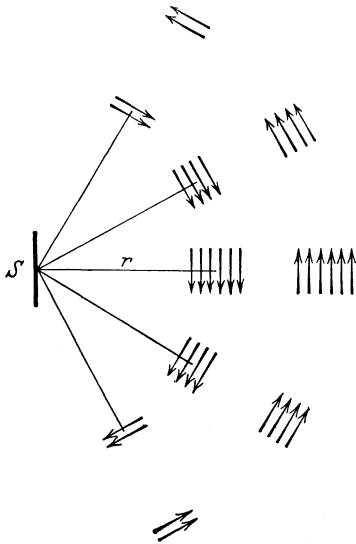


Abb. 479. Zeitlicher und räumlicher Wechsel des elektrischen Dipolfeldes.

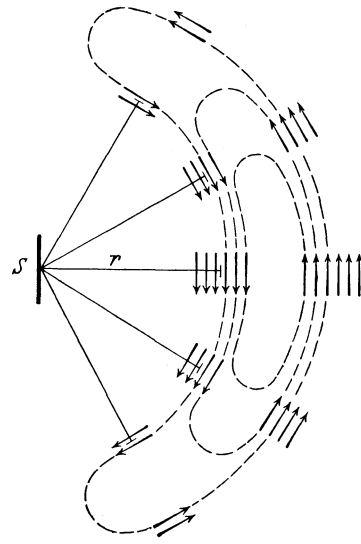


Abb. 480. Ergänzung der elektrischen Feldlinien zu geschlossenen Feldlinien.

2. Das Feld ändert sich periodisch mit der Frequenz des Senders. Das Momentbild der Abb. 478 muß kurz darauf einem gleichen Bilde mit umgekehrten Pfeilen, also umgekehrter Feldrichtung, Platz machen, und so fort in ständigem Wechsel.

Diese beiden Tatsachen lassen das Momentbild der Abb. 478 erst einmal im Sinne der Abb. 479 ergänzen.

Jetzt kommt eine dritte Grundtatsache hinzu: Elektrische Feldlinien können nicht irgendwo im leeren Raume anfangen und enden. Im leeren Raume kann es nur geschlossene elektrische Feldlinien geben. Wir müssen die Feldlinien zu geschlossenen Feldlinien ergänzen. Das geschieht in Abb. 480. So gelangt man schließlich zu der vollständigen „Momentphotographie“ in Abb. 481. Sie zeigt das elektrische Feld des Senderdipols unter Ausschluß der nächsten Umgebung des Senders. Es ist das von HEINRICH HERTZ entdeckte Strahlungsfeld des Dipols. Es zeigt im Momentbild die Ausstrahlung eines elektrischen Feldes in der Form einer frei im Raume fortschreitenden Welle. Der Betrag der Feldstärke in Volt/m wird durch die jeweilige Dichte der Feldlinien markiert. Man greife zum Vergleich noch einmal auf das Momentbild einer fortschreitenden elektrischen Drahtwelle in Abb. 469 zurück.

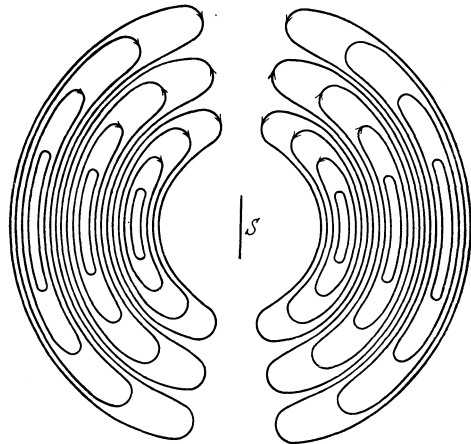


Abb. 481. Momentbild der Verteilung des elektrischen Feldes um einen Dipol. HERTZ'SCHES STRahlungsfeld eines Dipols. Bei räumlich-rotationssymmetrischer Ergänzung bringt die Abbildung gut zum Ausdruck, daß die Feldstärke mit $1/r$ abnimmt. Man denke sich etwa die Äquatorebene gezeichnet und in konzentrische Ringe der Breite $\lambda/2$ unterteilt. Dann nimmt die Flächendichte der Feldlinien in diesen Ringen wie $1/r$ ab. (r = Ringradius.)

Der Nachweis irgendwelcher fortschreitender Wellen läßt sich in der Physik stets durch die Beobachtung stehender Wellen erbringen. Das wurde früher bei den elektrischen Drahtwellen ausführlich dargelegt, und zwar zunächst an Hand eines mechanischen Beispiels. Ebenso wollen wir hier beim experimentellen Nachweis der frei im Raume fortschreitenden elektrischen Wellen verfahren. Das mechanische Beispiel soll der Akustik entnommen werden. Es ist in Abb. 482 dargestellt.

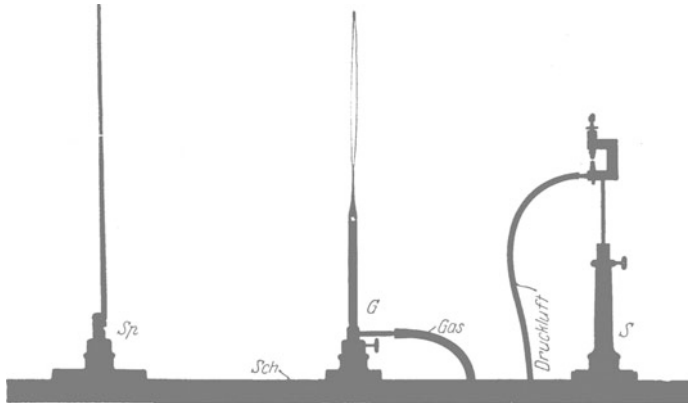


Abb. 482. Messung der Wellenlänge kurzer akustischer Wellen.

Am „Spiegel“ Sp , d. h. irgendeiner Blechplatte. Die reflektierte Welle läuft der ursprünglichen entgegen. Infolgedessen entsteht zwischen Spiegel und Sender ein System stehender Wellen mit Bäuchen und Knoten. Man bewegt den Empfänger, also die Flamme, in Richtung des Doppelpfeiles durch diese stehenden Wellen hindurch; eine Schiene Sch gewährleistet eine sichere Führung. Die Knotenstellen werden durch ruhiges Brennen der Flamme, die Bäuche durch unruhiges Flackern angezeigt. Der Abstand je zweier benachbarter Knoten bzw. benachbarter Bäuche gibt die halbe Wellenlänge,

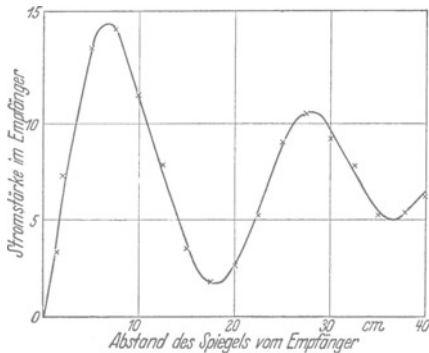


Abb. 483. Messung der Wellenlänge des in Abb. 474 abgebildeten Dipols.

Abb. 483 dargestellt. Die Knoten der stehenden elektrischen Wellen markieren sich deutlich als Minima des Verschiebungsstromes. Der Knotenabstand ergibt sich zu 0,18 m. Die Wellenlänge der stehenden und somit auch der ursprünglichen fortschreitenden elektrischen Welle beträgt in diesem Beispiel etwa 0,36 m. Die Frequenz n des Dipols beträgt

$$\frac{3 \cdot 10^8}{0,36} = \text{rund } 8 \cdot 10^8 \text{ sek}^{-1}.$$

Es zeigt als Sender S eine kleine Pfeife von hohem Ton. Als Empfänger dient eine empfindliche Gasflamme G . Ungestört brennt sie als langer glatter Faden. Unter der Einwirkung von Schallwellen nimmt sie eine breite, flackernde Gestalt an.

Die fortschreitenden Schallwellen laufen über die Flamme hinweg zum „Spiegel“

werden sie reflektiert. Die reflektierte Welle läuft der ursprünglichen entgegen. Infolgedessen entsteht zwischen Spiegel und Sender ein System stehender Wellen mit Bäuchen und Knoten. Man bewegt den Empfänger, also die Flamme, in Richtung des Doppelpfeiles durch diese stehenden Wellen hindurch; eine Schiene Sch gewährleistet eine sichere Führung. Die Knotenstellen werden durch ruhiges Brennen der Flamme, die Bäuche durch unruhiges Flackern angezeigt. Der Abstand je zweier benachbarter Knoten bzw. benachbarter Bäuche gibt die halbe Wellenlänge, in unserem Beispiel etliche Zentimeter. Die Gleichung $n = u/\lambda$ läßt die Frequenz der Pfeife berechnen (Schallgeschwindigkeit $u = 340 \text{ m/sek}$).

Dann der entsprechende Versuch mit elektrischen Wellen. Die Pfeife wird durch den kleinen Dipol sender ersetzt, die Flamme durch den kleinen Empfänger. Spiegel und Schlittenführung bleiben die gleichen (Abb. 482). Der Empfänger wird schrittweise vom Spiegel auf den Sender zu bewegt. Gleichzeitig beobachtet man an dem Strommesser Relativwerte für den Verschiebungsstrom. Das Ergebnis einer derartigen Messung ist in

Der Versuch zeigt einen kleinen Schönheitsfehler. Die stehenden Wellen sind nur in der Nähe des Spiegels gut ausgebildet. Weiterhin werden die Minima des Verschiebungsstromes flacher und flacher. Der Grund ist die starke Dämpfung der Senderschwingungen. Der von einem Funken ausgelöste einzelne Wellenzug ist nur kurz, er gleicht etwa der in Abb. 288 dargestellten Kurve. In größerem Abstand vom Spiegel überlagern sich die hohen reflektierten Amplituden vom Anfang des einzelnen Wellenzuges mit den noch auf dem Hinweg befindlichen kleinen Amplituden am Schluß des gleichen Wellenzuges. Das gibt nur noch schlecht ausgeprägte Minima.

In entsprechender Weise lassen sich stehende Wellen auch für größere Senderdipole nachweisen. Sehr geeignet ist der früher benutzte, etwa $1\frac{1}{2}$ m lange Dipol mit ungedämpften Schwingungen. Als Spiegel genügen einige Quadratmeter Blech an der Zimmerwand. Der kleine fingerlange Empfänger

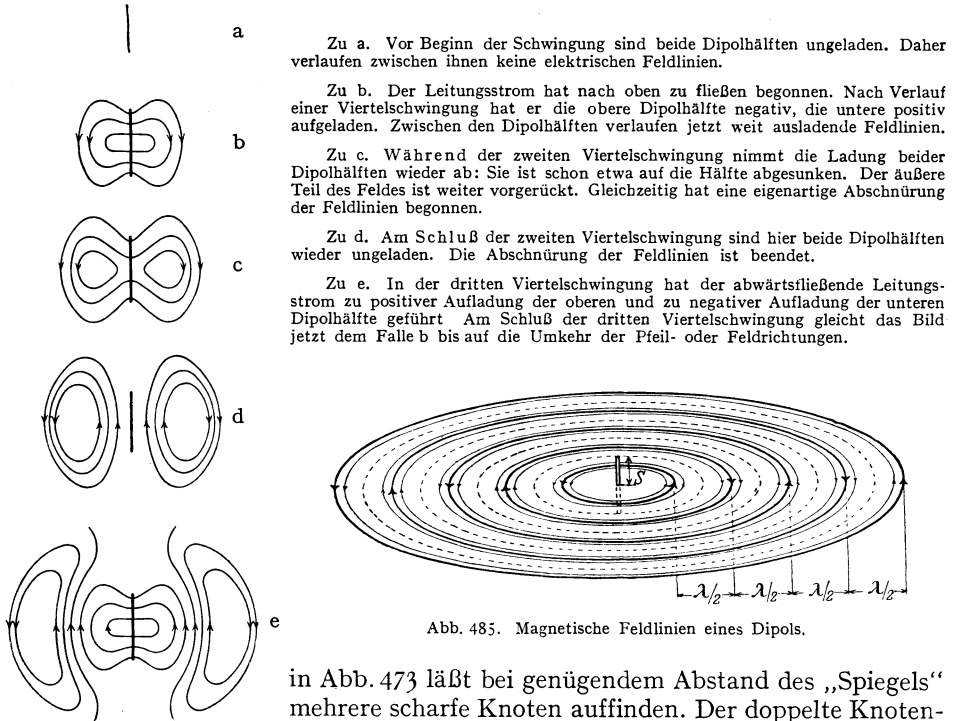


Abb. 484 a—e. Fünf Momentbilder des elektrischen Feldes in der Nähe eines Dipols.

Abb. 485. Magnetische Feldlinien eines Dipols.

in Abb. 473 läßt bei genügendem Abstand des „Spiegels“ mehrere scharfe Knoten auffinden. Der doppelte Knotenabstand ergibt die Wellenlänge λ zu rund 3 m.

Das in Abb. 481 skizzierte Bild der Wellenausstrahlung eines Dipols hält also der experimentellen Nachprüfung in vollem Umfange stand. Ein elektrischer Dipol sendet freie, quer zur Fortpflanzungsrichtung schwingende elektrische Wellen in den Raum hinaus.

Das Felddbild des Dipols (Abb. 481) muß man heutigentags fest im Kopf haben. Es ist genau so unentbehrlich wie das Bild der elektrischen Feldlinien im Plattenkondensator und das Bild der magnetischen Feldlinien in der gestreckten Spule.

Das Feldlinienbild des Dipols bedarf noch zweier Ergänzungen:

In der Abb. 481 fehlt die Zeichnung des Feldes in der nächsten Umgebung des Dipols. Es wechselt dort mit dem jeweiligen Ladungszustand des Dipols. Wir beschränken uns auf eine kurze Beschreibung an Hand der Abb. 484a—e.

Weiter ist noch das Magnetfeld des Dipols zu erwähnen. Auch bei ihm beschränken wir uns auf eine kurze Beschreibung an Hand einer Skizze, und zwar Abb. 485.

Das Magnetfeld des Dipols besteht aus konzentrischen Kreisen. Die magnetischen Feldlinien verlaufen in Ebenen senkrecht zur Dipollängsachse. Dichte und Richtung der

magnetischen Feldlinien wechseln periodisch. Das Magnetfeld schreitet mit dem elektrischen zugleich fort.

Jede Änderung des elektrischen Feldes erzeugt als Verschiebungsstrom magnetische Feldlinien. Alle entstehenden magnetischen Feldlinien erzeugen durch Induktionswirkung neue geschlossene elektrische Feldlinien. Auf dieser innigen Verketzung der elektrischen und der magnetischen Felder beruht das Fortschreiten der gesamten „elektromagnetischen“ Welle. Wir haben das seinerzeit für Drahtwellen kurz erläutert. Der damaligen primitiven Schilderung ist nichts Wesentliches hinzuzufügen.

§ 154. Halbfreie elektrische Wellen. Wellentelegraphie. Wir kennen jetzt zwei Arten elektrischer Wellen: Drahtwellen und freie Wellen. Bei den Drahtwellen sind die Enden der elektrischen Feldlinien beiderseits an einen Leiter, nämlich die Drähte der Doppelleitung, gebunden (Abb. 469). Bei den freien elektrischen Wellen sind die elektrischen Feldlinien nierenförmig geschlossen und ganz frei, ohne jede Bindung an irgendwelche Leiter.

Eine Mittelstellung nehmen die halbfreien Wellen ein. Wir beschreiben kurz ihre Gestalt und die Art ihrer Herstellung.

Bei stehenden Drahtwellen kann man die Doppelleitung in den Bäuchen des Leitungsstromes mit leitenden Querdrähten überbrücken. Das beeinträchtigt die Ausbildung stehender Wellen in keiner Weise. Auch kann man

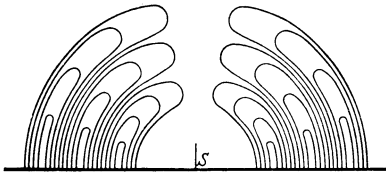


Abb. 486. Halbfreie elektrische Wellen auf einer leitenden Ebene.

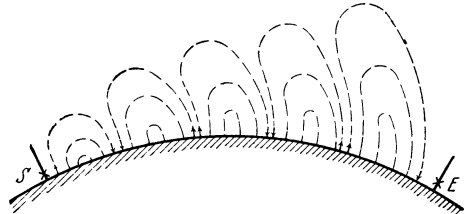


Abb. 487. Zur Wellentelegraphie über gut leitende Teile der Erdoberfläche mit langen Wellen.

ohne Störung die Doppelleitung unmittelbar hinter einer solchen leitenden Querbrücke abschneiden (S. 239).

