

Das freie Elektron in Physik und Technik

Vorträge von

Dr.-Ing. habil. E. Brüche, Berlin · Dr. H. Ewest, Berlin · Doz. Dr. R. Frerichs,
Berlin · Prof. Dr. W. Gerlach, München · Dr. A. Glaser, Berlin · Prof. Dr.
W. Kossel, Danzig · Prof. Dr. C. Ramsauer, Berlin · Dr.-Ing. H. Rothe, Berlin
Prof. Dr. H. Rukop, Berlin · Dr.-Ing. E. Ruska, Berlin · Prof. Dr. W. Schottky,
Berlin · Dr. M. Steenbeck, Berlin

Veranstaltet durch den
Bezirk Berlin des Verbandes Deutscher Elektrotechniker
– vormals Elektrotechnischer Verein e. V. – in Gemeinschaft
mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule Berlin

Herausgegeben von

Prof. Dr. C. Ramsauer

Mit 223 Abbildungen



Berlin
Verlag von Julius Springer
1940

ISBN-13: 978-3-642-47139-1 e-ISBN-13: 978-3-642-47420-0
DOI: 10.1007/978-3-642-47420-0

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung
in fremde Sprachen, vorbehalten.
Copyright 1940 by Julius Springer in Berlin.

Vorwort.

Das vorliegende Buch gibt eine der Vortragsreihen wieder, die der Bezirk Berlin des Verbandes Deutscher Elektrotechniker in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule Berlin seit Jahren zu veranstalten pflegt. Die Wahl war diesmal auf das Thema „Das freie Elektron in Physik und Technik“ gefallen, weil gerade hier das Wissenschaftliche wie das Technische, das Gewordene wie das Werden in gleichem Maße auf allgemeines Interesse rechnen kann. Als Vortragende sollten grundsätzlich nur solche Fachleute der Hochschulen und der industriellen Forschungslaboratorien herangezogen werden, welche auf dem Gebiete ihres Vortrages selbst anerkannte Leistungen aufzuweisen haben. Die Vorbereitung der Veranstaltung wurde in meine Hände gelegt.

Vor allem waren zunächst die Vortragsthemen bis ins einzelne festzulegen und gut gegeneinander abzugrenzen. Dabei mußten für jeden Vortrag die selbständige Bedeutung und die richtige Einfügung in das Ganze gegeneinander abgeglichen werden; außerdem war auf das Arbeitsgebiet des voraussichtlichen Vortragenden von vornherein Rücksicht zu nehmen. So entstanden zwölf in sich geschlossene Vorträge, deren erste Hälfte die physikalischen Grundlagen und deren zweite Hälfte die technischen Anwendungen des Gebietes behandeln sollte. Der Erfolg der Vortragsreihe war ein sehr guter, wie der zahlreiche, bis zum Schluß anhaltende Besuch bewiesen hat. —

Auf Grund dieses Erfolges wurde der Druck der Vortragsreihe beschlossen und die Herausgabe mir übertragen. Bei der Vielheit der Autoren mußte es mein Hauptziel sein, die Einheitlichkeit des Ganzen, welche für den Hörer hinter dem lebendigen Eindruck des Vortrags mehr zurücktritt, welche aber für den Leser von wesentlicher Bedeutung ist, nach Möglichkeit zu fördern. Im einzelnen bestand diese Aufgabe darin, die Beiträge noch grundsätzlicher aneinander anzupassen, etwaige Gegensätze in der Auffassung bei verschiedenen Autoren entweder auszugleichen oder doch klarzustellen, Überschneidungen zu beseitigen, Lücken auszufüllen und dafür zu sorgen, daß die zugrunde gelegte Disposition eingehalten wurde. In diesem Sinne wurden die Emissionsfragen aus den Beiträgen der Herren RUKOP und GLASER in einem einleitenden Teil des Beitrages von Herrn SCHOTTKY, den Herr RECKNAGEL in Zusammenarbeit mit Herrn SCHOTTKY verfaßte, zusammengefaßt. Ferner wurden aus dem Beitrag von Herrn BRÜCHE

Betrachtungen über Elektronenoptik und Abbildungsgeräte zugunsten des besonderen Beitrages von Herrn RUSKA gestrichen. Schließlich erfuhr der Vortrag von Herrn RUKOP eine Umarbeitung mit dem Ziel, die röhrentechnischen gegenüber den schalttechnischen Fragen etwas stärker in den Vordergrund treten zu lassen. So gelang es schließlich, mit den Autoren eine endgültige, alle Teile befriedigende Fassung zu vereinbaren¹. Alle diese und vielerlei kleinere Arbeiten konnten nur in enger, verständnisvoller Zusammenarbeit mit den beteiligten Autoren gelöst werden, denen ich auch an dieser Stelle für ihre Unterordnung unter die gemeinsame Aufgabe danken möchte. Ich hoffe, daß so ein Buch zustande gekommen ist, das neben der Originalität in den Einzeldarstellungen doch auch eine gewisse Einheitlichkeit in der Gesamtdarstellung beanspruchen kann.

Zum Schluß möchte ich noch Herrn MROWKA, der mich bei der Durchführung der Herausgabe bis zu seiner Einberufung wesentlich unterstützt hat, meinen besten Dank aussprechen.

Berlin, im November 1940.

C. RAMSAUER.

¹ Eine Ausnahmestellung nimmt der Beitrag von Herrn RUSKA ein, dem wegen seiner großen Verdienste um das Übermikroskop die Darstellung des Gesamtgebietes der Abbildungsgeräte übertragen war. Der Abgleich war insofern besonders schwierig, als Herr RUSKA auch Arbeiten von Herrn BRÜCHE mitzubehandeln hatte, und als gewisse Gegensätze zwischen Herrn RUSKA sowie seinen Mitarbeitern auf der einen Seite und Herrn BRÜCHE sowie mir auf der anderen Seite bestehen. Nachdem es durch mühsamste Verhandlungen gelungen war, eine alle Teile befriedigende Fassung der beiden Aufsätze zu vereinbaren, hat Herr RUSKA die mit ihm vor Beginn der Drucklegung vereinbarte Fassung bei der Korrektur in wesentlichen Punkten wieder geändert und die Wiederherstellung des vereinbarten Textes abgelehnt. Es standen mir nunmehr als Herausgeber nach meiner Auffassung, die auch vom Verlage geteilt wird, folgende drei Wege offen: 1. Abdruck des RUSKAschen Beitrages in der mit ihm zuletzt vereinbarten Fassung. 2. Völliger Verzicht auf den Abdruck des Beitrages. 3. Abdruck in der nachträglich von Herrn RUSKA gewünschten geänderten Fassung mit einem entsprechenden redaktionellen Vorbehalt. Auf Rat des Verlages habe ich den dritten Weg gewählt und bringe hiermit zum Ausdruck, daß die Tatsache meiner Herausgeberschaft nicht gleichzeitig eine Zustimmung zu der Fassung des RUSKAschen Aufsatzes bedeutet.