Bei den stehenden Wellen des Dipols tritt an die Stelle der leitenden Drahtbrücke eine beliebig ausgedehnte leitende Ebene. Im Leitungsstrombauch, d. h. in der Mitte des Dipols angebracht, beeinträchtigt sie die stehende Welle im Dipol in keiner Weise. Desgleichen kann man den Dipol ohne Störung hinter der leitenden Fläche abschneiden, d. h. die eine Dipolhälfte fortlassen. So gelangt man zu der Anordnung der Abb. 486. Man sieht einen halben Dipol S auf einer weit ausgedehnten leitenden Ebene. Der Bauch seines Leitungsstromes liegt am Fußpunkt, an der Ansatzstelle der leitenden Ebene.

Weiterhin ist das Strahlungsfeld dieses halben Dipols eingezeichnet. Seine Entstehung aus dem Strahlungsfeld des ganzen Dipols (Abb. 481) bedarf keiner weiteren Erläuterung. Wir haben das Momentbild der halbfreien Welle vor uns. Die elektrischen Feldlinien sind nur noch im oberen Teile nierenförmig geschlossen. Unten enden sie auf der leitenden Ebene. Wir haben eine einseitige Führung der elektrischen Welle durch die leitende Fläche.

Die halbfreien elektrischen Wellen spielen in der „drahtlosen“ oder Wellentelegraphie eine technisch hochbedeutsame Rolle.

Das Prinzip der Wellentelegraphie ist sehr einfach. Es wird im idealisierenden Grenzfall durch die Abb. 487 erläutert. Der schraffierte Kreisbogen stellt die gekrümmte Erdoberfläche dar. S ist die sog. Sendeantenne. Es ist ein vertikaler Draht, die obere Hälfte eines Dipols. Irgendeine technische Wechselstromquelle (\times) läßt in diesem Draht einen kräftigen Leitungsstrom fließen.

Weiter rechts folgt dann das ausgestrahlte elektrische Feld der halbfreien Wellen. Die Wellen werden durch die leitende Erdoberfläche geführt, sie folgen der Erdkrümmung. E ist die Empfangsantenne, wiederum ein vertikaler Draht, die obere Hälfte unseres vielbenutzten „Empfängers“ (S. 142). Das elektrische Feld der halbfreien Welle bricht im Empfängerdraht zusammen („Influenz“). Der Verschiebungsstrom der fortschreitenden Welle erzeugt im Empfängerdraht einen Leitungsstrom. Dieser Leitungsstrom läßt im Prinzip ein Amperemeter ausschlagen oder betätigt irgendeinen anderen Stromindikator (\times) genügender Empfindlichkeit. Auf diese Weise lassen sich beliebige Signale von der Sende- zur Empfangsstation übertragen.

Die in der Fernmeldetechnik benutzten elektrischen Wellen haben meist Wellenlängen zwischen 0,3 und 15 km. Dementsprechend müssen die Wechselstromquellen des Senders Frequenzen zwischen 10^6 und $2 \cdot 10^4$ pro Sekunde besitzen [Gleichung (208), $n = c/\lambda$].

Die Antennen weichen in der Praxis oft von der einfachen Form des halben Dipols ab. Man ersetzt die oberen Teile der Dipoldrähte durch horizontal ausgespannte Querdrähte oder Schirme (Abb. 53). Auf diese Weise kann man auch Antennen geringerer Vertikalausdehnung auf die Frequenz der benutzten Wechselstromquelle abstimmen. Dadurch lassen sich in der Antenne sehr hohe Ampereszahlen erreichen.

Auf der Empfangsstation werden die Resonanzerscheinungen vielfältig ausgenutzt. Die Indikatoren für die schwachen Leitungsströme in der Empfangsantenne sind zu einer bewundernswerten Vollkommenheit entwickelt. Das Dreielektrodenrohr (Abb. 322) und seine Fortbildungen waren dabei das entscheidende Hilfsmittel. Man kann heute ohne Schwierigkeiten an der Empfangsstation mit normalen Antennen noch Wellen mit einer Feldstärke von nur $3 \cdot 10^{-5}$ Volt/m nachweisen.

Man kann heute elektrische Wellen rund um den Erdball herumschicken. Der Erdumfang von 40 000 km wird in $\frac{40\,000\text{ km}}{300\,000\text{ km/sek}} = 0,13$ Sekunden durchlaufen. Die Geschwindigkeit der fortschreitenden elektrischen Wellen ist der direkten Messung (Laufweg durch Laufzeit) zugänglich geworden.

Die Führung der halbfreien Wellen durch die Erdoberfläche (Abb. 487) ist, wie erwähnt, ein idealisierender Grenzfall. Er setzt eine hohe elektrische Leitfähigkeit der Erdoberfläche voraus. Seewasser gibt, wenigstens für lange elektrische Wellen, eine gute Annäherung. Bei der Überbrückung trockener Landstrecken hingegen ist der Ausbreitungsvorgang der Wellen erheblich verwickelter, insbesondere für kürzere Wellen. Es entstehen auf dem Wege der Wellen alle möglichen Übergänge zwischen halbfreien und freien Wellen. Die elektrischen Feldlinien münden nicht mehr senkrecht, sondern schräg auf den Boden ein usw.

Mit ganz freien Wellen arbeitet neuerdings die sog. „Kurzwellentelegraphie“. Sie benutzt Wellenlängen etwa zwischen 10 und 50 m. Als Sendeantenne dienen Dipole in Oberschwingungen (Abb. 464). Die Führung der Wellen durch den Erdboden fällt ganz fort. Die Wellen erreichen ihr Ziel bei den Antipoden auf dem Umweg einer oft mehrfachen Reflexion an oberen Schichten der Atmosphäre. Die oberen Teile der Atmosphäre sind durch irgendwelche Strahlungen aus dem Weltenraum stark ionisiert und leiten gut. Dadurch können sie als Spiegel wirken, und zwar mit Totalreflexion. Die Höhe der spiegelnden Schichten wird durch die „Wiederkehrzeit des Wellenechos“ bestimmt. Die wichtigste der Schichten liegt etwa 100 km über dem Erdboden. Diese Schichten sind auch für meteorologische Fragen sehr bedeutsam (vgl. Optikband § 112).

Im übrigen vermeiden wir alles Eingehen auf Einzelheiten, insbesondere technischer Natur. Die Leistungen der Technik auf dem Gebiete des Fernmeldewesens, sei es mit oder ohne Leitungsdrähte, sind ganz außerordentliche. Man kann ihnen im Rahmen einer physikalischen Darstellung auch nicht angenähert gerecht werden. Es wird auf die umfangreiche technische Sonderliteratur verwiesen.

§ 155. Die Wesensgleichheit der elektrischen Wellen und der Lichtwellen.

Das gesamte Spektrum elektrischer Wellen. Die elektrischen Wellen haben uns schon in zwei Punkten das gleiche Verhalten gezeigt wie die Lichtwellen. Sie breiten sich im leeren Raum mit der gleichen Geschwindigkeit wie das Licht aus. Ferner werden sie an Metallspiegeln ebenso wie Licht reflektiert. Diese Reflexion ermöglichte die Herstellung freier stehender elektrischer Wellen.

Die Übereinstimmung geht aber noch weiter: Lichtwellen werden von durchsichtigen Substanzen gebrochen. Es gilt für die Ablenkung an der Grenze

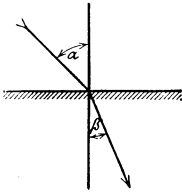


Abb. 488. Das Brechungsgesetz der Optik.



Abb. 489. Linsenwirkung bei elektrischen Wellen.

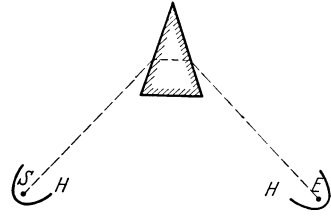


Abb. 490. Spektrometer zur Messung des Brechungsindex elektrischer Wellen.

das bekannte Brechungsgesetz $\sin \alpha / \sin \beta = n$ (Abb. 488). Für elektrische Wellen gibt es ebenfalls „durchsichtige“ Substanzen, nämlich alle Isolatoren. Die elektrischen Wellen werden von diesen durchlässigen Substanzen qualitativ ebenso wie die Lichtwellen gebrochen. Sie werden durch Prismen abgelenkt, durch Linsen demgemäß „gesammelt“ usw. Die Linsenwirkung beispielsweise läßt sich ganz behelfsmäßig zeigen.

In der Abb. 489 ist S wieder der mehrfach benutzte kleine Dipolsender, E der zugehörige Empfänger. Beide stehen mit der Längsachse vertikal. Als Zylinderlinse dient eine große, mit Benzol od. dgl. gefüllte Glasflasche FL. An passender Stelle in den Weg der Wellen gebracht, erhöht sie die Wirkung der Wellen auf den Empfänger beträchtlich.

Für quantitative Bestimmungen des Brechungsindex n dient ein „Spektrometer“ von hinreichend großen Abmessungen. Es ist in der Abb. 490 schematisch skizziert. HH bedeuten zwei parabolische Hohlspiegel. In ihren Brennpunkten befinden sich Sender bzw. Empfänger. Das Prisma besteht aus Paraffin, Schwefel od. dgl. Die Ablenkung ergibt nach bekannten optischen Formeln den Wert von n . Der Brechungsindex n ist schon von HERTZ in seinen klassischen Versuchen für einige Substanzen bestimmt worden. Dabei ergab sich n gleich der Wurzel aus der Dielektrizitätskonstanten ϵ der Prismensubstanz. Diese Beziehung, $n = \sqrt{\epsilon}$, war bereits von MAXWELL auf Grund seiner Gleichungen vorausgesagt worden. Sie spielt in der allgemeinen Dispersionstheorie eine große Rolle.

Die MAXWELLSche Beziehung $n = \sqrt{\epsilon}$ folgt aus Gleichung (101) v. S. 89 u. 242. In einem Stoff der Dielektrizitätskonstante ϵ tritt das Produkt $\epsilon \cdot \epsilon_0$ an die Stelle von ϵ_0 . Die Permeabilität der Stoffe hingegen ist, von den ferromagnetischen abgesehen, praktisch immer = 1. Man kann also für Stoffe ebenso μ_0 schreiben wie für das Volumen. So erhält man

$$\text{Brechzahl } n = \frac{u_{\text{Vakuum}}}{u_{\text{Stoff}}} = \frac{(\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}}{(\epsilon \cdot \epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}} = \sqrt{\epsilon}.$$

Endlich ist noch die Polarisation des Lichtes zu nennen: Man kann Lichtwellen mit einer festen Schwingungsebene herstellen. Das gleiche ist bei den elektrischen Wellen des Dipols der Fall. Auch diese sind streng „linear polarisiert“. Ihr elektrischer Feldvektor liegt stets mit der Längsachse des Dipols in einer Ebene. Das haben wir früher mit unserem leicht beweglichen Empfänger gezeigt.

HERTZ hat für diese Polarisation der Dipolwellen noch einen sehr eindrucksvollen Versuch angegeben, den sog. Gitterversuch. Man stellt Sender und Empfänger einander parallel. Dann bringt man zwischen beide ein Gitter aus Metalldrähten von etwa 1 cm Abstand. Erst werden die Drähte senkrecht zur Dipolachse und Feldrichtung gestellt. Dabei werden die Wellen kaum merklich geschwächt. Dann dreht man das Gitter um 90° . Jetzt erweist es sich als völlig undurchlässig. Die der Feldrichtung parallelen Drähte wirken nebeneinander wie eine undurchlässige Metallwand.

Genau der entsprechende Versuch gelingt in der Optik. Nur muß man lange, unsichtbare, ultrarote Wellen benutzen ($\lambda \approx 100 \mu$). Für die kleinen Wellen des sichtbaren Lichtes ($\lambda \approx 0,5 \mu$) kann man keine Drahtgitter von hinreichender Feinheit herstellen.

Die hier beschriebenen Versuche haben nur einen Anfang gebildet. Eine großartige Entwicklung ist erfolgt. Der klassischen Optik ist die Elektrooptik ebenbürtig an die Seite getreten. Die Verknüpfung der Lichtemission und Absorption mit den elektrischen Elementarprozessen im Atom steht heute im Mittelpunkt der physikalischen Forschung. Sichtbares Licht und die unsichtbaren Lichtsorten, das Röntgenlicht, das Ultraviolett und das Ultrarot, sie alle lassen sich als periodische Folge elektrischer Verschiebungsströme beschreiben. Sie unterscheidet nur der Zahlenwert ihrer Wellenlänge, d. h. der Abstand, in dem sich der Richtungswechsel der elektrischen Feldstärke \mathcal{E} wiederholt.

Auf das Gebiet des sichtbaren Lichtes entfallen die elektrischen Wellen zwischen $0,8$ und $0,4 \mu$ Wellenlänge. Seine elektrische Feldstärke \mathcal{E} beträgt in hellem Sonnenschein einige 100 Volt/m. Unser Auge reagiert noch auf Verschiebungsströme mit elektrischen Feldstärken von nur etwa $3 \cdot 10^{-4}$ Volt/m.

Als Empfindlichkeitsgrenze eines modernen funkentelegraphischen Empfängers nannten wir oben $3 \cdot 10^{-5}$ Volt/m, also eine etwa 10 mal kleinere elektrische Feldstärke als beim Auge. Beim Vergleich dieser Zahlen scheint zunächst das Auge schlecht abzuschneiden. Dies Bild ändert sich aber sofort bei einem Vergleich der Abmessungen des Auges und einer Antenne. Selbst die kleinste im Rundfunk übliche Antenne hat doch eine etwa 100 mal größere lineare Ausdehnung als die Pupille unseres Auges. Unser Auge braucht also als Empfänger für elektrische Wellen den Vergleich mit den vollkommensten Erzeugnissen der heutigen Technik keineswegs zu scheuen.

Dieser kurze Überblick muß genügen. Er zeigt noch einmal die zentrale Bedeutung des elektrischen Feldes für unsere Naturerkenntnis.

§ 156. Eine historische Notiz soll dies Kapitel der elektrischen Wellen beschließen. Die Abb. 491 zeigt uns einen Versuch von ALOYSIUS GALVANI aus dem Jahre 1791. Man sieht links und rechts zwei Drähte. Beide sind in der Mitte unterbrochen. Rechts wird in dieser Unterbrechungsstelle mit einer beliebigen Elektriziermaschine ein Funke erzeugt, links wird die Unterbrechungsstelle mit dem Nerven eines Froschschenkels überbrückt. Bei jedem Funkenschlag zuckt

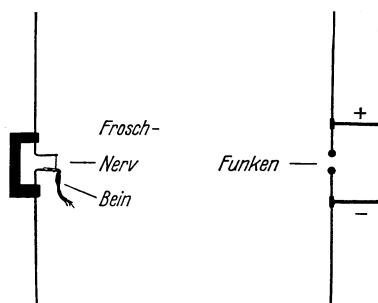


Abb. 491. Ein Versuch von GALVANI. Gegenüber der Originalanordnung sind nur die Drähte gerade gebogen.

der Froschschenkel weithin sichtbar zusammen. Das ist unzweifelhaft der Grundversuch der drahtlosen Telegraphie, die Übertragung mechanischer Zeichen mit Hilfe elektrischer Wellen. Nichts hat gefehlt. GALVANI hat selbst die atmosphärischen Störungen festgestellt. Er hat seine Antenne vom Dach des Hauses zum Brunnen geführt und bei jedem fernen Blitz ein Zucken des Froschschenkels beobachtet. Sicher sind das Bein eines Frosches und ein moderner Radioempfänger äußerlich recht verschieden. Aber hier in der Antenne wirken sie grundsätzlich gleich. Bei einer physikalischen Betrachtungsweise kommt es immer nur auf das Wesen an, nie auf die Äußerlichkeiten der wechselnden Ausführungsform. — An sich hätte die Erfindung der elektrischen Telegraphie mit ihrer drahtlosen Form anfangen können. Aber die geschichtliche Entwicklung ist anders gelaufen. GALVANIS Versuche haben zunächst zu einer für die Physik noch viel bedeutameren Erfindung geführt, nämlich zur Schaffung der chemischen Stromquellen, der Elemente. (A. VOLTA, 1800.) Mit der Erfindung der Elemente beginnt das heroische Zeitalter der elektrischen Forschung: Zunächst klärt sich der Begriff des elektrischen Stromes (Wärmewirkung, Elektrolyse). Dann kommen die ganz großen Ereignisse: Mit Hilfe der Elemente entdeckt H. CH. ØRSTED 1820 die Verknüpfung des Magnetfeldes mit dem elektrischen Strom, entdeckt MICHAEL FARADAY 1832 das Induktionsgesetz und schafft uns GEORG SIMON OHM die Grundlagen unserer heutigen elektrischen Meßtechnik mit ihren Grundgrößen „elektrischer Strom“ und „elektrische Spannung“ (1826/27).

XVI. Das Relativitätsprinzip als Erfahrungstatsache.

§ 157. Gleichwertige und ausgezeichnete Bezugssysteme in der Mechanik und Akustik. Unsere Fahrzeuge bieten mannigfache Gelegenheit, physikalische Beobachtungen in einem bewegten Bezugssystem anzustellen. Am häufigsten handelt es sich dabei um Vorgänge mechanischer Art, vor allem bei der Bewegung unseres Körpers und seiner Gliedmaßen. Bei solchen Beobachtungen lernen wir einen höchst merkwürdigen Sonderfall kennen: Er betrifft das geradlinig mit konstanter Geschwindigkeit bewegte Bezugssystem (Fahrzeug). In diesem verläuft das mechanische Geschehen genau wie auf dem festen Erdboden, von der Bewegung des Bezugssystems (Fahrzeuges) ist nicht das geringste zu spüren. Mit leidlicher Näherung können wir diesen Sonderfall schon auf Eisenbahnfahrten verwirklicht finden. Dann können wir, bei verhüllten Fenstern aus dem Schläfe erwachend, trotz angestrengter Aufmerksamkeit nicht die Fahrtrichtung des Zuges feststellen, nicht vorwärts und rückwärts unterscheiden. Sehr viel eindrucksvoller aber gestaltet sich die gleiche Beobachtung auf einem Schiff mit lautloser Maschine und gerader Fahrt auf glatter See. Hier kann man im Innern eines geschlossenen Raumes auf keine Weise feststellen, ob das Schiff fährt oder stillliegt: Das geradlinig mit konstanter Geschwindigkeit bewegte Bezugssystem ist dem ruhenden vollständig gleichwertig.

Ganz andere Erfahrungen hingegen machen wir auf dem freien Deck des Schiffes. Dort herrscht Wind. Der Wind kann schon bei ruhendem Schiff vorhanden sein oder von der Fahrt des Schiffes herrühren. Der Einfachheit halber soll fortan die Windrichtung mit der Fahrtrichtung des Schiffes zusammenfallen (Achterwind).

Der Wind beeinflußt alle unsere mechanischen Beobachtungen. Wir beschreiben drei Beispiele, jedoch ohne Einzelheiten der experimentellen Ausführung.

1. In Abb. 492 sind zwei Kugeln mit Gelenkstangen an einem Galgen aufgehängt und durch eine Schraubenfeder in einem gewissen Abstand d gehalten. Der Experimentiertisch ist um die vertikale Achse drehbar. Dadurch kann der Winkel φ zwischen der Verbindungslinie d der Kugeln und der Fahrtrichtung des Schiffes geändert werden. Die Beobachtungen ergeben eine erhebliche Abhängigkeit des Kugelabstandes d vom Winkel φ . Der Abstand ist am kleinsten, wenn d zur Fahrtrichtung senkrecht steht, am größten, wenn er mit ihr zusammenfällt. Die Abb. 493 erklärt diese Abstandsänderungen mit den aus dem Mechanikband geläufigen Stromlinienbildern.

2. Wir messen die Schallgeschwindigkeit durch gleichzeitige Beobachtungen von Laufweg und Laufzeit (Knall und Lichtblitz beim Sender, Stoppuhr beim Empfänger, vgl. Mechanikband § 117). Wir finden eine erhebliche Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit c' vom Winkel φ zwischen der Beobachtungsrichtung und der Fahrtrichtung des Schiffes. Das Ergebnis ist in Abb. 494 dar-

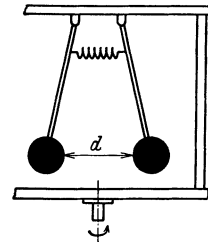


Abb. 492. Zur Winkelabhängigkeit des Abstandes zweier Kugeln auf dem Verdeck eines Schiffes. Der Wind ändert den Abstand beider Kugeln mit aerodynamischen Kräften.

gestellt. Man deutet es durch eine Überlagerung der Schallgeschwindigkeit c in ruhender Luft mit der Relativgeschwindigkeit u zwischen Luft und Schiff (Bezugssystem).

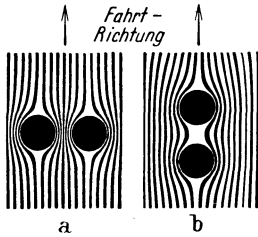


Abb. 493. Zur Deutung des Versuchs in Abb. 492. Im Fall a haben die Stromlinien der Luft zwischen den Kugeln kleineren, im Falle b größeren Abstand voneinander als im ungestörten Strömungsbereich. Infolgedessen ist der Luftdruck zwischen den Kugeln bei a kleiner, bei b größer als in ruhender Luft. Bei a gibt es eine „Anziehung“, bei b eine „Abstoßung“ der Kugeln.

3. Wir lassen einen Schallwellenzug im Abstände l vor der Schallquelle S' durch einen Spiegel reflektieren und zur Schallquelle S' zurückkehren (Abb. 495). Wir messen die Wiederkehrzeit des Schalles für verschiedene Winkel φ zwischen Schallweg und der Längsrichtung des Schiffes. Im ersten Fall sei $\varphi = 0^\circ$. Der Schall laufe also in der Längsrichtung des Schiffes. Der Schall braucht (vgl. Abb. 494) für Hin- und Rückweg zusammen die Zeit

$$t'_1 = \frac{l}{c+u} + \frac{l}{c-u} = \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{u^2}{c^2} + \dots \right). \quad (210)$$

Im zweiten Falle stellen wir die Laufrichtung des Schalles quer zur Fahrtrichtung des Schiffes (Bezugssystem), also $\varphi = 90^\circ$. Der Schall braucht für Hin- und Rückweg zusammen die Zeit

$$t'_2 = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - u^2}} = \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{u^2}{c^2} + \dots \right). \quad (211)$$

Der in der Fahrtrichtung laufende Schallwellenzug kehrt also später zurück als der quer zur Fahrtrichtung laufende. Seine Verspätung beträgt

$$t'_1 - t'_2 = \frac{l}{c} \frac{u^2}{c^2}, \quad (212)$$

d. h. sie ist gleich dem Bruchteil u^2/c^2 der halben Wiederkehrzeit l/c bei ruhendem Schiff.

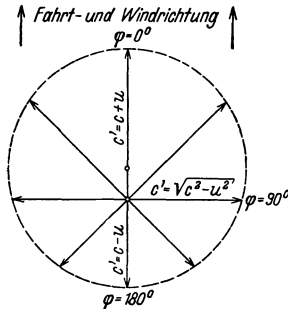


Abb. 494. Auf dem Verdeck eines Schiffes mit Rückenwind gemessen, zeigt die Schallgeschwindigkeit eine hier mit Polarkoordinaten dargestellte Winkelverteilung. c ist die Schallgeschwindigkeit in ruhender Luft ($= 340$ m/sek), u ist die Relativgeschwindigkeit zwischen der Luft und dem Schiff.

Diesen und allen ähnlichen Versuchen an Deck eines fahrenden Schiffes („im bewegten Bezugssystem“) ist ein wesentliches Merkmal gemeinsam: Das Ergebnis der Messungen hängt ab vom Winkel φ zwischen der Beobachtungsrichtung und der Fahrtrichtung des Schiffes. Es ändert sich mit der Orientierung des „drehbaren Experimentiertisches“ und legt eine „Vorzugsrichtung“ fest. Diese Winkelabhängigkeit hat in allen Fällen den gleichen Grund. Sie ist eine Folge des „Windes“, entsteht also durch eine Relativgeschwindigkeit u zwischen Luft und Schiff. Dann wird aber ein einziges Bezugssystem vor allen übrigen ausgezeichnet. Sein Kennzeichen ist $u = 0$, d. h. Luft und Schiff (Bezugssystem) sind relativ zueinander in Ruhe. In diesem ausgezeichneten Bezugssystem fehlt jegliche Winkelabhängigkeit der oben beschriebenen mechanischen und akustischen Beobachtungen. Es gibt keine Vorzugsrichtung mehr. So breitet sich z. B. der Schall nicht asymmetrisch wie in Abb. 494 aus, sondern allseitig kugelsymmetrisch um den Sender herum.

Dies ausgezeichnete, relativ zur Luft ruhende Bezugssystem gibt die gesamten Beobachtungen in ihrer einfachsten Form, frei von der verwickelten Winkelabhängigkeit. Die so in Luft gewonnenen Meßergebnisse lassen sich hinterher

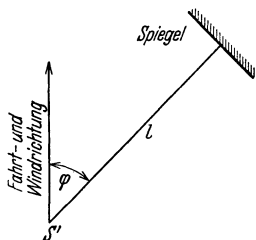


Abb. 495. Messung der Wiederkehrzeit des Schalles an Deck eines fahrenden Schiffes unter verschiedenen Schallrichtungen φ .

Dies ausgezeichnete, relativ zur Luft ruhende Bezugssystem gibt die gesamten Beobachtungen in ihrer einfachsten Form, frei von der verwickelten Winkelabhängigkeit. Die so in Luft gewonnenen Meßergebnisse lassen sich hinterher

unschwer für einen Beobachter in einem bewegten Bezugssystem (also $u \neq 0$) umformen. Dazu hat man nur die Lagekoordinaten x, y, z durch neue x', y', z' zu ersetzen, nicht aber die Zeit t . Wir denken uns der Einfachheit halber die x - und x' -Richtung mit der Richtung der Geschwindigkeit u zusammenfallend. Dann gilt für den Beobachter im bewegten Bezugssystem

$$\left. \begin{aligned} x' &= x \pm ut; \\ y' &= y; \quad z' = z; \quad t' = t. \end{aligned} \right\} \quad (213)$$

Das sind die sog. „GALILEI-Umformungen“. Ihr Kennzeichen ist die Umformung nur der Längen-, nicht aber der Zeitangaben.

Aus Gleichung (213) folgt durch Differentiation nach der Zeit

$$\dot{x}' = \dot{x} \pm u. \quad (214)$$

Oder angewandt auf die Schallgeschwindigkeit c' in der Längsrichtung x des Schiffes in Abb. 494

$$c' = c \pm u. \quad (215)$$

§ 158. Einflußlosigkeit der Erdbahnbewegung auf mechanische Beobachtungen. Gegen unsere Beobachtungen in geschlossenen Räumen auf Fahrzeugen läßt sich ein Einwand erheben: Er betrifft die geringe Größe der Geschwindigkeit selbst unserer schnellsten Fahrzeuge. Anders könnte der Fall bei der Bewegung der Erde in ihrer Bahn liegen. Diese setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: Erstens aus dem Umlauf der Erde um die Sonne und zweitens aus der Bewegung des Sonnensystems gegenüber dem Fixsternsystem. Vom Fixsternsystem aus gesehen kann man die Bahn der Erde in jedem Augenblick als geradlinig auffassen. Doch wechselt Größe und Richtung der Geschwindigkeit mit der Jahreszeit. Nach astronomischen Beobachtungen kann die Geschwindigkeit Werte bis zu mindestens $3 \cdot 10^4$ m/sek erreichen. Aber auch diese große Geschwindigkeit macht sich in keiner unserer mechanischen Beobachtungen bemerkbar. Man findet zu keiner Jahreszeit eine „Vorzugsrichtung“, also nie eine Abhängigkeit der Meßergebnisse von der „Orientierung des drehbaren Experimentiertisches“. Die Erdbahnbewegung¹⁾ im Fixsternsystem entzieht sich trotz ihrer beträchtlichen Geschwindigkeit jeder Beobachtung mit mechanischen Hilfsmitteln.

§ 159. Elektrische Erscheinungen in bewegten Bezugssystemen. Die eben in der Mechanik gefundene experimentelle Tatsache kann kaum überraschen. Es fehlt doch bei Beobachtungen in geschlossenen Fahrzeugen oder auch bei der Erde als Fahrzeug jedes Analogon zum „Wind“, diesem wesentlichen Vorgang bei den Beobachtungen an Deck eines fahrenden Schiffes.

Günstiger scheinen die Aussichten im Gebiet der elektrischen Erscheinungen. Diese spielen sich zwischen den Körpern ab. Die elektrischen und magnetischen Felder befinden sich zwischen den Körpern. Sie haben eine hohe, aber endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit c , ihre Größe stimmt mit der des Lichtes ($3 \cdot 10^8$ m/sek) überein. Ein elektrischer Wellenzug kann einen Körper verlassen und erst nach langer Laufzeit einen zweiten erreichen. Während dieser Laufzeit befindet er sich, ähnlich einem Schallwellenzug, irgendwo zwischen den Körpern. So kann man wohl bei elektrischen Vorgängen in bewegten Bezugssystemen ähnliche Erscheinungen erwarten wie bei mechanischen und akustischen Beobachtungen an Deck eines Schiffes. Was ergeben die Experimente?

¹⁾ Wir sprechen hier nicht von der Achsendrehung der Erde gegenüber dem Fixsternsystem. Diese läßt sich wie jede beschleunigte Bewegung durch Trägheitskräfte nachweisen, z. B. die Corioliskraft beim FOUCAULTSchen Pendelversuch (Mechanikband § 67).

Bei allen Versuchen über Induktionsvorgänge hängt das beobachtete Ergebnis¹⁾ nur von Relativbewegungen ab, diese Tatsache ist uns aus § 56 bekannt. Das gleiche gilt für alle übrigen elektrischen Versuche: Sie alle verlaufen z. B.

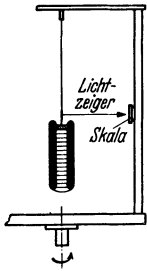


Abb. 496. Versuch von Trouton und Noble, um eine Abhängigkeit der Kondensatorenergie von der Orientierung festzustellen. Schematisch.

in Fahrzeugen mit konstanter Geschwindigkeit auf gerader Bahn genau wie im ruhenden Laboratorium. Doch besagen solche Erfahrungen nicht allzuviel. Die Geschwindigkeit u unserer schnellsten Fahrzeuge ist klein gegenüber der Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes. Somit kommt für entscheidende Versuche auch hier nur die Erde als „Fahrzeug“ in Betracht. Es handelt sich dabei um die Frage: Läßt irgendein elektrischer Versuch auf einem drehbaren Experimentiertisch eine Vorzugsrichtung erkennen? Hängen die Meßergebnisse von der Orientierung der Apparate ab?

Bei der Auswahl geeigneter Versuche kommt es nur auf einen einzigen Punkt an, eine möglichst viele Dezimalen erfassende Meßgenauigkeit. Wir geben drei Beispiele, und zwar wiederum ohne versuchstechnische Einzelheiten.

1. In Abb. 496 hängt ein geladener Plattenkondensator an einem Galgen. Die Energie seines elektrischen Feldes ist

$$E = \frac{1}{2} Q \cdot P \quad \text{Gl. (31) v. S. 43}$$

(E in Wattsekunden, Ladung Q in Amperesekunden, Spannung P in Volt).

Ändert sich dieser Energiebetrag mit der Orientierung der elektrischen Feldlinien gegenüber der Erdbahn? — Bejahendenfalls müßte die Energieänderung ein Drehmoment \mathfrak{M} erzeugen und den Aufhängefaden verdrillen. Es müßte gelten

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = \mathfrak{M} \quad (216)$$

(E in Wattsekunden, φ im Bogenmaß, \mathfrak{M} in Großdynmeter).

Eine Verdrillung des Aufhängefadens oder Drehung des Kondensators gegenüber dem Experimentiertisch kann mit Spiegel und Lichtzeiger gemessen werden. Das Ergebnis dieser Versuche war zu allen Jahreszeiten negativ. Nie ließ sich eine Vorzugsrichtung auffinden. Die Energie des Kondensators, also das Produkt $Q \cdot P$, bleibt mindestens bis in die 10. Dezimale hinein von der Orientierung des Feldes zur Erdbahn unabhängig (FR. T. TROUTON und H. R. NOBLE, R. TOMASCHEK).

2. Man stellt zwei Plattenkondensatoren mit ihren Platten senkrecht zum Experimentiertisch, die Feldlinien beider Kondensatoren senkrecht zueinander. Man vergleicht die Kapazität beider Kondensatoren nach irgendeiner empfindlichen Nullmethode bei verschiedener Orientierung ihrer Feldlinien zur Erdbahn. Auch dieser Versuch ergibt keinen Einfluß der Orientierung. Er läßt zu keiner Jahreszeit eine Vorzugsrichtung erkennen. Man findet die Kapazität eines Kondensators, also das Verhältnis Q/P auf mindestens 9 Dezimalen von der Orientierung der Feldlinien zur Erdbahn unabhängig (W. BÜNGER).

3. Man mißt den Widerstand eines stabförmigen Leiters, also das Verhältnis P/i , für verschiedene Orientierungen seiner Längsrichtung zur Erdbahn. Wieder fehlt eine Vorzugsrichtung. Der Quotient P/i ist bis in die zehnte Dezimale hinein von der Orientierung des Leiters zur Erdbahn unabhängig.

¹⁾ Aber nicht die Deutung! Vgl. § 160.

Somit lehrt uns die Erfahrung: Elektrische Präzisionsmessungen sind selbst bei Einbeziehung der neunten und zehnten Dezimale von der Orientierung der Apparate zur Erdbahn unabhängig. Die Bewegung der Erde gibt sich in elektrischen Messungen durch keinerlei Vorzugsrichtung zu erkennen. Die aus diesen Messungen hergeleiteten MAXWELLSchen Gleichungen gelten für jede Orientierung der Felder zur Erdbahn. Die Proportionalitätsfaktoren dieser Gleichungen, die Influenzkonstante ϵ_0 und die Induktionskonstante μ_0 , sind mindestens bis zur neunten Dezimale von der Orientierung der Felder unabhängig.