Inhaltsverzeichnis.

A. Das freie Elektron in der Physik.

I. Das freie Elektron.

Seite

Von Prof. Dr. W. GERLACH , Direktor des Physikalischen Instituts der Universität München	1
1. Entdeckung und Nachweis des Elektrons	2
2. Das Elektron als Ladungs- und Masseträger	5
3. Feinheiten im Bilde vom Elektron	13
4. Bedeutung des Elektrons in unserer Welt	20

II. Wechselwirkung zwischen Elektron und Materie.

Von Prof. Dr. C. RAMSAUER , Direktor des Forschungsinstituts der AEG, Berlin	23
1. Einwirkung des Atoms auf Geschwindigkeit und Richtung des Elektrons	23
2. Energetische Wechselwirkung zwischen Elektron und Atom	28
3. Die Wirkung des Atoms oder eines Atomverbandes auf das Elektron als Welle	33
4. Ausblick auf praktische Anwendungen	37

III. Elektronenbefreiung.

Von Prof. Dr. W. SCHOTTKY , Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Siemens & Halske AG., Berlin, mit einem einführenden Kapitel von Dr. A. RECKNAGEL , Wissenschaftlicher Mitarbeiter des Forschungsinstituts der AEG, Berlin	38
1. Elektronenemission der Metalle	38
2. Theorie der Oxydemission	48
3. Der elementare Sekundärstromvorgang in elektronischen Halbleitern	57

IV. Entladungserscheinungen.

Von Dr. M. STEENBECK , Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Siemens-Schuckertwerke AG., Berlin	65
1. Allgemeine Übersicht	66
2. Das Kathodengebiet	73
3. Säule und Plasma	78
4. Anodengebiet	83

V. Strahlungsanregung von Gasen und festen Körpern.

Von Dozent Dr. R. FRERICHS , Laboratoriumsleiter in der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung m. b. H., Berlin	85
1. Die Strahlungsanregung der Gase	85
2. Das Leuchten der festen Körper	101

VI. Röntgenphysik.

	Seite
Von Prof. Dr. W. KOSSEL , Direktor des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Danzig	108
1. Bremsstrahlung	108
2. Elektronenauslösung durch Röntgenstrahlen	120
3. Röntgenoptik	124

B. Das freie Elektron in der Technik.**VII. Systematik der Elektronengeräte.**

Von Dr.-Ing. habil. E. BRÜCHE , Leiter des Physikalischen Laboratoriums am Forschungsinstitut der AEG, Berlin	133
1. Bewegungsgesetze der Elektronen	133
2. Ausnutzung der Grundeigenschaften	135
3. Die beiden statischen Prinzipien der Elektronenführung: Fokussierung und Dispersion	139
4. Die beiden Steuerungsprinzipien der Elektronentechnik: Richtungs- und Intensitätssteuerung	147
5. Laufzeiterscheinungen	152

VIII. Verstärker- und Senderröhren (stationäre Vorgänge).

Von Prof. Dr. H. RUKOP , Vorstandsmitglied der Telefunken-Ges. m. b. H., Berlin	157
Grundgesetze der Entladung und Steuerung	157
1. Emissionsgesetze der Glühkathode (Diode)	157
2. Röhre mit Steuergitter (Triode)	159
Röhrenschaltungen	163
3. Verstärkertheorie	163
4. Rückkopplung	168
5. Modelung und Rückmodelung	170
Kompliziertere Röhren	172
6. Mehrgitter- und Verbundröhren	172
7. Röhren mit Sekundärstrahlung	176

IX. Nichtstationäre Vorgänge in Elektronenröhren.

Von Dr.-Ing. H. ROTHE , Abteilungsvorstand der Hochfrequenzlaboratorien der Telefunken-Ges. m. b. H., Berlin	178
1. Das Verhalten von Elektronenströmungen in Hochfrequenzfeldern	178
2. Laufzeitgeneratoren	191

X. Stromrichter.

Von Dr. A. GLASER , Leiter des Röhren-Laboratoriums am Forschungsinstitut der AEG, Berlin	199
1. Stromrichtgefäße ohne Steuergitter	199
2. Steuerbare Stromrichtgefäße	210

XI. Abbildungsgeräte.

Seite

Von Dr.-Ing. E. RUSKA , Laboratorium für Elektronenoptik der Siemens & Halske AG., Berlin	224
1. Linsen der elektronischen Abbildungsgeräte	225
2. Bildwandler	228
3. Fernsenderöhren	230
4. Elektronenmikroskope	233
5. Nachtrag	245

XII. Leuchtröhren.

Von Dr. H. EWEST , Geschäftsführer der Studiengesellschaft für elek- trische Beleuchtung m. b. H., Berlin	250
1. Eigenschaften der Gasentladung als Lichtquelle	250
2. Niederdruckentladungen	256
3. Hochdruckentladungen	257

Schrifttum	267
-----------------------------	-----

A. Das freie Elektron in der Physik.

I. Das freie Elektron.

Von

WALTHER GERLACH.

„Schafft her das Elektron aus Sardes“ ruft Creon in Sophokles' Antigone. Er wünschte aber kein Elektrizitätsteilchen, sondern Geld. Denn diesen Namen „Elektron“ führte das Münzmetall des alten Kleinasiens, eine Legierung aus etwa $\frac{4}{5}$ Gold und $\frac{1}{5}$ Silber, die in Sardes gediegen in der Natur gefunden wurde. Sie zeigt einen wunderschön goldgelben *Glanz*, so daß diese Erscheinung selbst — z. B. in Xenophons Anabasis — den gleichen Namen erhielt. Goldgelb glänzte auch der nordische Bernstein, und man nannte ihn deshalb kurz Elektron.

Dieser Bernstein zeigte die wunderbare Eigenschaft, Federn und Papier anzuziehen, wenn man ihn an einem Stück Stoff gerieben hatte. 1600 führte WILLIAM GILBERT diese von ihm näher untersuchte Erscheinung auf eine Kraft zurück, welcher er unter Benutzung des griechischen Wortes für Bernstein den Namen elektrische Kraft gab.

1891 schlug STONEY vor, das Wort Elektron zu benutzen zur Kennzeichnung „der natürlichen Einheit der Elektrizität“, d. h. „für die elektrische Ladung, welche mit der chemischen Valenz verbunden ist“, also für die gleiche Größe, welche HELMHOLTZ 1881 als „elektrische Ladung des Ions“ und 1893 als „Elementarquantum der Elektrizität“ bezeichnete.

Heute aber nennen wir Elektron die kleinste (bisher bekannte!) negative Elektrizitätsladung, deren *selbständiges* Bestehen in Materie und losgelöst von Materie wir experimentell nachweisen können und von der viele Eigenschaften der messenden Physik zugänglich sind.

Von unserem Wissen über *dieses Elektron* wollen wir in diesem ersten Vortrag sprechen, der damit die Einleitung zu der ersten Gruppe von Vorträgen mehr physikalischen Inhalts geben soll. Wir werden dabei von der Frage ausgehen, wie man zu der Entdeckung und der physikalischen Beherrschung des Elektrons kam und dann seine besonderen Eigenschaften behandeln, die ihm eine so weitreichende Bedeutung verleihen.

1. Entdeckung und Nachweis des Elektrons.

Vorkommen des Elektrons in der Natur. Sehr lange hat es gedauert, bis man in der sich uns ohne experimentelle Eingriffe anbietenden Natur Elektronen fand. Anfang unseres Jahrhunderts wurden die β -Strahlen der radioaktiven Substanzen, erst in neuester Zeit Teile der sog. Höhenstrahlung als schnellfliegende Elektronen erkannt. Indirekt schließt man auf eine erhebliche Anreicherung von freien Elektronen in sehr hohen Schichten unserer Atmosphäre. Diese Schwierigkeit, freie Elektronen in der Natur zu finden, muß dem Unbefangenen um so merkwürdiger erscheinen, als wir heute wissen, daß sie fast in gleich großer Zahl wie die materiellen Masseinheiten in aller Materie vorhanden sind. So konnte es auch nicht ausbleiben, daß man sie bald auf die mannigfaltigste Weise aus der Materie herausholen konnte, nachdem man einmal ihre Existenz und ihre Eigenschaften, also auch die Nachweismöglichkeiten aufgefunden hatte. Jetzt stellte sich heraus, von welcher Bedeutung das Wissen um das Elektron für die tiefere Erkenntnis der Natur, für unser Weltbild ist: und wie dieses, so wurden auch weite Bereiche der Technik durch die Beherrschung des Elektrons in vollständig neue Bahnen geführt. Von allem wird diese Vortragsreihe handeln.

Die physikalische Erforschung des Elektrons ist zwei voneinander unabhängige Wege gegangen. Der eine geht aus von der Untersuchung der Stromleitung in Gasen, insonderheit der Kathodenstrahlen; er führte zur Isolierung des *freien* Elektrons und dann zur Möglichkeit, mit diesem zu experimentieren. Der zweite Weg nimmt seinen Ausgang von der Deutung der Stromleitung in Elektrolyten und führte zur Bestimmung des absoluten Wertes der kleinsten, mit Materie verbundenen elektrischen Ladung.

HITTORFS Entdeckung. In den 60er Jahren des vergangenen Jahrhunderts nahm WILHELM HITTORF die von FARADAY begonnenen, aber später nicht genügend beachteten Versuche über den Stromdurchgang durch verdünnte Gase auf. Es gelang ihm festzustellen, daß die Stromleitung aus zwei verschiedenen Arten von Elektrizitätstransport bestehen müsse, deren eine mit Materie verbunden war, deren andere aber sich verhält wie „ein unendlich dünner geradliniger gewichtsloser steifer Stromfaden“. Die erste Art der Leitung dachte er sich analog der materiellen Ionenleitung¹ in Elektrolyten, *die zweite Art erkannte er als etwas grundsätzlich Neues.* „Täusche ich mich nicht,“ schreibt er, „so sind diese Verhältnisse äußerst günstig, um uns Schlüsse auf den Vorgang des elektrischen Stromes selbst zu gestatten.“ Diese HITTORFSchen Glimmstrahlen oder, wie GOLDSTEIN sie dann nannte, die Kathodenstrahlen erwiesen sich später in der Tat als die elementaren Träger, deren Bewegung den elektrischen Strom liefert, gleichgültig in welchem Medium; Unterschiede bestehen nur darin, ob die Ladungen frei oder an Materie gebunden sind.

¹ Auch die Leitung in Metallen hielt HITTORF von dieser Art, was sich bekanntlich nicht bewahrheitete.

Die Grundfragen waren also, ob die Kathodenstrahlen eine elektrische Ladung mit sich führen, und welcher Art ihr Träger sei. Ein Teil der zahlreichen, zu diesem Zwecke angestellten Untersuchungen vor 1890 führte mit ebenso großer Sicherheit zu dem Nachweis eines Ladungstransports, wie ein anderer Teil die Ladungsfreiheit und damit die Wellennatur der Kathodenstrahlen beweisen sollte. Wir wissen heute die Gründe für die Schwierigkeit dieser Entscheidung: In der Entladungsröhre liegen so komplizierte elektrische Vorgänge vor, daß ein Ladungstransport durch die Kathodenstrahlen innerhalb derselben