Diese Aussage ist einer weiteren Nachprüfung zugänglich. Nach S. 242 ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrischen Felder

$$(\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}} = c. \tag{101}$$

Folglich sollte auch die Messung von c keinerlei Abhängigkeit von der Orientierung des Meßweges zur Erdbahn zeigen.

c , die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen und des Lichtes, kann auf der Erde nur aus Messungen des „Hin- und Rückweges“ und der „Wiederkehrzeit“ bestimmt werden. Ändert sich die Wiederkehrzeit mit der Richtung des Lichtweges? Zur Beantwortung dieser Frage dient eine von J. C. MAXWELL ersonnene Anordnung. Sie vergleicht die Wiederkehrzeit von zwei zueinander senkrecht verlaufenden Wellenzügen I und 2 (Abb. 497). Diese werden durch Aufspaltung eines Wellenzuges an der Glasplatte G hergestellt, dann an den Spiegeln I und II reflektiert und nach ihrer Rückkehr bei J zur Überlagerung gebracht. Die vordersten Enden der beiden rückkehrenden Wellenzüge sind in üblicher Weise dargestellt. Sie veranschaulichen die Ausbildung von Interferenzstreifen im Beobachtungsgebiet J (vgl. Optikband, Abb. 138 u. 179). Jede Verspätung des einen Wellenzuges gegenüber dem anderen muß sich in einer Verschiebung der Interferenzstreifen äußern. Man hat daher den Apparat mit seinen beiden Lichtwegen auf einen „drehbaren Experimentiertisch“ gesetzt und dann bei verschiedenen Orientierungen beobachtet. Zu keiner Jahreszeit gab ein Wechsel der Orientierung eine Änderung der Wiederkehrzeit auch nur um den 10^{-10} ten Teil ihres Betrages. Also ist die Wiederkehrzeit des Lichtes bis auf mindestens zehn Dezimalen von der Orientierung des Lichtweges zur Erdbahn unabhängig (ALBERT A. MICHELSON, GEORG JOOS).

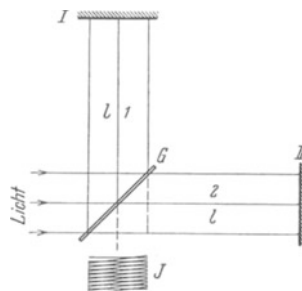


Abb. 497. Vergleich der Wiederkehrzeit des Lichtes in zwei zueinander senkrechten Richtungen. (Lichtweg $2l = 60$ m, also Wiederkehrzeit $2l/c = 2 \cdot 10^{-7}$ sek. Lichtwellenlänge $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ m.)

Unser Ausgangspunkt war eine mögliche Analogie der elektrischen mit den akustischen Wellen. Für letztere hatten wir oben die Gleichung (212) hergeleitet. Bei der Erdbahnbewegung können wir das Verhältnis $\frac{u^2}{c^2} = \left(\frac{3 \cdot 10^4}{3 \cdot 10^8}\right)^2 = 10^{-8}$ setzen. Nach dieser Analogie hätten wir schon eine Änderung der Wiederkehrzeit in der achten Dezimale erwarten müssen. Die optischen Messungen der Wellenausbreitung bestätigen also das Ergebnis der elektrischen Präzisionsmessungen: Die Erdbahnbewegung macht sich in physikalischen Beobachtungen auf der Erde durch keinerlei Vorzugsrichtung bemerkbar.

In der Akustik fanden wir ein vor allen übrigen ausgezeichnetes Bezugssystem. Es war durch den Fortfall jeder Vorzugsrichtung gekennzeichnet. Im

Gebiet der elektrischen und optischen Erscheinungen gibt es überhaupt keine solche Vorzugsrichtung. Damit entfällt auch die Auszeichnung eines einzelnen Bezugssystemes vor allen übrigen. Oder anders ausgedrückt: Für elektrische und optische Vorgänge sind alle nicht beschleunigten Bezugssysteme gleichwertig. Diese „Relativität“ ist eine durch Präzisionsmessungen aufs beste gesicherte Tatsache.

§ 160. Die LORENTZ-Umformungen. In der Elektrizitätslehre, also dem Gültigkeitsbereich der MAXWELLSchen Gleichungen, sind alle gegeneinander nicht beschleunigten Bezugssysteme gleichwertig. Das war das experimentelle Ergebnis des vorigen Paragraphen. Dies Ergebnis führt auf eine unabweisbare Folgerung:

Wir wollen im Bereich der MAXWELLSchen Gleichungen von einem Bezugssystem $(xyzt)$ auf ein zweites $(x'y'z't')$ übergehen. Dies zweite soll dem ersten gleichgerichtet sein, aber sich gegen das erste mit der konstanten Geschwindigkeit u bewegen. Für diesen Übergang dürfen wir nicht die GALILEI-Umformungen benutzen. Diese verwandeln uns ja einen kugelsymmetrischen Ausbreitungsvorgang in einen exzentrisch unsymmetrischen (Abb. 494) mit einer ausgesprochenen Vorzugsrichtung. Damit geraten wir in Widerspruch zur Erfahrung! Folglich müssen für die MAXWELLSchen Gleichungen andere Umformungen angewandt werden. Sie sind zuerst von H. A. LORENTZ gefunden und später ihm zu Ehren LORENTZ-Umformungen genannt worden. Sie lauten

für den Übergang von x nach x' :

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - ut}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}; \\ y' &= y; \quad z' = z; \\ t' &= \frac{t - \frac{u}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}; \end{aligned} \right\} \quad (217)$$

für den Übergang von x' nach x :

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + ut'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}; \\ y &= y'; \quad z = z'; \\ t &= \frac{t' + \frac{u}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}. \end{aligned} \right\} \quad (218)$$

Die Herleitung der Gleichungen (217) kann auf recht verschiedenen Wegen erfolgen. Alle benutzen den gleichen Ausgangspunkt, nämlich eine Konstanz von ε_0 und μ_0 oder der Lichtgeschwindigkeit $c = (\varepsilon_0\mu_0)^{-\frac{1}{2}}$. Man findet Herleitungen in allen Lehrbüchern der theoretischen Physik.

Kürzer kann man sich durch Einsetzen der „gestrichenen“ Koordinaten in die MAXWELLSchen Gleichungen [(79) v. S. 76 und (88) v. S. 81] von der Brauchbarkeit der LORENTZ-Umformungen (217) überzeugen. Man findet für beide Systeme die gleiche Gestalt der MAXWELLSchen Gleichungen. Dabei bekommt man mit der Kürzung $\alpha = (1 - u^2/c^2)^{-\frac{1}{2}}$ für die wichtigsten Feldgrößen folgende Beziehung zwischen den Angaben der Beobachter in beiden Systemen:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}'_x &= \mathcal{E}_x; \quad \mathfrak{H}'_x = \mathfrak{H}_x; \\ \mathcal{E}'_y &= \alpha(\mathcal{E}_y + \mu_0 u \mathfrak{H}_z); \\ \mathcal{E}'_z &= \alpha(\mathcal{E}_z - \mu_0 u \mathfrak{H}_y); \\ \mathfrak{H}'_y &= \alpha(\mathfrak{H}_y - \varepsilon_0 u \mathcal{E}_z); \\ \mathfrak{H}'_z &= \alpha(\mathfrak{H}_z + \varepsilon_0 u \mathcal{E}_y). \end{aligned} \right\} \quad (219)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_x &= \mathcal{E}'_x; \quad \mathfrak{H}_x = \mathfrak{H}'_x; \\ \mathcal{E}_y &= \alpha(\mathcal{E}'_y - \mu_0 u \mathfrak{H}'_z); \\ \mathcal{E}_z &= \alpha(\mathcal{E}'_z + \mu_0 u \mathfrak{H}'_y); \\ \mathfrak{H}_y &= \alpha(\mathfrak{H}'_y + \varepsilon_0 u \mathcal{E}'_z); \\ \mathfrak{H}_z &= \alpha(\mathfrak{H}'_z - \varepsilon_0 u \mathcal{E}'_y). \end{aligned} \right\} \quad (220)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Energie: } E' &= \alpha E & E &= \alpha E' \\ \text{Ladung: } q' &= q \end{aligned} \right\} \quad (221)$$

\mathfrak{H} in Ampere/m, \mathcal{E} in Volt/m, u und c in m/sek, $\varepsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$ Amperesek/Volt Meter, $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Volt sek/Ampere Meter, E in Wattsekunden, q in Amperesekunden.

Beide Seiten der Gleichungen beschreiben das gleiche physikalische Geschehen, z. B. die Abstandsänderung zwischen einer Feld- und einer Induktionsspule, die eine Seite nach Angaben des im x -System ruhenden Beobachters, die andere nach Angaben des im x' -System ruhenden.

Durch die klassische Deutung der Induktionserscheinungen geht ein fataler Riß. Im Falle der ruhenden Induktionsspule (Kap. VII) heißt es: Ein sich änderndes Magnetfeld erzeugt um sich herum ein elektrisches Feld, und dieses wirkt auf die Elektronen in der ruhenden Induktionsspule mit der Kraft $K = e\mathfrak{E}$. Bei der Induktion in bewegten Leitern (Kap. VIII, S. 72 unten) hingegen heißt es: Ein Magnetfeld übt auf ein mit dem Leiter bewegtes Elektron eine Kraft $K = \mathfrak{B}ev$ aus. Doch kann für den Ursprung dieser Kraft kein elektrisches Feld aufgezeigt werden! Das Ergebnis der Beobachtungen (z. B. ein Spannungsstoß) ist in beiden Fällen das gleiche, trotzdem aber die Deutung verschieden.

Diese unbefriedigende Unsymmetrie verschwindet bei Anwendung der LORENTZ-Umformungen. Der bewegte Leiterteil bildet gegenüber dem ruhenden System, etwa der Feldspule, ein bewegtes Bezugssystem. In diesem tritt nach Gleichung (219), mittlere Zeilen, ein dem ruhenden System fehlendes elektrisches Feld \mathfrak{E} auf. Dies Feld wirkt auf ein Elektron im bewegten Leiter mit der Kraft $K = e\mathfrak{E}$. So gelangt man also durch die LORENTZ-Umformungen bei gleichen Beobachtungsergebnissen auch zwanglos zur gleichen Deutung der Induktionsvorgänge im bewegten und im ruhenden Leiter.

Die LORENTZ-Umformungen enthalten die GALILEI-Umformungen der klassischen Mechanik als Grenzfall für den Bereich kleiner Geschwindigkeiten. Für kleine Werte von u/c gehen die Gleichungen (217) in die Gleichungen (213) über.

Die Lorentz-Umformungen erfassen nicht nur die Längen-, sondern auch die Zeitangaben beim Übergang von einem Bezugssystem zum anderen. Das ist ihr wesentliches Merkmal. Sie setzen sich damit über einen alten Glaubenssatz hinweg: Sie leugnen die Existenz einer für alle Beobachter und Bezugssysteme verbindlichen „Normaluhr“. Sie bestreiten nicht die Brauchbarkeit dieses Dogmas für die praktischen Zwecke des täglichen Lebens. Sie verhindern nur seine unzulässige Ausdehnung auf den neuen Erfahrungsbereich sehr großer, der des Lichtes vergleichbarer Geschwindigkeiten.

In diesem Bereich ist uns schon früher eine höchst rätselhafte Tatsache begegnet, eine Abhängigkeit der Elektronenmasse m von der Geschwindigkeit u . Sie ließ sich damals empirisch durch die Gleichung

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \quad \text{Gl. (206) v. S. 225}$$

darstellen. Jetzt können wir diese Tatsache mit Hilfe der LORENTZ-Umformungen in bekannte Zusammenhänge einordnen. Dabei verlassen wir den ursprünglichen Anwendungsbereich der LORENTZ-Umformungen, das Gebiet der MAXWELLSchen Gleichungen, und übertragen die Umformungen auf die Grundgleichungen der Mechanik. Eine Begründung dieses Überganges und einige ebenso weitgehende wie fruchtbare Folgerungen aus ihm verdankt man A. EINSTEIN.

Selbstverständlich läßt sich dieser Übergang nicht ohne neue Annahmen durchführen, und über deren Berechtigung kann nachträglich allein die Erfahrung

entscheiden. So kann man beispielsweise folgendermaßen zu Gleichung (206) gelangen:

1. Man benutzt zwei Bezugssysteme x und x' . Ihre Geschwindigkeit gegeneinander sei U . In diesen Systemen mißt man für den gleichen Massenpunkt die Geschwindigkeiten u und u' . Dann berechnet man mit zweimaliger Differentiation aus den LORENTZ-Umformungen (217) und (218) die (von U freie) Beziehung

$$\frac{\frac{du}{dt}}{\left(\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}\right)^3} = \frac{\frac{du'}{dt'}}{\left(\sqrt{1-\frac{u'^2}{c^2}}\right)^3}. \quad (222)$$

2. Man macht die entscheidende Annahme: Die Kräfte sollen in beiden Systemen gleich groß gemessen werden, und im Grenzfall kleiner Geschwindigkeiten soll in beiden Systemen die Grundgleichung der Mechanik

$$\text{Kraft} = \text{Masse} \times \text{Beschleunigung}$$

gelten. Demgemäß schreibt man

$$m_0 \frac{du}{dt} = \frac{m_0 du'}{dt'}. \quad (223)$$

$$\left(\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}\right)^3 = \left(\sqrt{1-\frac{u'^2}{c^2}}\right)^3.$$

3. Man integriert in jedem System nach seiner eigenen Zeit und berechnet dadurch für beide Systeme die im folgenden eingeklammerten Impulse

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 u}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} \right) = \frac{d}{dt'} \left(\frac{m_0 u'}{\sqrt{1-\frac{u'^2}{c^2}}} \right) \quad \text{oder} \quad \frac{d}{dt} (m u) = \frac{d}{dt'} (m' u'). \quad (224)$$

Die durch diese Impulse definierten Massen¹⁾ m und m' hängen also in beiden Systemen in gleicher Weise wie in Gleichung (206) von der Geschwindigkeit in diesen Systemen ab.

Schon früher (S. 228) hatten wir aus Gleichung (206) die Gleichung

$$E = m_0 c^2 \quad \text{oder} \quad \frac{E}{c^2} = m_0 \quad (227)$$

hergeleitet. Diese „Äquivalenz“ von Energie und Masse war damals aber nur für die Masse der Elektronen gefunden. Im Rahmen des Relativitätsprinzips erfährt sie eine großartige Verallgemeinerung, eine Ausdehnung auf Massen aller Art.

Die ganze Tragweite dieser Verallgemeinerung kommt erst in der Kernchemie zur vollen Geltung. Dies Kapitel sollte lediglich den innigen Zusammenhang zwischen dem Relativitätsprinzip und dem Erfahrungsinhalt der MAXWELLSCHEN Gleichungen, also dem Kernstück unserer heutigen Elektrizitätslehre, klarstellen. So zeigt sich am sinnfälligsten das Relativitätsprinzip in seiner wahren Natur, nämlich als eine Tatsache der Erfahrung. — Theorien kommen und gehen, Tatsachen bleiben.

¹⁾ Daher nennt man in Gleichung (206) m die „Impulsmasse“ zur Unterscheidung von der „Ruhmasse“ m_0 .

Vergleichende Übersicht

über Maße und Einheiten im elektrischen und magnetischen Felde bei Benutzung der internationalen Grundeinheiten Meter, kg-Masse, Sek., Volt, Ampere und der aus ihnen abgeleiteten Einheiten Großdyn = 0,102 Kilopond und Großdynmeter = Voltamperesekunde (Wattsekunde).