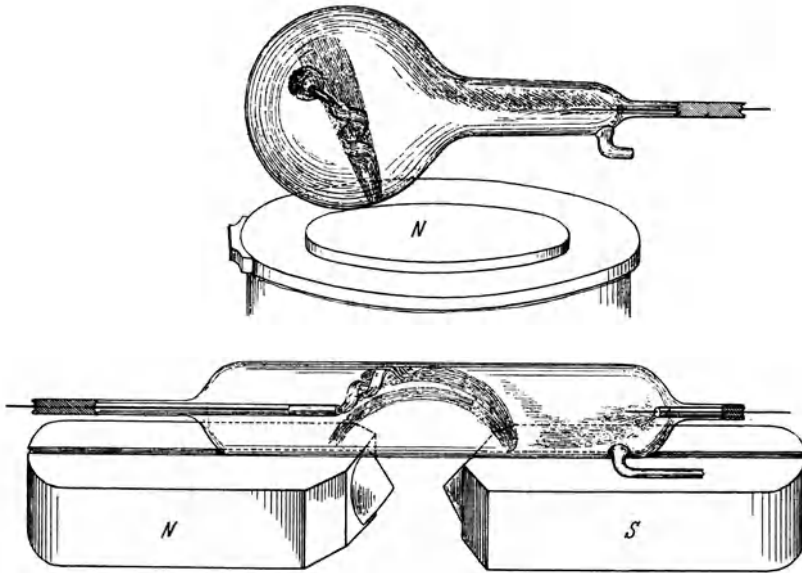


Abb. 1. Zeichnung eines magnetisch abgelenkten Kathodenstrahls nach HITTORF.

überhaupt nicht einwandfrei durch Messungen der Aufladung nachgewiesen werden kann. Und zweitens: Das Verfahren, die Kathodenstrahlen mit einer Platte aufzufangen zum Nachweis, ob Ladungen auffallen, kann nicht zu einem eindeutigen Ergebnis führen, weil die Kathodenstrahlen wieder von der Platte Ladungen auslösen, deren Zahl sogar größer sein kann als die Zahl der aufgefangenen Ladungen (Sekundäremission, vgl. S. 46).

HITTORF kam auf ganz andere Weise zu seinem Schluß: Er hatte entdeckt, daß die Kathodenstrahlen durch ein äußeres Magnetfeld gerade so abgelenkt werden, als ob sie ein praktisch masseloser Stromleiter seien. Er hatte durch die Anwendung hoher Beschleunigungsspannungen und durch das Vorhandensein geringer Gasmengen ein Kathodenstrahlbündel erhalten, welches nur einen sehr geringen Querschnitt hatte. Abb. 1 zeigt eine der Zeichnungen HITTORFs, dessen Experimente

nur noch in den Versuchen mit gaskonzentrierten Elektronenstrahlen, insbesondere mit den Fadenstrahlen BRÜCHES in neuerer Zeit ihre weitere Vervollkommnung fanden.

Das LENARDSche Fenster. Der Fortschritt kam durch eine grundsätzliche Verbesserung der Experimentiermöglichkeiten, als LENARD den Nachweis brachte, daß Kathodenstrahlen durch eine genügend dünne Metallfolie aus dem Entladungsraum mit seinen unübersichtlichen elektrischen Verhältnissen in einen abgetrennten Experimentierraum hindurchgeschossen werden können. Das LENARDSche Fensterrohr (Abb. 2) enthält wie ein gewöhnliches Entladungsrohr Kathode und Anode, zwischen denen eine Spannung — damals durch ein Induktorium erzeugt — von etwa 30000 V liegt. In dem genügend evakuierten Rohr entsteht ein Bündel von Kathodenstrahlen, die von der Kathode senkrecht ausgehen. Der Gedanke von LENARD bestand nun darin, daß er in der Rohrwand, die der Kathode gegenüberliegt, ein dünnes Aluminium-, „Fenster“ von einigen $\frac{1}{1000}$ mm Dicke anbrachte. Elek-

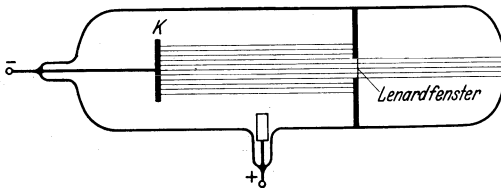


Abb. 2. LENARDSche Röhre.

tronenstrahlen von der Energie von 30000 eV sind fähig, ein solches „Fenster“ zu durchdringen, sie gelangen also durch dasselbe aus dem Entladungsraum heraus. Nun war es möglich, den isolierten Kathodenstrahl den bekannten Kräften zu unterwerfen und seine Reaktion hierauf zu messen. Jetzt gelang es erst einwandfrei, die Natur der Kathodenstrahlen aus ihrer elektrischen und magnetischen Ablenkung zu bestimmen.

Das erste Ergebnis, fast zu gleicher Zeit und unabhängig voneinander von WILHELM WIEN und von LENARD erhalten, war der sichere Nachweis, daß die Kathodenstrahlen in dem Transport negativer elektrischer Ladung bestehen. Mit der Durchdringung der Metallfolien war gleichzeitig der Gedanke nahegelegt, daß die Kathodenstrahlteilchen von sehr kleiner räumlicher Ausdehnung sein müssen.

Verfahren zum Nachweis von Kathodenstrahlen. Hierzu bedurfte es bequemer Methoden zum Nachweis der Kathodenstrahlen. So lange die Kathodenstrahlen durch ein Gas genügend hohen Druckes hindurchgehen, regen sie dieses zur Lichtemission an (vgl. Vortrag V). Diese Erscheinung wurde in der Folgezeit überaus wichtig; ihre quantitative Verfolgung lieferte die gesamten experimentellen Unterlagen für die Quantentheorie der Atome. Aber sie war ein ungeeignetes Reagens für die Kathodenstrahlen, da sie hierbei Energie verlieren und aus ihrer Bahn abgelenkt werden; reine Versuche mußten im Vakuum angestellt werden.

Eine andere Lichtanregung half hierzu: Wenn Kathodenstrahlen auf gewisse Körper auffallen, erregen sie diese zur Fluoreszenz. Ein solcher Leuchtschirm kann beliebig in den Gang der Kathodenstrahlen gebracht werden, die aufleuchtenden Stellen zeigen ihr Auffallen an. Manche Substanzen haben eine sehr große Empfindlichkeit; von mittelschnellen Kathodenstrahlen genügt schon das Auftreffen von einigen hundert Teilchen je Sekunde, um eine wahrnehmbare Lichterscheinung zu erzeugen. — Auch die photographische Platte wird von Kathodenstrahlen entwicklungsfähig gemacht: Eine den Leuchtschirm gerade noch zu sichtbarem Licht erregende Strahlung bewirkt dieses schon im Bruchteil von einer Sekunde. — Die Gase werden bei dem Durchlaufen der Kathodenstrahlen nicht nur zum Leuchten angeregt, sondern sie werden auch ionisiert (vgl. Vortrag IV).

Die Wilson-Kammer. Es ist als ein bedeutender grundsätzlicher Fortschritt zu bezeichnen, daß es schließlich auch gelang, ein Verfahren für den Nachweis *einzelner freier* bewegter Elektronen beliebiger Geschwindigkeit zu finden: die WILSONSche Nebelkammer. Diese baut sich auf der Ionisation der Gase durch Kathodenstrahlen und der Ansammlung von Wasserdampf zu Nebeltröpfchen an den Ionen auf. Beobachtet man durch eine photographische Momentaufnahme die Bildung der Nebeltröpfchen, während *ein* Elektron durch den leuchtenden Gasraum hindurchfliegt, so sieht man in der Reihe von Tröpfchen die Aufzeichnung der Bahn des Elektrons (Abb. 3). Auf diese Weise wird der Lauf *eines* Elektrons sichtbar und die Veränderung seines Laufes, z. B. durch Materie der direkten Beobachtung zugänglich. Wir werden nachher Ergebnisse solcher Versuche gebrauchen.

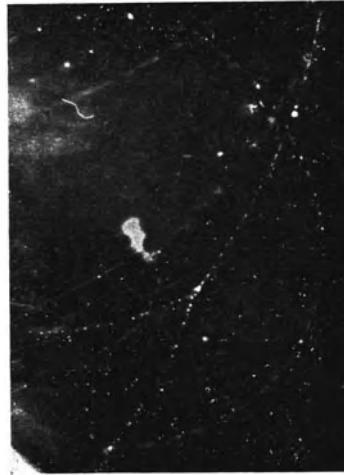


Abb. 3. Bahnen von Elektronen in der WILSONSchen Nebelkammer.

2. Das Elektron als Ladungs- und Masseträger.

Bestimmung der „spezifischen Ladung“. Wenn ein elektrisches Feld \mathcal{E} auf ein elektrisch geladenes Teilchen der Ladung e und der Masse m wirkt, so wird das Feld an der Ladung mit der Kraft $e\mathcal{E}$ angreifen und hierdurch das geladene Teilchen in der Richtung der Kraft beschleunigen, gemäß der allgemeinen NEWTONSchen Beziehung¹ (Abb. 4).

$$\text{Kraft} = e\mathcal{E} = mb; \quad b = \frac{e}{m}\mathcal{E}. \quad (1)$$

¹ Strenger und allgemeiner muß man vom Impuls $m \cdot v$ ausgehen. Jedoch genügt obige Darstellung der Forderung anschaulicher Verständlichkeit.

Hat das geladene Teilchen eine Geschwindigkeit v in Richtung senkrecht zur Richtung des Feldes, so liegt der gleiche Fall vor, wie für einen im Erdfeld horizontal geworfenen Körper: das Teilchen durchläuft nach

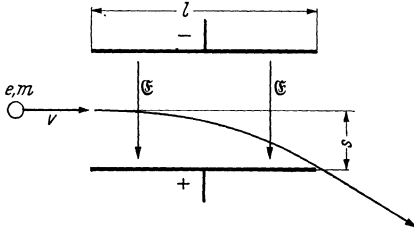


Abb. 4. Elektronenbahn im elektrischen Feld.

GALILEI eine Parabel. Ist die Länge des Feldes l , so braucht das Teilchen hierfür die Zeit

$$t = \frac{l}{v};$$

während dieser „fällt“ es im elektrischen Feld um den Betrag

$$s = \frac{1}{2} b t^2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \mathcal{E} \frac{l^2}{v^2}. \quad (2)$$

Stellt man also an das Ende des elektrischen Feldes einen Leuchtschirm, so wird sich auf ihm die Verlagerung der Bahn abzeichnen. Gleichung (2) liefert die Größe

$$\frac{e}{m} \frac{1}{v^2}.$$

Leider ist die Geschwindigkeit zunächst unbekannt.

Eine zweite Beziehung zwischen diesen Größen liefert der HITTORFSche Versuch, die Ablenkung im magnetischen Feld. Wir benutzen die HITTORFSche Hypothese, daß der Kathodenstrahl ein elektrischer Strom ist.

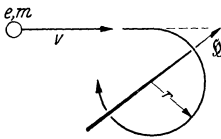


Abb. 5. Elektronenbahn im magnetischen Feld (das Magnetfeld \mathcal{S} steht senkrecht zur Papierebene).

Auf diesen übt ein magnetisches Feld \mathcal{S} , dessen Richtung senkrecht zur Stromrichtung ist, eine Kraft aus, welche auf beiden senkrecht steht, und welche gleich dem Produkt von Stromstärke mal Feldstärke ist.

Die Stromstärke ist die je Sekunde durch den Querschnitt des Strahles fliegende Ladung, d. h.

$$e \cdot v$$

eine senkrecht zur Bewegung wirkende Kraft \mathcal{R} erteilt der Masse m eine zentripetale Beschleunigung (Abb. 5), kraft derer sie eine Kreisbahn ausführt, deren Radius r durch

$$\mathcal{R} = m \cdot \frac{v^2}{r}$$

gegeben ist. Da

$$\mathcal{R} = e v \mathcal{S}$$

ist, ergibt sich die Beziehung

$$\frac{e}{m} \frac{1}{v} = \frac{1}{\mathcal{S} \cdot r}. \quad (3)$$

Aus (2) und (3) folgt

$$\frac{e}{m} = \frac{\mathcal{E} l^2}{2 s \cdot \mathcal{S}^2 r^2}; \quad v = \frac{\mathcal{E} l^2}{2 s \cdot \mathcal{S} \cdot r}.$$

Als Zahlenwerte lieferten die Versuche für

$$\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^8 \text{ C/g.}$$

Für v ergeben sich Werte, die mit steigender Spannung am Entladungsrohr größer wurden und die bei $\sim 10000 \text{ V}$

60000 km/s

betragen.