Elektrisches Feld		Magnetisches Feld	
Maß	Einheit	Maß	Einheit
Ladung (Elektrizitätsmenge) Q	Amperesekunde	Kraftfluß (Polstärke, magnetische Menge) Φ	Voltsekunde
Elektrische Spannung $P = \int \mathcal{E} ds$	Volt	Magnetische Spannung $M = \int \mathcal{H} ds$	Ampere
Elektrische Feldstärke \mathcal{E}	$\frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$ Großdyn = Amp. Sek.	Magnetische Feldstärke \mathcal{H}	$\frac{\text{Ampere}}{\text{Meter}}$ Großdyn = Voltsek.
Flächendichte der influenzierten Ladung oder elektrische Verschiebungsdichte $\mathcal{D} = \epsilon_0 \mathcal{E}$	Amperesek/m ²	Flächendichte des induzierten Spannungsstoßes oder Kraftflußdichte $\mathcal{S} = \mu_0 \mathcal{H}$	Voltsek/m ²
Influenzkonstante ϵ_0	$\frac{\text{Amperesekunde}}{\text{Volt-Meter}}$	Induktionskonstante μ_0	$\frac{\text{Voltsekunde}}{\text{Ampere-Meter}}$
Elektrischer Verschiebungsstrom $\epsilon_0 \mathcal{E} F$	Ampere	Magnetischer Verschiebungsstrom $\mu_0 \mathcal{H} F$	Volt
Kapazität C	$\frac{\text{Amperesekunde}}{\text{Volt}}$	Selbstinduktionskoeffizient L	$\frac{\text{Voltsekunde}}{\text{Ampere}}$
Elektrisches Moment \mathcal{M}	Amp.Sek.Meter	Magnetisches Moment G	Voltsekundenmeter
Energie im Volumen V $E_e = \frac{\epsilon_0}{2} \mathcal{E}^2 V$	Volt-Amp.Sek. = Großdynmeter	Energie im Volumen V $E_m = \frac{\mu_0}{2} \mathcal{H}^2 V$	Voltamperesekunde = Großdynmeter
Kraft auf die Ladung Q im Felde \mathcal{E} $K = Q \mathcal{E}$	Großdyn	Kraft auf die Polstärke Φ im Felde \mathcal{H} $K = \Phi \mathcal{H}$	Großdyn
Anziehung zweier Elektroden der Fläche F mit homogenem Felde $K = \frac{\epsilon_0}{2} \mathcal{E}^2 F$	Großdyn	Anziehung zweier Pole der Fläche F mit homogenem Felde $K = \frac{\mu_0}{2} \mathcal{H}^2 F$	Großdyn
Anziehung zweier Ladungen mit kugelsymmetrischem Felde $K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_1 Q_2}{R^2}$	Großdyn	Anziehung zweier Pole mit kugelsymmetrischem Felde $K = \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{\Phi_1 \Phi_2}{R^2}$	Großdyn

Umrechnungstafel.

(Ein * bedeutet elektrostatische Einheiten.)

Der Zahlenwert der Größe	Gemessen in	Ist zu multiplizieren mit	Um seinen Wert für die Formeln dieses Buches zu erhalten in der Einheit
Strom	* $\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-2}$ $\text{cm}^{1/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$	$3,336 \cdot 10^{-10}$ 10,001	Ampere
Spannung	* $\text{cm}^{1/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$ $\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-2}$	$2,997 \cdot 10^2$ $0,9996 \cdot 10^{-8}$	Volt
Ladung	* $\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$ $\text{cm}^{1/2} \text{g}^{1/2}$	$3,336 \cdot 10^{-10}$ 10,001	Amperesekunde
Leistung = Spannung · Strom	$\text{cm}^2 \text{g} \text{sek}^{-3}$	$0,9997 \cdot 10^{-7}$	Volt. Amp. = Watt
Widerstand = $\frac{\text{Spannung}}{\text{Strom}}$	* $\text{cm}^{-1} \text{sek}$ $\text{cm} \text{sek}^{-1}$	$8,984 \cdot 10^{11}$ $0,9995 \cdot 10^{-9}$	$\frac{\text{Volt}}{\text{Ampere}} = \text{Ohm}$
Kapazität = $\frac{\text{Ladung}}{\text{Spannung}}$	* cm $\text{cm}^{-1} \text{sek}^2$	$1,1132 \cdot 10^{-12}$ $1,0005 \cdot 10^9$	$\frac{\text{Amp. Sek.}}{\text{Volt}} = \text{Farad}$
Selbstinduktionskoeffizient = $\frac{\text{Spannungsstoß}}{\text{Strom}}$	cm	$0,9995 \cdot 10^{-9}$	$\frac{\text{Voltsekunde}}{\text{Ampere}} = \text{Henry}$
Elektrische Feldstärke = $\frac{\text{Spannung}}{\text{Länge}} = \frac{\text{Kraft}}{\text{Ladung}}$	* $\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$ $\text{cm}^{1/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-2}$	$2,997 \cdot 10^4$ $0,9996 \cdot 10^{-6}$	$\frac{\text{Volt}}{\text{Meter}} = \frac{\text{Großdyn}}{\text{Amp. Sek.}}$
Influenzierte Ladung = elektrische Fläche = elektrische Verschiebungsdichte	* $\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$ $\text{cm}^{-3/2} \text{g}^{1/2}$	$2,655 \cdot 10^{-7}$ $7,959 \cdot 10^3$	$\frac{\text{Amperesekunde}}{\text{m}^2}$
Elektr. Moment = Ladung · Länge	* $\text{cm}^{5/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$ $\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2}$	$3,336 \cdot 10^{-12}$ 0,10001	Amp. Sek. Meter
Elektrisierung = $\frac{\text{elektr. Moment}}{\text{Volumen}}$	* $\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$	$3,336 \cdot 10^{-6}$	$\frac{\text{Amp. Sek. Meter}}{\text{m}^3}$
Elektrische Polarisierbarkeit = $\frac{\text{elektr. Moment}}{\text{Feldstärke}}$	* cm^3	$1,11 \cdot 10^{-16}$	$\frac{\text{Amp. Sek. Meter}}{\text{Volt/Meter}}$
Elektrische Suszeptibilität = Elektrisierung der Materie Verschiebungsdichte ohne Materie	Zahl	1	Zahl
Magnetische Feldstärke = $\frac{\text{Stromwindungszahl}}{\text{Länge}} = \frac{\text{Kraft}}{\text{Polstärke}}$	$\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$ = Oersted	79,6	$\frac{\text{Amp.}}{\text{Meter}} = \frac{\text{Großdyn}}{\text{Voltsekunde}}$
Induzierter Spannungsstoß Fläche = Kraftflußdichte oder magne- tische Induktion	$\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$ = Gauß	$0,9996 \cdot 10^{-4}$	$\frac{\text{Voltsekunde}}{\text{m}^2}$
Kraftfluß oder magnetische Pol- stärke	$\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$	$1,256 \cdot 10^{-7}$	Voltsekunde
Magnet. Moment = Polstärke · Länge	$\text{cm}^{5/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$ = Gauß · cm^3	$1,256 \cdot 10^{-9}$	Voltsekundenmeter

Der Zahlenwert der Größe	Gemessen in	Ist zu multiplizieren mit	Um seinen Wert für die Formeln dieses Buches zu erhalten in der Einheit
Magnetisierung = $\frac{\text{magnet. Moment}}{\text{Volumen}}$	$\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{sek}^{-1}$	$1,256 \cdot 10^{-3}$	$\frac{\text{Voltsekundenmeter}}{\text{m}^3}$
Magnetische Polarisierbarkeit = $\frac{\text{magnet. Moment}}{\text{Feldstärke}}$	cm^3	$1,58 \cdot 10^{-11}$	$\frac{\text{Voltsekundenmeter}}{\text{Ampere/Meter}}$
Magnetische Suszeptibilität	Zahl	12,56	Zahl
Spezifischer elektrischer Widerstand	$\text{cm}^2 \text{sek}^{-1}$ Ohm · cm	10^{-11} 10^{-2}	Ohm · Meter
Elektrische Leitfähigkeit	$\text{cm}^{-2} \text{sek}$ Ohm ⁻¹ cm ⁻¹	10^{11} 10^2	Ohm ⁻¹ · Meter ⁻¹
Molekulare Leitfähigkeit = $\frac{\text{Leitfähigkeit}}{\text{Mol/Volumen}}$	$\frac{\text{cm sek}}{\text{Grammolekül}}$ Ohm ⁻¹ cm ⁻¹ $\frac{\text{Grammol}}{\text{cm}^3}$	10^8 10^{-1}	$\frac{\text{Ohm}^{-1} \cdot \text{Meter}^{-1}}{\text{Kilomol/m}^3}$
Kraft	cm g sek^{-2} = Dyn	10^{-5}	Großdyn = 0,102 Kilopond
Dichte	$\text{cm}^{-3} \text{g}$	10^3	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
Trägheitsmoment	$\text{cm}^2 \text{g}$	10^{-7}	kg · m ²
Drehimpuls	$\text{cm}^2 \text{g sek}^{-1}$	10^{-7}	Großdynmeter · Sek.
Drehmoment	$\text{cm}^2 \text{g sek}^{-2}$	10^{-7}	Großdyn · Meter
Richtmoment = $\frac{\text{Drehmoment}}{\text{Winkel}}$	$\text{cm}^2 \text{g sek}^{-2}$	10^{-7}	$\frac{\text{Großdyn} \cdot \text{Meter}}{\text{Einheitswinkel}}$
Oberflächenarbeit oder Oberflächenspannung	g sek^{-2}	10^{-3}	$\frac{\text{Wattsek}}{\text{m}^2} = \frac{\text{Großdyn}}{\text{Meter}}$
Zähigkeitskonstante	$\text{cm}^{-1} \text{g sek}^{-1}$	10^{-1}	$\frac{\text{Großdyn} \cdot \text{Sekunde}}{\text{m}^2}$
Loschmidtsche Konstante = Molekülzahl/Masse	$\frac{6,02 \cdot 10^{23}}{\text{Grammolekül}}$	10^3	$\frac{6,02 \cdot 10^{26}}{\text{Kilomol}}$
Hallkonstante	$\text{cm}^{3/2} \text{g}^{-1/2}$	10^{-7}	$\left(\frac{\text{Amperesekunde}}{\text{m}^3}\right)^{-1}$
Entelektrisierungs- und Entmagnetisierungsfaktor	Zahl	$7,96 \cdot 10^{-2}$	Zahl

Die Dimensionskontrolle ist im elektrischen Maßsystem sehr bequem. Treten gleichzeitig mechanische und elektrische Größen auf, so gelangt man zu

$$\text{Großdynmeter oder } \text{kg} \frac{\text{m}^2}{\text{sek}^2} = \text{Voltamperesekunde}.$$

Zum Schluß noch einmal eine Klarstellung: Alle Dimensionen physikalischer Größen, sowie Auswahl und Anzahl der Grundeinheiten, beruhen auf willkürlichen, nur unter dem Gesichtspunkt der Zweckmäßigkeit getroffenen Vereinbarungen. Der Glaube an drei allein seligmachende Einheiten ist zwar noch weit verbreitet, aber selbst seine orthodoxen Anhänger verfallen in der Wärmelehre der Ketzerei: Sie benutzen als vierte Grundeinheit den Temperaturgrad.

Sachverzeichnis.

- Abbildung 159.
 Abklingen eines Leitungsstromes 128.
 Ablenkung eines stromdurchflossenen Leiters im Magnetfeld 87.
 Abschnürung elektrischer Feldlinien 249.
 — von Leitern durch das eigene Magnetfeld 183.
 Absorption radioaktiver Strahlen 217.
 Abstimmung 235.
 Abtrennarbeit 202, 203, 206.
 —, thermische 194.
 Aepinus, F. U. T. 20, 46.
 Akkumulatoren 210.
 Alkaliatome, Dipolmoment von 111.
 Aluminiumzelle als Gleichrichter 180.
 — als Kondensator 180.
 Amikronen 150.
 Ampere, Definition 7.
 Amperemeter 5.
 Amperesekunde 26.
 Amperewindungen oder Stromwindungszahl 66.
 —, Erhöhung durch Eisen 69.
 Amplitude 123, 229, 237.
 Anderson, C. D. 189.
 Änderungsgeschwindigkeit eines elektrischen Feldes 81, 82.
 — eines Magnetfeldes 74, 75, 82.
 — der Wechselspannung 132.
 — des Wechselstromes 130.
 Anlasser 121.
 Anlaßwiderstand 124.
 Anlaufen eines Leitungsstromes 127.
 Anode 145.
 Anodenfall 161.
 Antenne 18.
 Antikathode 157.
 Anziehung, elektrische 37, 88.
 —, gegenseitige, stromdurchflossener Leiter 3, 88.
 —, magnetische 87, 88, 97.
 Äquivalent, elektrisches 38.
 —, mechanisches 38.
- Äquivalentgesetz, elektrochemisches 173.
 —, Faradaysches 173, 193.
 Arbeitskurve 203.
 Aston, F. A. 166.
 α -Strahlen 216 ff.
 — als Heliumatome 221.
 —, Nachweis durch Ionisation 221.
 —, Sichtbarmachung der Schußbahnen 220.
 Asynchronmotor 120, 122.
 Atmosphärische Störungen 253.
 Atomchemie 226.
 Atomgewicht 156, 157, 165.
 — des Elektrons 156.
 Atomion 150.
 Atommodell, Bohrsches 111.
 Atomzertrümmerung 225.
 —, Hochspannung für 51.
 Auge als elektrischer Empfänger 253.
- Ballistischer Ausschlag = Stoßausschlag 26.
 Band, laufendes 51.
 Bandfilter 133.
 Bariumglühkathode 155.
 Barlowsches Rad 183.
 Bernstein und Papier 44, 46.
 Berührungsspannung 198, 200, 206.
 —, Nachweis 199.
 — und Abtrennarbeit 206.
 — zwischen Isolatoren 198.
 — zwischen festem Körper und Flüssigkeit 199.
 Beryllium als Neutronenquelle 226.
 Beweglichkeit 149, 155.
 — der Elektrizitätsträger in Metallen 190.
 — der Elektronen in Salzkristallen 194.
 Bezugssysteme 67, 255, 260.
 Biot-Savartsches Gesetz 80.
 Bleiakkumulator 210.
 Bleibaum 5.
 Blindströme, Kompensation der 120.
 Blitz 159, 215.
- Blitz, Entstehung 202.
 Bolometer 186.
 Boltzmannsche Konstante 60, 110, 191, 194, 203.
 Bose, G. M. 41.
 Bothe, W. 226.
 Boyle, R. 18.
 Braunsches Rohr 163.
 Brechungsgesetz, optisches 252.
 Brennfleck eines Röntgenrohres 157, 164.
 Brownsche Molekularbewegung 12, 19.
 Brückenschaltung 56.
 β -Strahlen 216.
 —, magnetische Ablenkung 218.
 Bunsenflamme als Ionenquelle 151.
 Bünger, W. 258.
 Bürsten 115, 117, 120.
 Büschelentladung 167, 214.
 Büschellicht 159.
- Cavendish, H. 24.
 cel als Einheit der Geschwindigkeit 9.
 Chattock, A. P. 77.
 Clausius und Mossottisches Gesetz 60.
 Coehnsches Ladungsgesetz 199.
 Coulomb, Ch. A. 30, 39.
 — = Amperesekunde 26.
 Coulombsches Gesetz 38.
 Curiepunkt 103, 106.
- Dämpfung, gerade aperiodische 91.
 Dämpfungsverhältnis 137.
 Daniell-Element 208, 215.
 Debye, P. 61.
 Deformation, elektrische 60.
 Dekrement, logarithmisches 137.
 Detektor 119, 142.
 Diamagnetische Stoffe 102.
 — Stoffe, Modell 94.
 Diamagnetismus 94, 102.