Unmittelbare Messung der Geschwindigkeit. Zur gleichen Zeit wurden Überlegungen angestellt, wie man die Geschwindigkeit, mit welcher die angenommenen Ladungsteilchen sich bewegen, unmittelbar messen

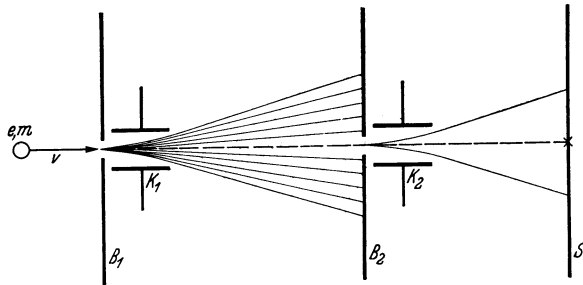


Abb. 6. Messung der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen nach WIECHERT, Anordnung nach F. KIRCHNER.

könne. Die entscheidende Untersuchung glückte WIECHERT. Wir wollen statt dieser älteren Arbeit die vor einigen Jahren von F. KIRCHNER ausgeführten Versuche besprechen.

Ein Kathodenstrahl (Abb. 6) läuft im höchsten Vakuum durch zwei enge Blenden B_1 und B_2 , und durch zwei Kondensatoren K_1 und K_2 nach dem Leuchtschirm S . Wenn an den Kondensatoren keine Spannung liegt, so wird der Kathodenstrahl einen scharfen Fluoreszenzfleck auf S liefern. Nun wird an K_1 eine hochfrequente Wechselspannung der Frequenz ν gelegt. Dann pendelt der Kathodenstrahl 2ν -mal je Sekunde über die Öffnung B_2 hin und her. Er geht also durch B_2 nur in den Augenblicken hindurch, in welchen an K_1 gerade die Spannung 0 liegt. An dem Kondensator K_2 liegt die gleiche Wechselspannung in der gleichen Phase wie an K_1 ; der durch B_2 hindurchgelaufene Strahl wird also im allgemeinen in K_2 abgelenkt werden. Denn als der Strahl durch K_1 ging, war die Spannung sowohl an K_1 als auch an K_2 gleich Null.

Da er aber eine gewisse Zeit braucht, um von K_1 zu K_2 zu gelangen, wird bei seiner Ankunft in K_2 das Feld nicht mehr Null sein. Dies ist nur dann der Fall, wenn die Laufzeit von K_1 bis K_2 genau gleich einer halben Periode der Wechselspannung ist: Dann wird der Strahl auch den zweiten Kondensator K_2 während der Spannung Null geradlinig durchlaufen und auf S einen Lichtfleck wiederum in der Mitte

erzeugen. Man hat also nur die Frequenz des synchronen Wechselfeldes an K_1 und K_2 so lange zu verändern, bis auf S genau die gleiche Lichterscheinung auftritt, wie ohne Wechselfeld. Wenn diese Frequenz ν und die Strecke von K_1 bis K_2 l cm beträgt, so errechnet sich die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen einfach zu

$$v = 2\nu \cdot l.$$

Ich will noch eine zahlenmäßige Angabe über die Größe der Geschwindigkeiten machen, mit welcher die Ladungsträger des Kathodenstrahles laufen. Wenn die Kathodenstrahlung mit einer Spannung von 100 V erzeugt war, so ergab sich eine Geschwindigkeit von 6000 km/s, mit einer Spannung von 10000 V 60000 km/s, also *genau* der gleiche Wert wie aus der elektrischen und magnetischen Ablenkung. Die Geschwindigkeit wächst proportional zu $\sqrt{\text{Volt}}$.

Das gleiche Ergebnis folgt auch aus einer anderen Überlegung, welche noch einmal die Richtigkeit der Annahme über die Natur der Kathodenstrahlen ausgezeichnet bestätigt.

Das Ladungsteilchen mit der Ladung e muß nach ihr seine Geschwindigkeit durch das Durchlaufen der Spannungsdifferenz an der Entladungsröhre erhalten haben. Diese betrage U_{Volt} . Dann ist die hierdurch erreichte kinetische Energie des Ladungsträgers $\frac{1}{2} m v^2$.

Aus

$$\frac{1}{2} m v^2 = e U_{\text{Volt}}$$

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} \cdot U_{\text{Volt}}}$$

ergeben sich aber mit dem früher bestimmten e/m -Wert gerade die direkt gemessenen Geschwindigkeiten (oder umgekehrt). Die Größe „ eU “ ist als „Elektronenvolt“ ein gebräuchliches Energiemaß.

Wir wollen hier kurz darauf hinweisen, daß diese magnetische und elektrische Ablenkung der Kathodenstrahlen mehrere Anwendungen gefunden hat, welche nicht nur in der Wissenschaft, sondern auch in der Technik von größter Bedeutung wurden (vgl. Vortrag VII). Die fast *trägheitslose* Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen, die schon HITTORF als *wesentlich* erkannt hatte, wurde von FERDINAND BRAUN in der berühmten BRAUNschen Röhre benutzt, ohne welche die moderne Elektrotechnik nicht denkbar ist.

Die modernste Anwendung der magnetischen und elektrischen Ablenkung der Kathodenstrahlen stellt die sog. geometrische Elektronenoptik in dem Elektronenmikroskop dar (vgl. Vortrag XI). Wir haben uns bei der Besprechung der Ablenkungen der Kathodenstrahlen auf den Fall beschränkt, daß der Strahl *senkrecht* zu den Kraftlinien eines *homogenen* Magnetfeldes läuft. Ablenkungen der Kathodenstrahlbahnen bei *schieferm* Durchgang durch *inhomogene* Felder haben (nach H. BUSCH u. a.) eine sehr große Ähnlichkeit mit der Ablenkung von Lichtstrahlen

bei dem Durchgang durch brechende Materie verschiedener Dicke, z. B. durch Linsen. Es muß also auch möglich sein, die von einer kleinen Kathode ausgehenden divergenten Kathodenstrahlen durch Felder geeigneter Form wieder zu vereinigen¹, d. h. ein „Bild“ der Kathodenstrahlquelle in irgendeiner Verkleinerung oder Vergrößerung auf dem Lichtschirm zu entwerfen. Dies ist der Inhalt der „geometrischen Elektronenoptik“. Gelegentlich sagt man einfach „Elektronenoptik“, was dann leicht zu der Anschauung verleitet, daß die Elektronen sich hierbei irgendwie so benehmen, als ob sie Wellen wären. Diese Annahme wird aber in der geometrischen Elektronenoptik überhaupt gar nicht gebraucht, genau so wenig, wie man in der geometrischen Optik von dem Wissen Gebrauch macht, daß das Licht ein Wellenvorgang ist.