- Diamant, lichtelektrische Leitung des 195.
 Dielektrikum 33, 55.
 —, Materialwerte 57.
 —, Materialwerte, Messung 58.
 Dielektrizitätskonstante 55, 57.
 Differenzmethode 56, 102, 104.
 Dipol, elektrischer 44, 236.
 —, Leitungsstrom im 237.
 —, magnetischer 98, 110.
 —, Verschiebungsstrom 244.
 Dipolfeld 246, 249.
 Dipolmoleküle 60.
 Dipolschwingungen 237.
 Direktionskraft eines Meßinstrumentes 6.
 Dissoziation, elektrolytische 172.
 —, elektrolytische, des reinen Wassers 182.
 —, elektrolytische, in geschmolzenen Salzen 180.
 —, elektrolytische, in Gläsern 180.
 Doppelschicht 196, 212.
 — zwischen Gas und Flüssigkeit 201.
 Drahtwelle, elektrische 239.
 —, elektrische, Messung ihrer Geschwindigkeit 242.
 Drehfeld, magnetisches 90, 123.
 —, magnetisches, Herstellung des 131.
 —, magnetisches, Nachweis des 124.
 —, zirkulares 131.
 Drehfeldmotor 122, 124.
 —, Einphasen- 124.
 —, Dreiphasen- 124.
 —, Zweiphasen- 124.
 Drehkondensator 34.
 Drehmoment 44, 94.
 — auf eine stromdurchflossene Spule 93, 120.
 —, Messung von 45, 94.
 Drehimpuls, mechanischer, bewegter Ladungen 110.
 —, umlaufender Elektrizitätsatome 69.
 Drehschwingungen 45, 94.
 Drehspulgalvanometer, Schema eines 3.
 Drehspulstrommesser 3, 5.
 —, Induktionsdämpfung 91.
 —, Schema eines 6.
 Drehstrom 124.
 Drehzahl eines Elektromotors 120.
 Dreielektrodenrohr 158, 232.
 —, Charakteristik 158.
 Drosselspulen 131.
- Druck, elektrostatischer 40.
 Dunkelraum, erster, zweiter 160, 167.
 Durchdringungsvermögen der radioaktiven Strahlen 217.
 Durchgriff 158.
 Dynamoverfahren 116.
- Eigenleitung in Salzkristallen 192.
 Einfadenvoltmeter 54.
 Einphasenmotor für Wechselstrom 124.
 Einstein, A. 261.
 Eisenkern 92.
 Eisenmembran 118.
 Eisenschluß 92, 106, 118.
 —, seine Änderungen 118.
 Elektret 46.
 Elektrische Feldstärke 27.
 — Feldstärke im Sonnenlicht 253.
 — Wellen 230.
 — Wellen zwischen parallelen Drähten 239.
 Elektrischer Strom, Definition 5.
 Elektrisches Erdfeld 214.
 Elektrisches Feld 15.
 — Feld, Energie im 36, 43.
 — Feld, geometrisch einfaches 18.
 — Feld in der Grenzschicht von Gasen und Flüssigkeiten 201.
 — Feld, Kräfte im 36, 38.
 — Moment 44, 46.
 Elektrisierbarkeit 56, 59.
 Elektrisierung 33, 55.
 —, ihre Messung 58.
 Elektrizitätsatome 19, 20, 42.
 — auf Isolatoren 21.
 —, Beweglichkeit 21.
 —, Natur der positiven 165.
 Elektrizitätsleitung in Metallen 182.
 —, selbständige, in Gasen von hohem Druck 166.
 —, unselbständige, von Luft 147, 150.
 —, unselbständige, im Hochvakuum 154.
 Elektrizitätsmenge 19.
 Elektrizitätsträger 17, 18, 145.
 —, Messung der Ladung. 27.
 —, sichtbare, 18, 146, 148.
 —, Trennung von 114, 214.
 Elektroden 4, 145.
 —, unpolarisierbare 211.
 Elektrodenloser Ringstrom 144.
 Elektrodynamisches Feld 75.
 Elektrolyse verdünnter Schwefelsäure 4.
- Elektrolytische Leitung 171, 192.
 — Leitung, ihr Temperaturkoeffizient 175, 181.
 Elektromagnet 106.
 Elektrometer = statischer Spannungsmesser 8.
 Elektromotoren, Ausführung von 122.
 —, Drehsinn von 122.
 —, Drehzahl des 120.
 —, Grenzggeschwindigkeit 120.
 —, Grundlagen 119.
 —, Induktionsvorgang in 120.
 Elektromotorische Kräfte 47.
 Elektron 20, 154.
 —, Atomgewicht des 156.
 —, Einzelbeobachtung 218.
 —, Nachweis der Masse 113.
 Elektronenabspaltung 154.
 Elektronenaustritt bei hohen Feldstärken 204.
 Elektronenbahn, Sichtbarmachung 220.
 Elektronenemission, thermische 203.
 Elektronenleitung 171.
 — in Salzkristallen 193.
 —, unselbständige, Anwendung 157.
 Elektronenlinsen 159.
 Elektronenmasse bei verschiedenen Geschwindigkeiten 228.
 Elektronenreibung 183.
 Elektronenrohr, Durchgriff 158.
 —, innerer Widerstand 158.
 —, Steilheit 158.
 Elektronenschalter, trägheitsloser 158, 232.
 Elektronenspin 113.
 Elektronenvolt 44.
 Elektronenwolke, sichtbare 193.
 Elektroosmose 200.
 Elektrophor 47.
 Elektrophorese 200.
 Elektroskop = ungeeichtes Elektrometer 8.
 Elementarladung 41, 172.
 Elementarquantum 42, 222.
 —, Messung 150.
 Elemente, umkehrbare 211.
 —, unpolarisierbare 212.
 Ellipsoide, homogen elektrisierte 58.
 —, homogen magnetisierte 108.
 Elliptisch polarisierte Schwingungen 123.
e/m durch elektrische und magnetische Ablenkung 166.

- e/m aus Trägheitskräften 113, 192.
 Elmsfeuer 215.
 Empfänger 142, 239, 246.
 Energie des elektrischen Feldes 43.
 — des magnetischen Feldes 126.
 — eines stromdurchflossenen Leiters 126.
 —, Fernübertragung der elektrischen 134.
 — im elektrischen Maß 37.
 — und Masse 229, 262.
 —, Umsatz mechanischer in elektrische 116.
 —, von Elektronen „in e -Volt“ 203.
 Energieäquivalente 38.
 Energieprinzip 89.
 Energieumsatz in Generatoren 116.
 Entelektrisierung 57.
 Entelektrisierungsfaktor 58.
 Entladungsstrom 53.
 Entmagnetisierung 102, 106, 107.
 Entmagnetisierungsfaktor 58.
 Entwicklung, photographische 220.
 Entzerrung einer Hysteresisschleife 109.
 Erde, ihr elektrisches Feld 30.
 Erdinduktor 85.
 Erdung 18.
 Erreger 234.
 Eucken, A. 191.
 Extrastrom 126.
- Farad = Amperesekunde/Volt 32.
 Faraday, M. 52, 71, 254.
 Faraday-Käfig 52.
 Faraday-Kasten 24, 46, 48.
 Faserstaubfeldlinien 16.
 du Fay, Ch. F. 19, 150.
 Feddersenfunkeln 139.
 Feld, elektrisches 15.
 —, elektrisches, Abschirmung 51.
 —, elektrisches, der Erde 30.
 —, elektrisches, im Vakuum 18.
 —, elektrisches, inhomogenes 45.
 —, elektrisches, Materie im 55.
 —, elektrisches, Richtung des 18.
 —, elektrisches, Verzerrung 23.
 —, elektrodynamisches 75.
 —, magnetisches 62.
 —, magnetisches, Energieinhalt 99.
- Feldenergie, elektrische 43.
 Feldgefälle, magnetisches 94.
 —, magnetisches, Messung 94.
 Feldgradient, elektrischer 30.
 Feldlinien, elektrische 16.
 —, elektrische, geschlossene 75, 144, 247.
 —, elektrische, geschlossene, Nachweis 143.
 —, elektrische, ihr Zusammenhang mit der Spannung 28.
 —, elektrische, Verkürzung durch Leiter und Isolatoren 23, 35.
 —, magnetische 2, 62.
 —, magnetische, im Innern des Leiters 142.
 —, magnetische, Sichtbarmachung durch Eisenfeillicht 62.
 —, rückläufige 73.
 —, Sichtbarmachung durch Gipskristalle 16.
 —, Verkettung elektrischer und magnetischer 83.
 Feldspule 71, 73.
 Feldstärke, elektrische 27.
 —, elektrische, Definition 27.
 —, elektrische, innerhalb der Materie 56.
 —, elektrische, Liniensumme 28, 76.
 —, ihre Messung in leitenden Gasen 160.
 —, magnetische 65.
 —, magnetische, Liniensumme 76, 82.
 Feldzerfall, elektrischer 20.
 —, Strom beim 25.
 —, Zeitdauer 20.
 Fernsprechen, statisches 50.
 Fernsprechverkehr 115, 119.
 Ferromagnetismus 102.
 — als Kristalleigenschaft 105.
 —, atomistische Deutung 112.
 Ferromagnetische Stoffe 104.
 Ferrokart 100.
 Flächendichte, elektrische 28.
 Fleck, elektrischer 21.
 Flugrad, elektrisches 33.
 Fluoreszenz 160.
 Fluoreszenzschirm 157.
 Flüssigkeiten, isolierende 181.
 Flußspat, Verfärbung durch α -Strahlen 225.
 Fluxmeter 92.
 Forest, de L. 159.
 Foucaultsche Ströme = Wirbelströme 89.
 Franklin, B. 24.
 Freie Weglänge von Gasmolekülen 19.
 —, von Elektronen 190.
- Fremderregung 116, 121.
 Frequenz eines Wechselstromes 115.
 Frequenzband 133.
 Funke 166.
 Funkeninduktor 134.
 Funkenerschlagweite 168.
 Funkenstrecke 139.
 Funkenverzögerung 168.
- Galilei-Umformungen 257, 261.
 Galvani, A. 253.
 Galvanometer = empfindlicher Strommesser 5.
 —, Empfindlichkeitsgrenze 12.
 —, Eichung auf Ampere-sekunden 13, 25.
 —, Eichung auf Voltsekunden 72.
 Galvanoplastik 148, 179.
 Gas, leitendes 5.
 Gaskonstante 60, 110, 203.
 Gasmoleküle, mittlerer Abstand 19.
 —, Weglänge 19.
 γ -Strahlen 218, 220.
 Gauss, als Einheit 84.
 Gegentaktschaltung zur Erzeugung hoher elektrischer Frequenzen 233.
 Geiger, H. 220.
 Geiger-Müllersches Zählrohr 221.
 Geißler-Röhren 162.
 Generator, Definition 47.
 Geschwindigkeit von Elektronen in Metallen 190.
 — von Kathodenstrahlen 157, 228.
 Gewicht als ladungstrennende Kraft 213.
 Gewitter 215.
 Gilbert, W. 46.
 Gipskristalle für Feldlinienbilder 16.
 Gleichrichter 119, 169.
 —, Aluminiumzelle 180.
 —, Glühdraht- 155.
 — mit Quecksilberkathode 169.
 Gleichstrom, gehackter 128.
 Gleichstromdynamomaschine 116.
 Gleichstromgenerator 115.
 — mit Fremderregung 117.
 — mit Trommelläufer 115.
 — Schema des 115.
 Gleichstrommotor 119.
 —, Schema des 120.
 Glimmentladung 160, 162.
 Glimmhaut 160.
 Glimmlichtlampe 162.

- Glimmlichtoszillograph 162.
 Glimmstrom 163.
 —, Spannungsverteilung im 161.
 Glühdrahtgleichrichter 159.
 Glühemission 203.
 Glühkathode 155, 158.
 — mit Bariumoxyd im Hochvakuum 155.
 Goldblattvoltmeter 8.
 Grammäquivalent 173.
 Grammatom 173.
 Grammmolekül 173.
 Graphit, seine Leitfähigkeit 184.
 Gravitationselement 214.
 Gray, St. 20.
 Grenzbeweglichkeit der Elektronen 194.
 Großdyn = 10^5 Dyn 37.
 Grundschwingungen 237.
 Guericke, Otto von 41, 42, 51, 150.

 Halbwertszeit 53, 223.
 —, radioaktive 223.
 Hall, E. A. 189.
 Halleffekt, normaler 190.
 Hallkonstante 189.
 Hallspannung 189.
 Hammerunterbrecher 134.
 Hauksbee, Fr. 159.
 Hauptschlußdynamo 117.
 —, Kennlinie 117.
 —, Schema 117.
 Hauptschlußmotor 122.
 Hauptlagen, 1. und 2., 98.
 Hautwirkung 142.
 Heliumentwicklung des Radiums 221.
 Heliumionen, zweiwertige 218.
 Henry, Einheit 126.
 Hertz, H. 245.
 Hertzscher Sender 245.
 Heusler, Fr. 104.
 Heuslersche Legierungen 104, 106.
 Hittorf, J. W. 160.
 Hitzdrahtstrommesser 6.
 —, Schema 6.
 —, Umkehrung als Voltmeter 10.
 Hochfrequenz 140.
 Hochspannungsakkumulator 215.
 Hochspannungsgenerator 116.
 Hochvakuum, Definition 154.
 —, unselbständige Elektrizitätsleitung im 154.
 Höhenstrahlung 154, 225, 227.
 —, durchdringende 154.
 Hohlraum im Dielektrikum 58.

 Holtz, W. 49.
 Hubarbeit, elektrische 43.
 Hysteresisschleife 104.
 —, Verzerrung durch Entmagnetisierung 106.

 Impedanz 130.
 Impuls, Liniensumme des 111
 Induktion 71.
 —, Anwendung 114.
 — bei Hochfrequenz 140.
 — in bewegten Leitern 72, 85.
 — in bewegten Leitern, Deutung 86, 261.
 Induktionserscheinungen, ihre Relativität 72, 258.
 Induktionsgesetz 73.
 Induktionskonstante 74, 89, 242.
 Induktionsläufer für Wechselstrommotore 90, 124.
 Induktionsofen 134.
 Induktionsspule 70.
 Induktor, Strom- und Spannungskurve 135.
 Induktoren 134.
 Influenz 21, 141, 179.
 Influenzkonstante 30, 89, 242.
 Influenzmaschine 47.
 — als Motor 50.
 —, Holtzsche 11, 49.
 —, Multiplikatorverfahren 48.
 Influenzwirkung auf Isolatoren 35.
 Ionen als Elektrizitätsträger 151.
 — bei metallischer Leitung 182.
 —, Beseitigung durch elektrisches Feld 151.
 —, Beweglichkeit der 152.
 —, ihre Wertigkeit 150.
 —, Ladung der 172.
 —, Lebensdauer der 151.
 —, Reibung 177.
 —, Wiedervereinigung der 151, 153.
 Ionengeschwindigkeit, Messung der 152, 177.
 Ionengitter, ihre elektrische Leitung 192.
 Ionenleitung in geschmolzenen Salzen 180.
 — in Gläsern 180.
 — in Salzkristallen 192.
 — in wäßrigen Lösungen 171.
 —, spontane 154.
 —, unselbständige in Zimmerluft 152.
 Ionenquelle 150.
 Ionenreibung 177.
 Ionenwanderung, Sichtbarmachung 177.

 Ionenwind 167.
 Ionisation, spontane von Luft 154.
 Ionisationskammer 216.
 Ionisatoren 150.
 Ionium (Jo.) 225.
 Isolatoren 20.
 Isotope 166.

 Joos, G. 259.

Kadmium-Normalelement 212.
 Käfigschutz 51.
 Kamerlingh-Onnes, H. 186.
 Kanalstrahlen 160, 218.
 Kapazität 31.
 —, Berechnung 31.
 — für konaxiale Zylinder 33.
 — konzentrischer Kugeln 33.
 Kapillarmeter 213.
 Kathode 145.
 Kathodenfall 161.
 Kathodenstrahlen 155, 218.
 —, elektrische Ablenkung der 164.
 —, ihre kinetische Energie 156.
 —, magnetische Ablenkung 156.
 —, Nachweis der Ladung 161.
 —, sekundäre 156.
 Kathodenstrahlloszillograph 164.
 Kationenleiter 193.
 Kaufmann, W. 228.
 Kennlinie eines Dreielektrodenrohres 158.
 — eines Generators 117.
 Kerzenflamme als Ionenquelle 150.

 Kilowattstunde, Preis 116.
 von Kleist 34.
 Koerzivkraft 104.
 Kollektor 115, 120.
 Kollektormotor 122.
 — für Wechselstrom 122.
 Kommutator 115.
 Kompaßnadel 63, 67.
 Kompensationsmethode 210.
 Kondensator, Begriff 16.
 —, Beispiele 17.
 —, elektrolytischer 180.
 —, Kapazität 31.
 —, technischer, mit Papierisolation 34.
 Kondensatorplatten, deren Anziehung 39, 50.
 Kondensatortelefon 50.
 Konduktor 17.
 Konzentrationselement 206.
 Kraftfluß 74.
 —, Änderung durch Eisen-schluß 107.
 —, Lokalisierung 95.
 Kraftflußdichte 84.

- Kraftflußdichte, Berechnung 97.
 — eines Polgebietes 97.
 —, Verteilung in Spulen und Stäben 96.
 Kräfte, elektromotorische 47.
 —, elektrostatische 7.
 — im elektrischen Feld 36.
 — im magnetischen Feld 84.
 — in inhomogenen Magnetfeldern 94.
 Kraftstoß 12, 91.
 Kraftwirkung auf bewegte Ladungen 87.
 Kreisel, mechanischer 112.
 Kreisfrequenz 113.
 Kreisstrom, molekularer 110.
 Kriechgalvanometer 91, 104.
 Kugelkondensator 32.
 Kurzschlußläufer 90.
 Kurzschlußstrom 121.
 Kurzwellentelegraphie 249.
 Kurzwellentherapie 179.
 Ladung, elektrische 19.
 —, elektrische, Bewegung von 67.
 —, elektrische, eines Kondensators 27.
 —, elektrische, ihr Haften auf Isolatoren 21.
 —, elektrische, Messung durch Stromstöße 25.
 —, elektrische, Sitz 23.
 Ladungsgesetz, Coehnsches 197.
 Ladungstrennung 47, 114, 202, 213.
 Langevin, P. 110.
 Larmor-Präzession 111.
 Läufer 115, 119, 136.
 Lautverstärker 159.
 Lebensdauer von Ionen 151.
 Leerlaufstrom 121.
 Leidener Flasche 34.
 Leiter erster Klasse 206.
 — zweiter Klasse 208.
 —, chemische Vorgänge im flüssigen 4.
 —, gegenseitige Anziehung 3.
 —, im Magnetfeld 88.
 —, Kraft auf Stabmagnete 3.
 —, Magnetfeld von flüssigem 4.
 —, stromdurchflossener, Energie des 126.
 —, Wärmewirkung von flüssigem 4.
 Leitfähigkeit, elektrische 20.
 — der Kaliumhalogenide 193.
 —, molekulare 176, 178.
 —, spezifische 175, 176.
 —, spezifische, von Metallen 184.
 Leitung, elektrolytische 174.
 — in Flüssigkeiten 170.
 — in Flüssigkeiten von hohem spezifischem Widerstand 181.
 —, lichtelektrische 195.
 —, Mechanismus, Modell 145.
 —, metallische, Deutung 188.
 —, selbständige, in Gasen von niederem Druck 162.
 —, unselbständige 146.
 —, unselbständige, Modellversuch 148.
 —, unselbständige, in Zimmerluft 150.
 Leitungsstrom 5, 25, 81.
 —, Richtung 70.
 — durch Feldzerfall 145.
 Leitungsvorgang durch dauernde Ströme 145.
 —, Grundtatsachen 147.
 Lenard-Fenster 164.
 Lenz, H. F. E. 89.
 Lenzsche Regel 89, 103, 128.
 Leuchtröhren 162.
 Leuchtschirm 219.
 Lichtbogen 168, 170.
 Lichtelektrische Elektronenabspaltung 220.
 Lichtelement, Nutzeffekt 208.
 Lichtenberg G. C. 19.
 Lichtenbergsche Figuren 21.
 Lichtgeschwindigkeit 88, 242.
 Lichtwellen als elektrische Wellen 252.
 Lichtzeiger 6.
 Liniensumme der elektrischen Feldstärke 28.
 — der magnetischen Feldstärke 75, 81.
 Linsenwirkung bei elektrischen Wellen 250.
 Lorentz-Umformungen 260.
 Loschmidtsche Zahl 59, 174, 222, 226.
 — Zahl, unmittelbare Abzählung 221.
 Lösungsdruck der Metalle 215.
 Luft, flüssige, im Magnetfeld 103.
 —, ihr molekulares Bild 19, 154.
 Luftspalt eines Elektromagneten 108.
 Magnet, permanenter 68.
 —, Spannungsmessung von permanentem 80.
 Magnetfeld, Abschirmung 107.
 — der Erde 66.
 — der Erde, Kraftflußdichte 85.
 — des Kathodenstrahles 156.
 Magnetfeld einer stromdurchflossenen Spule 63, 65, 79.
 — eines Dipols 247.
 — eines elektrolytischen Leiters 4.
 — eines geraden Leiters 2, 80.
 — eines kreisförmigen Leiters 62, 80.
 — eines Stabmagneten 65.
 — eines stromdurchflossenen Gases 5.
 —, Erzeugung durch mechanische Bewegung 67.
 —, Feldrichtung 63.
 —, homogenes 63, 64, 79.
 — in Hohlräumen 107, 108.
 —, inhomogenes 94.
 —, inhomogenes, Berechnung der Kräfte 94.
 —, Materie im 100.
 — ohne Pole 64.
 — permanentes 68.
 —, Spulenbündel 63.
 —, Trägheit des 127, 136.
 Magnetische Materialwerte 102.
 — Materialwerte, Messung 108.
 — Menge 74, 96.
 — Momente, ihre Messung 98.
 — Polarisierbarkeit 109.
 Magnetisches Feld, Kräfte 84.
 — Feld, Richtung 87.
 — Magnetisierbarkeit 101, 109.
 Magnetisierung 101.
 —, remanente 92.
 Magnetismus, remanenter 69.
 Magnetometer 65.
 Magnetonen 109.
 Magneton, Bohrsches 111.
 —, Weißsches 110.
 Magnetoskop 65.
 Magnetostatik 95.
 Magnetostriktion 105.
 Magnetpole 64, 96.
 Masse, Abhängigkeit von der Geschwindigkeit 227, 261.
 Massenspektrograph 165, 166.
 Materialwerte, dielektrische 57.
 —, magnetische, Definition 102.
 Maxwell, J. C. 24.
 Maxwellsche Gleichungen 74, 80, 258.
 Meidinger-Element 209.
 Meissner, A. 233.
 Membran 118.
 Menge, magnetische 74, 96.
 Mesotron 227.
 Michelson, A. A. 259.
 Mikroampere = 10^{-6} Amp. 11.

- Mikrofarad = 10^{-6} Farad 32.
 Mikrophon 51, 119, 158, 205.
 —, Kondensator- 51.
 Milliampere 11.
 Millikan, A. 41.
 Mischelement 166.
 Mol 173.
 Molekülabstand, mittlerer, in Luft 19.
 Molekulare magnetische Polarisierbarkeit 109.
 Molekularfelder, elektrische 43.
 Molekularkräfte 203.
 Molekularströme 69, 105, 187.
 —, Modell 105.
 —, Nachweis 70.
 Molekülbahn im Hochvakuum 154.
 Moleküle, ihre Zahl in cm^3 146, 154.
 —, polare 60.
 —, unpolare 60.
 Molekülion 150, 174.
 Moment, elektrisches 44, 55.
 —, elektrisches, Herstellung durch Influenz 46.
 —, elektrisches, Meßverfahren 45.
 —, elektrisches, permanentes 46.
 —, elektrisches, und Kraft im inhomogenen Felde 45.
 —, magnetisches 93, 95, 101.
 —, magnetisches, Beispiele 93.
 —, magnetisches, Messung 94.
 Le Monnier 30.
 Multiplikationsverfahren 48.

 Nebelstrahlmethode 220.
 Nebenschlußdynamo 117.
 —, Kennlinie 117.
 —, Schema 117.
 Nebenschlußmotor 122.
 Neon 144, 162, 238.
 Nernst, W. 215.
 Neutronen 226.
 Newton, J. 44.
 Niederspannungstransformator 134.
 — für Hochfrequenz 140.
 Niveauflächen, elektrische 43.
 Nordpol 63.
 Normalelement 9, 212.
 Nullmethoden 56, 98.

 Oberflächenspannung, Verkleinerung durch elektrische Felder 41.
 — und elektrisches Feld 212.
 Oberschwingung 236.
 Oersted, H. Ch. 62, 66, 254.
 Ohm, G. S. 7, 254.

 Ohmsches Gesetz 7, 9, 147, 183.
 — bei elektrolytischer Leitung 174.
 —, Deutung 147.
 Ohmsche Spannung 129.
 Osmotischer Druck 172.
 Oszillograph 6.
 —, Glimmlicht- 162.
 —, Braunschkes Rohr 163.
 Oxydkathoden 155, 163.

 Panzerschutz, magnetischer 107.
 Papierkondensator 34.
 Parallelschaltung von induktivem und kapazitivem Widerstand 133.
 Paramagnetische Stoffe 103.
 — Substanz, Modell 94.
 Paramagnetismus 94, 102.
 —, atomistische Deutung 109.
 Pechblende, radioaktive 214.
 Peltier-Effekt 208.
 Pendel, mechanisches, Schwingungsdauer 138.
 Permalloy 105.
 Permeabilität, hohe, des Eisens 104.
 —, magnetische 100, 102.
 Phasenverschiebung 123, 130, 132.
 Photographische Platte, Bahnen der α -Strahlen in ihr 220.
 Photonen 226.
 Pistolenkugel, Messung ihrer Geschwindigkeit 53.
 Plancksches Wirkungselement 111.
 Plattenkondensator 15, 32.
 —, Anziehung der Platten 39.
 Pol, negativer, positiver 5.
 Pole von Magnetfeldern 65, 96.
 Polare Moleküle 60.
 Polarisation des Dielektrikums 35, 46.
 — elektrischer Wellen 251.
 Polarisationsspannung 175, 207.
 —, Nachweis 209.
 Polarisierbarkeit, molekulare, elektrische 59.
 —, molekulare magnetische 109.
 Polarisierung, elektrische 35.
 Polgebiete, Kräfte zwischen 98.
 Polonium, Po. 225.
 Polstärke 74.
 Positive Säule 160.
 Positron 20, 189, 227.
 Potential, elektrisches 43.

 Potentialdifferenz = elektrische Spannung.
 Potentialgefälle = elektrische Feldstärke 27.
 Präzession 111.
 Präzisionswiderstände 186.
 Priestley, J. 24.
 Primärspule 133.
 Probespule 84.
 Proton 188, 226.
 Pyroelektrizität 46.

 Quadrantenvoltmeter 54.
 Quantenbedingung 111.
 Quecksilberbogenlampe 169.
 Quecksilberdampfgleichrichter 169.
 Quecksilberunterbrecher 134.

 Radioaktiver Zerfall 222.
 Radioaktivität, künstliche 226.
 Radium (Ra) 216, 224.
 —, A, B, C 225.
 —, Zerfallsreihe 224.
 Radiumbromid 216.
 Radiumemanation (RaEm), Zerfall von 224.
 Raumladung, elektrische 30.
 Reaktionswärme, chemische 43.
 Regener, E. 219.
 Registrierung von Wechselströmen 6.
 Reibung, innere 149, 202.
 — zwischen Elektronen und Metall 183.
 Reibungselektriermaschine 13, 51.
 Reibungselektrizität 42, 51, 148, 198.
 Reihenschaltung von Elementen 9.
 — von induktivem und kapazitivem Widerstand 132.
 Relativität 260.
 Relaxationszeit 128.
 Remanenz 104.
 Resonanz 141, 234.
 Resonator 234.
 Richtgröße 6, 138.
 Richtung des elektrischen Stromes 71.
 Ringspule ohne Außenfeld 106.
 Ringstrom, elektrodenloser 144.
 Ritter, J. W. 209.
 Rogowski, W. 77.
 Röntgen, W. C. 68, 216.
 Röntgenlicht als Ionisator 150, 152.
 —, Messung der Strahlungsstärke 153.

- Röntgenlicht, Nachweis 157.
 Röntgenrohr mit Gasfüllung 164.
 — mit Hochvakuum 157.
 Röntgenstrahlen 218.
 Rotationsinduktion 86.
 Rowland, H. A. 68.
 Rutherford, E. 220, 222, 225.
- Saite 237.
 Saitenstrommesser 3, 6.
 Saitenvoltmeter, ein auf Volt umgekehrter Saitenstrommesser 3, 6.
 Sättigung, magnetische 104, 112.
 Sättigungsstrom 153.
 Säule, positive 160, 167.
 Sebeck, Th. 206.
 Scheinwiderstand 131.
 Scheitelwert eines Wechselstromes = Maximal- oder Höchstwert 133.
 Scherung der Hysteresisschleife 109.
 Schlagweite von Funken in Zimmerluft 168.
 Schleifenvoltmeter 6.
 Schleifring 114.
 Schlüpfung 124.
 Schlußjoch 92.
 Schneckenfederwaage 65.
 Schutzring 30, 40.
 Schwebekondensator 42, 150.
 —, Feldlinienbild 41.
 Schwebekörper bei der Elektrophorese 200.
 Schwebeversuch 41.
 Schwerelement 211.
 Schwingungen, elektrische 136.
 —, elektrische, Anwendung 139.
 —, elektrische, gedämpfte 137.
 —, elektrische, Nachweis von 139.
 —, elektrische, Zustandekommen 137.
 —, erzwungene elektrische 230.
 —, linear polarisierte 123.
 —, mechanische 122, 136.
 —, sehr langsame elektrische 138.
 —, ungedämpfte elektrische 230.
 —, ungedämpfte, elektrische, Erzeugung 233.
 Schwingungsdauer, elektrischer Schwingungskreis 138.
 —, mechanisches Pendel 138.
 Schwingungskreis, elektrischer 137, 231.
- Schwingungskreis, elektrischer, Schwingungsdauer 138.
 Seilwellen 238.
 Sekundärspule 133.
 Sekundärstrahlen 217.
 Selbstabschnürung überlasteter Leiter 183.
 Selbstinduktion, als Trägheit von Strom und Magnetfeld 127.
 — bei Hochfrequenz 141.
 —, Definition 125.
 —, Koeffizient, Berechnung 126.
 Selbstinduktionskoeffizient 126.
 —, Berechnung von 126.
 Selbststeuerung 134, 231.
 Selenzelle 195.
 Sender 245.
 Siemens, Werner von 117.
 Sinusförmiger Wechselstrom 115.
 Skineffekt 142.
 Soddy, F. 222.
 Sonden 160, 175.
 Spannung, Beispiele 10.
 —, Einheit 9.
 —, elektrische 7.
 —, induktive 130.
 —, induzierte 74.
 —, magnetische 76.
 —, magnetische, einer Feldspule 79.
 —, magnetische, eines homogenen Magnetfeldes 79.
 —, magnetische, im Felde eines permanenten Magneten 80.
 —, Ohmsche und induktive, Erläuterung 129.
 —, Schwungrad als Vergleich 129.
 —, thermoelektrische 204.
 Spannungsmesser, Eichung 8.
 —, magnetischer 76.
 —, statische 8.
 —, statische, Schema 9.
 —, stromdurchflossene 9.
 Spannungsstoß 72, 91, 92.
 — bei der Selbstinduktion 126.
 —, Eichung 72.
 Spannungsteilerschaltung 10, 13.
 Spannungswaage 7.
 Spektralrohr 162.
 Spektrum 133.
 Spiegelgalvanometer = empfindlicher Strommesser m. Lichtzeiger 6, 12, 26, 27.
 Spitzenrad 33.
 Spitzenströme 51, 166.
 Spitzenwirkung 33.
- Spitzenzähler 220.
 Sprühverluste durch Spitzenströme 51.
 Sprungtemperatur 186.
 Stahlmagnet 64.
 Ständer 119.
 Staub, Beseitigung durch elektrische Felder 151.
 Stehende Wellen 239, 248.
 Stauernetz 158.
 Steuerung von Sprechströmen 119.
 Stoppuhr mit Schalter 13.
 Störleitung in Salzkristallen 192.
 Stoßausschlag 13, 26.
 —, mechanischer 113.
 Stoßionisation 161, 167, 168.
 Strahlen, radioaktive 216.
 —, radioaktive, Nachweis durch Fluoreszenz 216.
 —, radioaktive, Nachweis durch Ionisation der Luft 216.
 Strahlungsfeld des Dipols 247.
 Streichholz als Ionenquelle 150.
 — als Widerstand 219.
 Strom beim Feldzerfall 25.
 —, Beispiele 10.
 —, Einheit 7.
 —, elektrischer, Grundbegriff 5.
 —, Magnetfeld eines 1.
 —, Trägheit von 128.
 —, Wärmewirkung 4.
 —, wattloser 133.
 Stromabfall bei Induktion 128.
 Strommesser, Eichung 7.
 —, magnetische 5.
 Stromquelle, Definition 47, 211.
 —, kapazitive 47.
 Stromquellen, chemische 209.
 —, induktive 114.
 —, induktive, Definition 114.
 Stromstärke bei bewegter Ladung 67, 146.
 —, effektive 133.
 —, maximale 133.
 Stromstoß 12, 26, 91.
 —, Eichung 13.
 Stromtor 169.
 Strömungsströme 214.
 Stromverdrängung 143.
 Stromwandler 134.
 Stromwärme 178.
 Stromwindungszahl 66, 69.
 —, Erhöhung durch Eisen 69.
 Stromzeitsumme 12, 26.
 Substanz, elektrische 19.
 —, magnetische 70, 74, 96.
 Supraleitung 186.
 Suszeptibilität, elektrische 56.