Bestimmung des elektrischen Elementarquantums oder der Ladung des Elektrons. Die bekannten FARADAYschen Versuche über die elektrolytische Abscheidung von Ionen hatten das Ergebnis geliefert, daß die gleiche Anzahl *beliebiger* Metallionen eine Elektrizitätsmenge transportieren, welche proportional ist der chemischen Valenzzahl dieser Ionen. Was MAXWELL als eine formal mögliche, aber nach seiner Ansicht offenbar der Natur der Elektrizität nicht entsprechende Deutung in Betracht zog, wurde von STONEY und ganz besonders scharf von HELMHOLTZ als atomistische Theorie der elektrischen Ladung ausgesprochen: daß jedes einwertige Ion die gleiche elektrische Ladung, daß jedes n -wertige Ion das n -fache dieser gleichen Ladung, des elektrischen Elementarquantums, trägt. Es war zur Berechnung dieser elementaren Ladungsgröße e nur erforderlich, die Ladung zu messen, welche von 1 Mol einwertiger Ionen, d. h. von N (= LOSCHMIDTSCHE Zahl) Ionen transportiert wird und diese Ladungsmenge, die man gewöhnlich mit F (Faraday-Konstante) bezeichnet, durch N zu dividieren. Die Berechnung eines genauen Wertes scheiterte an dem nicht genau bekannten Wert von N .

Die „Nebel“-Methoden. Es entstand also das Problem, andere Ladungsträger als die einzelnen Atome zu suchen, deren Zahl sich bestimmen läßt. Die Grundlage für eine solche Möglichkeit bot die Beobachtung von C. T. R. WILSON, daß in elektrisch leitenden Gasen besonders leicht ein Wasserdampfnebel auftrat². Wenn die Gasleitung

¹ Im Vortrag wurde die Konzentration durch Versuche mit einem BRAUNschen Rohr demonstriert.

² Will man die Dampfkondensation im Hörsaal zeigen, so läßt man aus einer Kochflasche mit siedendem Wasser den Dampf durch ein enges Glasrohr ausströmen, in welchem oder neben dessen Öffnung sich eine kleine Funkenstrecke befindet. Der Dampf erscheint im Schattenbild zuerst als schwacher, bei Erregung des Funkens als schwarzer Nebel. Der Versuch gelingt nur, wenn man die Kochflasche mit einem elektrischen Ofen heizt: Eine Gasflamme macht soviel Ionen, daß auch schon ohne Funken ein dichter Nebelstrahl ausströmt. Auch die zur Projektion dienende Bogenlampe muß z. B. mit einer Glasplatte abgedichtet werden, da aus dem Bogen auch schon zu viele Ionen herausdiffundieren.

ebenfalls durch Ionen erfolgte, was vor allem die ersten Kanalstrahlenversuche von WIEN bewiesen hatten, so war zu folgern, daß Gasionen als Kondensationskerne für die Tröpfchenbildung wirken.

J. S. TOWNSEND, J. J. THOMSON und H. A. WILSON arbeiteten solche Versuche in verschiedener Weise aus. Man ließ Wasserdampf in leitenden Gasen sich zu einer Wolke feiner Tröpfchen kondensieren und maß

1. die gesamte Ladung der Wolke E ,
2. die gesamte Masse der Wolke M ,
3. die mittlere Masse der einzelnen Nebeltröpfchen m .

Besonders einfach werden diese Versuche, wenn man es erreichen kann, daß nur Ionen *eines* Vorzeichens sich im Gasraum befinden.

Die Zahl der Tröpfchen ist dann $n = \frac{M}{m}$, und die mittlere Ladung des einzelnen Tröpfchens $\frac{E}{n} = e$. Die damaligen Versuche führten zu Werten für die Ladung von der gleichen Größenordnung zwischen 2 und $4 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten oder rund 10^{-19} C.

Es muß hier ein Wort gesagt werden über die Messung der mittleren Masse der einzelnen Nebeltröpfchen. Die auf diese sehr kleine Masse wirkende Schwerkraft mg bringt nach STOKES wegen des großen Reibungsverlustes keine beschleunigte Fallbewegung zustande, sondern einen Fall mit konstanter Fallgeschwindigkeit v . Kraft und Geschwindigkeit sind verbunden durch

$$mg = 6\pi\eta r v,$$

η bedeutet die innere Reibung im Gas, r den Radius des kugelförmig angenommenen Tröpfchens.

Da

$$mg = \frac{4}{3}\pi r^3 \delta g$$

ist ($\delta =$ Dichte der Wassertropfen $= 1$), ergibt sich eine zahlenmäßige Beziehung zwischen dem Radius und der Sinkgeschwindigkeit, so daß der nunmehr bekannte Radius die Masse liefert.

H. A. WILSON fand, daß man mit solchen geladenen Wolken wunderbar experimentieren kann, wenn man ein elektrisches Feld auf sie wirken läßt. Dieses greift an der Ladung der Teilchen an, so daß die resultierende Bewegung eines solchen geladenen Tröpfchens sich aus der Anziehungskraft der Erde und der Anziehungs- bzw. Abstoßungskraft im elektrischen Felde zusammensetzt.

Es blieb nur eine grundsätzliche Unsicherheit bei diesen Versuchen genau wie bei der atomistischen Deutung der Elektrolyse: Es fehlte der Beweis, daß *jedes* Teilchen wirklich die *gleiche* Ladung trägt.