- Suszeptibilität, magnetische 101.
 Synchronmotor 119.
 Szintillationsverfahren 219.
 Taschenlampenbatterie 212.
 Telegraphie, drahtlose 248.
 Telephon, Schema 118.
 — als Wechselstromgenerator 118.
 —, Kondensator- 51.
 Temperatur, absolute 60, 110.
 Temperaturabhängigkeit von Legierungen 186.
 — von reinen Metallen 185.
 Temperaturkoeffizient 181.
 Tesla-Transformator 141.
 Thermoelektrische Spannung 204.
 Thermoelement 207.
 —, Nutzeffekt 208.
 Thermokreuz 207.
 Thomson, J. J. 166.
 Thomsonsche Formel = Gl. (173) 138.
 Thorium 223.
 — A und B 223.
 Thoriumemanation 222.
 Thyatron 170.
 Tomaschek, R. 256.
 Tonabnehmer 119.
 Tonfrequenzkreis 233.
 Topfmagnet 99.
 Torftrocknung, elektrische 200.
 Toter Punkt eines Motors 120.
 Trägerbeweglichkeit 176.
 Trägergeschwindigkeit 149.
 Trägerleitung 171.
 — in Luft 150.
 Trägheit des Magnetfeldes 127.
 — der Energie 262.
 —, mechanische 127, 232.
 Trägheitskräfte, Beschleunigung von Elektronen durch 193.
 Transformatoren 133.
 Trennkräfte 47.
 Tribolumineszenz 219.
 Trockenelement 212.
 Trommelläufer 115, 120.
 Trouton-Noble Versuch 258.
 Tubandt, G. 193.
 Turbinenunterbrecher 134.
 Turmalinkristall 46.
 Überführungszahl 177.
 Übergangswiderstand zwischen Metallen 204.
 Übersetzung eines Stromwandlers 134.
 Überspannung 172.
 Ultrarot 253.
 Ultraviolett 169, 253.
 Umwandlung der Elemente, radioaktive 222.
 Unipolarinduktion 86, 107.
 Unselbständige Elektrizitätsleitung im Hochvakuum 154.
 — Elektrizitätsleitung in Flüssigkeiten von hohem spezifischem Widerstand 181.
 — Elektrizitätsleitung in Luft 147, 150, 152.
 Unterbrecher, elektrolytischer 135.
 — für Induktoren 134.
 Uran 223.
 — I und II (U I und U II) 225.
 —, sichtbare Reichweite 225.
 Ursprung 47.
 Vakuum, elektrisches Feld im 18.
 Verbundmaschine 117.
 Verkettung elektrischer und magnetischer Feldlinien 83.
 Verschiebungsdichte 29, 30.
 —, elektrische, Definition 29.
 Verschiebungskonstante = Induktionskonstante.
 Verschiebungsstrom 80, 81, 132, 147.
 — bei Hochfrequenz 141.
 — bei stehenden Wellen 240.
 — des Dipols 244.
 —, Magnetfeld 81.
 —, Messung 81.
 Versorium 46.
 Vielplattenkondensator, Bauart 33.
 Volt, Definition 9.
 Volta, A. 47, 254.
 Voltmeter = Strommesser auf elektrolytischer Grundlage 4.
 Voltmeter, Eichung 8.
 —, statische, mit Hilfsfeld 53.
 —, stromverbrauchende 9.
 Voltsekunden 72.
 Wagnerscher Hammer 134.
 Waitz, J. S. 52.
 Walkiers 51.
 Walter, B. 139, 168.
 Warburg, E. 105.
 Wärmeäquivalent, elektrisches 38.
 —, mechanisches 38.
 Wärmeleitfähigkeit 188.
 Wärmeleitkoeffizient 188.
 Wasserfallelektrizität 202.
 Wasserstoffatom, Masse des 156, 165.
 Wasserstoffatomion = Proton 188.
 Wasserstoffkern 188.
 Wasserzersetzung 182.
 Wattloser Strom 131, 133.
 Wattsekunde = Voltampere-sekunde 37.
 Weber, W. 89, 242.
 Wechselspannung 115.
 Wechselstrom 115.
 —, bei hoher Frequenz physiologisch unwirksam 178.
 —, effektive Stromstärke 133.
 —, Frequenz 115.
 —, Höchstwert 133.
 Wechselströme, Herstellung hochfrequenter 230, 234.
 —, Herstellung sehr langsamer 138.
 Wechselstromgenerator mit Außenpolen 114, 119.
 — mit Innenpolen 117.
 — mit spulenfreiem Läufer 118.
 Wechselstromkollektormotor 122.
 Wechselstromkurve der Induktionsapparate 135
 Wechselstromsynchronmotor 119.
 Wechselstromwiderstand 132.
 —, Berechnung des 132.
 Weglänge, freie, der Elektronen 189, 191.
 —, freie, von Gasmolekülen 154, 19.
 Wehnelt, A. 135.
 Wehneltsche Oxydkathode 163.
 Weicheisenstrommesser, Modell 4.
 Wellen, elektrische, Brechung 250.
 —, elektrische, Geschwindigkeit 242.
 —, elektrische, Polarisation 253.
 —, elektrische, Reflexion 248.
 —, halbfreie, elektrische 250.
 —, Nachweis fortschreitender 248.
 —, stehende elektrische 238.
 Wellenlänge, Messung 248.
 Wellentelegraphie 250.
 Wellenwiderstand 243.
 Wertigkeit von Ionen und Trägern 150, 173.
 Widder 127.
 Widerstand 9.
 —, induktiver 10, 128, 131.
 —, kapazitiver 131.
 —, Messung durch Feldzerfall 53.
 —, Schema 10.
 —, spezifischer 175, 176.

Widerstand, spezifischer, von Metallen 184.	Winkelgeschwindigkeit = Kreisfrequenz 113.	Zahnradläufer 118.
—, technischer 9, 183.	Wirbelfeld, elektrisches 76, 87.	Zeigervoltmeter 8.
— von Brücken 205.	Wirbelstromdämpfung 91.	Zeitmessung durch Feldzerfall 52.
Widerstände, Messung großer 53.	Wirbelströme 89, 140.	Zeitsumme der Spannung 72.
Widerstandsthermometer 186.	Wirbelstromheizung 140.	— des Stromes 12.
Wiedemann-Franzsche Regel 188.	Wirkung 111.	Zerfall des elektrischen Feldes 20.
Wiedervereinigung von Elektrizitätsträgern 151.	Wirkungselement, Plancksches 111.	—, radioaktiver 222.
Wien, M. 178.	Wolframdraht, geheizter, als Elektronenquelle 157.	Zerfallsreihen 224.
Wilcke, J. C. 17, 21, 47.	Zahl der Elektronen in Metallen 190.	Zerstrahlung 226.
Wilson, B. 42.	Zählverfahren, elektrisches 220.	Zirkular polarisierte Schwingungen 123.
—, C. T. R. 219.	Zahn, H. 178.	Zündmaschinen 115.
Wimshurst 50.		Zweifadenvoltmeter 8.
Wind, elektrischer 167.		Zweiphasenmotor für Wechselstrom 124.
Windungsfläche 84.		Zylinderkondensator 33.

Wichtige Konstanten.

<p>Elektrische Elementarladung $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Amp. Sek.</p> <p>Ruhmasse des Elektrons $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg</p> <p>Masse des Protons $m_H = 1,673 \cdot 10^{-27}$ kg</p> <p>PLANCKSche Konstante $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Watt. Sek²</p> <p>BOLTZMANNsche Konstante $k = 1,38_4 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Wattsekunde}}{\text{Grad}}$</p> <p>LOSCHMIDTSche Konst. $N = \frac{\text{Molekülzahl}}{\text{Masse}}$ $= 6,02 \cdot 10^{26}$ (Kilomol)⁻¹</p> <p>Gaskonstante $R = N \cdot k = 8,31 \cdot 10^3 \frac{\text{Wattsekunde}}{\text{Grad Kilomol}}$</p>	<p>Volumen $\frac{V}{M}$ für ideale Gase unter Normalbedingungen, also 0 Grad C und 76 cm Hg-Säule. $\frac{V}{M} = 22,4 \frac{\text{m}^3}{\text{Kilomol}}$</p> <p>Gravitationskonstante $\gamma = 6,68 \cdot 10^{-11}$ Großdyn $\frac{\text{m}^2}{\text{kg}^2}$</p> <p>Influenzkonstante $\epsilon_0 = 8,858 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Amp. Sekunde}}{\text{Volt} \cdot \text{Meter}}$</p> <p>Induktionskonstante $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Volt. Sekunde}}{\text{Amp. Meter}}$</p> <p>Lichtgeschwindigkeit $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}} = 2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{sek}}$</p>
<p>$\frac{\text{Elektr. Elementarladung}}{\text{Masse eines Ions}} = \frac{e}{m} = N \cdot e = 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amp. Sek.}}{\text{Kilomol}}$</p> <p>$\frac{\text{Ladung eines n-wertigen Ions}}{\text{Masse des Ions}} = \frac{q}{m} = \frac{n e}{m} = \mathfrak{F} = 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amp. Sek.}}{\text{kg-Äquivalent}}$ (1/n Kilomol = 1 kg-Äquivalent; \mathfrak{F} wird FARADAYSche Konstante genannt)</p>	
<p>Masse m eines Moleküles = N^{-1}.</p> <p>Beispiel für O₂; Molekulargewicht (M) = 32; ein Kilomol O₂ = 32 kg. Also</p> $m_{O_2} = \left(\frac{6,02 \cdot 10^{26}}{32 \text{ kg}} \right)^{-1} = 5,32 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$	
<p>$\mathfrak{N} = \frac{\text{Molekülzahl } n}{\text{Volumen } V} = \text{Dichte } \rho \cdot N$</p> <p>Beispiel für O₂; $\rho = 1,43 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$; $N = \frac{6,02 \cdot 10^{26}}{32 \text{ kg}}$; $\rho N = 2,7 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$.</p>	

Nachwort: Zur Wahl der Einheiten.

Meine Ablehnung der CGS-Einheiten dürfte heute selbst von seiten der theoretischen Physiker nicht mehr beanstandet werden: ist doch einer ihrer berufensten Vertreter, kein geringerer als ARNOLD SOMMERFELD in München, in seinen Vorlesungen von den Grundlagen der CGS-Systeme abgerückt. SOMMERFELD schreibt: „Die orthodoxe Zahl 3, die den sogenannten absoluten Maß-Systemen zugrunde liegt, konnte so lange verbindlich erscheinen, als man hoffen konnte, die Elektrizität auf Mechanik zurückzuführen. Diese Zeit ist vorüber. Man tut den elektromagnetischen Größen Gewalt an, wenn man sie in das Prokrustesbett der drei Einheiten hineinzwängt.“ Und weiter: Die elektrische Ladung „braucht es sich nicht mehr gefallen zu lassen, zu sich selbst im Verhältnis c zu stehen“ (c = Lichtgeschwindigkeit), eine „Aussage, mit der wir Generationen von Studierenden erschreckt haben“ (Phys. Z. **36**, 814, 1935).

Mein eigener Standpunkt in der Einheiten-Frage ist der folgende: Physik wird nicht nur für den engen Kreis der Fachleute getrieben, sondern vor allem zum Nutzen und zur Förderung aller naturwissenschaftlich und technisch Tätigen. Die namenlosen CGS-Einheiten, ihre mystischen Dimensionsangaben und das wirre Durcheinander elektromagnetischer und elektrostatischer Größen erschweren dem Fernerstehenden das Verständnis; dem Lernenden machen sie erfahrungsgemäß viel unfruchtbares Kopfzerbrechen. Dabei bringen sie keinerlei Vereinfachungen für die Schreibweise der Gleichungen, widersprechende Behauptungen sind ohne Diskussion zu widerlegen: man braucht nur eine größere Anzahl von Gleichungen in beiden Maß-Systemen nebeneinander zu stellen, die Zahl der Zeichen abzuzählen und die Mittelwerte zu bilden. Das ist auf S. 276 geschehen.

Selbstverständlich genügt neben den vier Einheiten m, kg, sek und Grad eine spezifisch elektrische Größe, nämlich die *Ladung*, gemessen in Ampere-sekunden = Coulomb. Statt Volt kann man Großdynmeter/Ampere-sekunde schreiben. Aber auf den Skalen unserer Spannungsmesser steht Volt, und die Übersicht würde erschwert, wenn die Einheit Volt nicht auch in den Dimensionsangaben erschiene. Kapazität = Ladung/Spannung mit der Dimension [Amperesek/Volt] ist leichter verständlich und daher *zweckmäßiger* als die Dimension [Amperesek²/Großdynmeter]. Überdies kommt es auf eine Einheit mehr oder weniger doch wirklich nicht an. Man scheut sich ja auch nicht vor der Anwendung von rund hunderttausend individueller Masseneinheiten, nämlich der Mole oder Kilomole.

Die spezifische Molekülzahl, also das Verhältnis Molekülzahl/Masse, nenne ich *Loschmidtsche Konstante N*. (Auf den Namen LOSCHMIDT würde ich nur ungern verzichten!) Bei Anwendung der individuellen Masseneinheiten Kilomol gilt $N = 6,02 \cdot 10^{26}$ Kilomol⁻¹.

Herkömmlichem Brauch entgegen sollte man **N** als individuelle Stoffkonstante bezeichnen, wie etwa den spezifischen elektrischen Widerstand, und nicht als Universal-konstante, wie etwa die elektrische Elementarladung. — Nützlich ist ein Vergleich. Für jeden Stoff und für jede Lichtart kann man experimentell eine Brechzahl n bestimmen. Mit ihrer Hilfe kann man für jeden Stoff und jede Lichtart eine individuelle Zeiteinheit definieren, nämlich eine Brechsekunde = n Sek. Ferner kann man die Lichtgeschwindigkeit, das Verhältnis Laufweg des Lichtes/Laufzeit, aus historischer Pietät Römersche Konstante c nennen. Dann gilt mit den individuellen Zeiteinheiten $c = 3 \cdot 10^8$ Meter/Brechsekunde.

Die Physik enthält eine Fülle sachlicher Schwierigkeiten, daher soll ihre Darstellung Schwierigkeiten formaler Art vermeiden und sich um Einfachheit und Klarheit bemühen. Zur Erreichung dieses Zieles muß man sich auch von eingewurzelten Gewohnheiten frei machen und gelegentlich umlernen können.

R. W. P.

Vergleichende Übersicht über die Schreibweise einiger Gleichungen.

(Die Zahl der benutzten Zeichen ist in Klammern beigefügt.)

	Für Einheiten des internationalen Maß-Systems (dies Buch)	Für Einheiten des abs. Maß-Systems (meist nach G. Joos, Theoretische Physik, aber mit den Buchstaben dieses Buches)
Kapazität eines flachen Plattenkondensators	$C = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 F}{l}$ (4)	$= \frac{\varepsilon \cdot F}{4 \pi l}$ (5)
Selbstinduktionskoeffizient L einer gestreckten Spule	$L = \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot n^2 F}{l}$ (5)	$= \frac{\mu \cdot 4 \pi n^2 F}{c^2 l}$ (7)
Elektrische Energie im Volumen V	$E_e = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathfrak{G}^2 V$ (4)	$= \frac{\mathfrak{G}^2 V}{8 \pi}$ (4)
Magnetische Energie im Volumen V	$E_m = \frac{\mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 V$ (4)	$= \frac{\mathfrak{H}^2 V}{8 \pi}$ (4)
Kraft zwischen zwei punktförmigen elektrischen Ladungen	$K = \frac{q q'}{4 \pi \varepsilon_0 r^2}$ (6)	$= \frac{q q'}{r^2}$ (3)
Kraft zwischen zwei punktförmigen Magnetpolen	$K = \frac{\Phi \Phi'}{4 \pi \mu_0 r^2}$ (6)	$= \frac{\Phi \Phi'}{r^2}$ (3)
Anziehung zwischen zwei geladenen Platten mit homogenem Feld	$K = \frac{\varepsilon_0 \mathfrak{G}^2 F}{2}$ (4)	$= \frac{\mathfrak{G}^2 F}{8 \pi}$ (4)
Anziehung zwischen zwei ebenen Magnetpolen mit homogenem Feld	$K = \frac{\mu_0 \mathfrak{H}^2 F}{2}$ (4)	$= \frac{\mathfrak{H}^2 F}{8 \pi}$ (4)
Elektrische Polarisierbarkeit = $\frac{\text{elektr. Moment eines Moleküles}}{\text{elektrische Feldstärke}}$	$p = \frac{3 \varepsilon_0}{\mathfrak{N}} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$ (7)	$= \frac{3}{4 \pi \mathfrak{N}} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$ (8)
Permanentes elektr. Moment eines parlektrischen Moleküles	$w = (3 k T_{\text{abs}} \cdot p)^{\frac{1}{2}}$ (4)	$= (3 k T_{\text{abs}} p)^{\frac{1}{2}}$ (4)
Magnetische Polarisierbarkeit = $\frac{\text{magn. Moment eines Moleküles}}{\text{magnetische Feldstärke}}$	$j = \frac{\mu_0 (\mu - 1)}{\mathfrak{N}}$ (4)	$= \frac{(\mu - 1)}{4 \pi \mathfrak{N}}$ (5)
SOMMERFELDSche Feinstrukturkonstante	$\frac{1}{137} = \frac{e^2}{2 \varepsilon_0 \hbar c}$ (5)	$= \frac{2 \pi e^2}{\hbar c}$ (5)
BOHRsches Magneton	$\gamma = \frac{\mu_0 \hbar}{4 \pi} \cdot \frac{e}{m}$ (6)	$= \frac{\hbar}{4 \pi c} \cdot \frac{e}{m}$ (6)
Radius der kleinsten Elektronenbahn im H-Atom	$r_{\text{min}} = \frac{\varepsilon_0 \hbar^2}{\pi m e^2}$ (5)	$= \frac{\hbar^2}{4 \pi^2 m e^2}$ (5)
Magnetisches Moment Drehimpuls für ein umlaufendes Elektron	$\frac{G}{\mathfrak{H}^*} = \frac{\mu_0}{2} \cdot \frac{e}{m}$ (4)	$= \frac{e}{2 m c}$ (4)
für ein kreiselndes Elektron	$\frac{G}{\mathfrak{H}^*} = \mu_0 \cdot \frac{e}{m}$ (3)	$= \frac{e}{m c}$ (3)
Larmor-Frequenz	$\nu_L = \frac{\mathfrak{H}}{4 \pi} \cdot \frac{e}{m}$ (5)	$= \frac{\mathfrak{H}}{4 \pi c} \cdot \frac{e}{m}$ (6)
Rydberg-Frequenz	$Ry = \frac{e^4 m}{\varepsilon_0^2 8 \hbar^3}$ (5)	$= \frac{2 \pi^2 e^4 m}{\hbar^3}$ (5)
Bahnkrümmungsradius eines Elektrizitätsträgers mit der Ladung $q = (n e)$ im Magnetfeld	$\varrho = \frac{m}{n e} \cdot \frac{u}{\mathfrak{H}}$ (5)	$= \frac{m}{n e} \cdot \frac{c u}{\mathfrak{H}}$ (6)
	Summe (90)	Summe (91)