Die Methode des Einzelteilchens. Über diese Schwierigkeit kam man erst hinweg, als es gelang, die Bewegung *einzelner* runder Teilchen sowohl im Erdfeld als auch im elektrischen Feld zu messen. Wir beschränken

uns auf den einfachsten Fall: Ein geladenes Teilchen der Masse m trage die Ladung e ; es befinde sich in einem Kondensatorfeld, dessen Größe \mathcal{E} beliebig eingestellt werden kann. Dann kann man es offenbar erreichen, daß die Schwerkraft mg durch eine nach oben gerichtete elektrische Kraft gerade aufgehoben wird, daß das Teilchen also schwebt¹. Dann besteht die Gleichgewichtsbedingung

$$mg - e \mathcal{E} = 0.$$

Wird die Masse m wieder durch die gleichmäßige Fallbewegung nach dem STOKESSchen Gesetz gemessen, so erhält man aus wiederholten Beobachtungen am gleichen und an verschiedenen Tröpfchen die Werte der von ihnen getragenen Ladungen $e_1, e_2, e_3 \dots$. Es ergab sich, daß diese Ladungen kleine ganzzahlige Vielfache einer Ladungsgröße e waren, welcher Art auch die Teilchen waren, welcher Art auch die Erzeugung der Ladung war, ob durch Ionisation, ob Reibungselektrizität, so daß der Schluß berechtigt war, daß *alle* Ladungen sich aus gleich großen Ladungseinheiten, dem Elementarquantum, aufbauen.

Diese Methode, besonders von MILLIKAN verfeinert, birgt einige sehr große Schwierigkeiten; dennoch darf man heute annehmen, daß der Wert $4,80 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten oder $1,60 \cdot 10^{-19}$ C recht gesichert ist. Kleinere Ladungen als diese Größen wurden zwar gelegentlich gefunden und man hat erstlich die Frage nach der Existenz von sog. „Subelektronen“ diskutiert. In den meisten Fällen konnte der Grund für die zu kleinen Ladungswerte in der Nichterfüllung wesentlicher Versuchsbedingungen erkannt werden, und es ist mindestens

¹ Man kann das sehr schön mit einem einfachen Versuch zeigen, welcher von OTTO VON GUERICKE stammt. Man lädt eine an einem isolierten Griff gehaltene Metallplatte an einer Influenzmaschine auf. Jetzt wirft man auf diese einen dünnen ausgezupften Wattebausch, so daß er von der Platte Ladung aufnimmt. Bläst man ihn nun von der Platte weg und bringt die Platte in seine Nähe, so kann man ihn mit dieser infolge der elektrostatischen Abstoßungskraft in beliebige Richtungen treiben, natürlich auch der Schwerkraft entgegen ihn steigen lassen. Macht man den Versuch einige Zeit, so verliert die Platte immer mehr an Ladung. Es wird dann der Fall eintreten, daß die nach oben abstoßende elektrische Kraft gerade gleich der nach unten ziehenden Schwerkraft ist, die Watte *schwebt*.

Dieser Versuch zeigt eine auf den ersten Blick überraschende Erscheinung. Im Erdfeld fällt ein *flacher* Wattebausch mit horizontaler Fläche, wegen der großen Reibung und der kleinen Masse mit konstanter Geschwindigkeit. Er fällt mit horizontaler Fläche, weil sich die Richtung größten Widerstands einstellt (Fallschirmeffekt). Sobald man aber die elektrische Kraft wirken läßt, richtet er sich auf und steigt, schwebt oder fällt mit vertikaler stehender Fläche.

Dieser nette Versuch zeigt gleichzeitig eine sehr wichtige Fehlerquelle des Ladungs-Messungsversuches: Wenn das benutzte Teilchen nicht völlig rund ist, so hat es im Erdfeld und im elektrischen Feld eine verschiedene Orientierung und infolgedessen eine andere Beweglichkeit. Vorausgesetzt wird aber bei dem MILLIKANschen Versuch, daß die Beweglichkeit sowie die Reibung im Schwerefeld und im elektrischen Feld die gleiche ist.

sehr wahrscheinlich, daß die noch nicht aufgeklärten Fälle der Ladungsunterschreitung ebenfalls auf solche Gründe zurückzuführen sind.

Dieses Versuchsverfahren — ein kleines materielles Teilchen in einem Kondensatorfeld — ist ganz besonders ausgezeichnet: Es ist das empfindlichste Ladungselektrometer, welches denkbar ist, denn es mißt die kleinste elektrische Ladung, welche nach unserer heutigen Kenntnis in der Natur existiert. Es wäre sogar geeignet, Ladungsmengen die 1000mal kleiner sind, nachzuweisen.

Verbindung der Ladungsmessung mit der spezifischen Ladung der Kathodenstrahlen. Aus e und e/m erhält man die Masse des Elektrons: Aus

$$m = \frac{e}{e/m} \quad \text{mit } e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

und

$$\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^8 \text{ C/g} \text{ folgt } m = 9,05 \cdot 10^{-28} \text{ g.}$$

Drückt man diese Masse in der Einheit aus, mit welcher man die Masse der chemischen Atome bezeichnet, so heißt das, daß das „Atomgewicht des Elektrons“ $1/1850$ ist. Vorausgesetzt ist bei dieser ganzen Berechnung, daß der Ladungsträger im Kathodenstrahl und der Ladungsträger auf dem Nebeltröpfchen wirklich der gleiche ist. Für die Richtigkeit dieser Annahme gibt es zwei voneinander unabhängige sichere Beweise, die wir kurz besprechen.

Die spezifische Ladung der Kanalstrahlen. Unterwirft man die als Kanalstrahlen bezeichneten bewegten Ionen, die also auch einen Strom darstellen, der Kraft eines magnetischen und eines elektrischen Feldes, so erhält man (W. WIEN) für diese ebenfalls eine spezifische Ladung e/m . Eine Entladung in Helium lieferte Kanalstrahlen mit einem 4mal kleineren Wert von e/m als eine Entladung in Wasserstoff. Es ist also berechtigt anzunehmen, daß dieses Verhältnis der e/m -Werte auf den verschiedenen Massen der Ionen beruht, da ja das Gewicht des Heliumatoms 4mal so groß ist als das des Wasserstoffatoms. Setzt man also die Masse der Atome ein, so erhält man für die Ladung der Ionen die Größe des Elementarquantums.

Diese Erkenntnis führte zu der später sich glänzend bewährenden Hypothese, daß ein positives Ion dadurch zustande kommt, daß ein Atom ein negatives Elektron abgibt.

Den zweiten Beweis dafür, daß die Ladungen der kleinen Materieteilchen dieselben sind, wie die der Elektronen in den Kathodenstrahlen, liefert der lichtelektrische Effekt (vgl. Vortrag III). Der Photostrom hat — in gleicher Weise analysiert wie die Kathodenstrahlen — das gleiche Verhältnis Ladung : Masse wie die Kathodenstrahlen der HITTORFSchen Röhren. Bestrahlt man ein ultramikroskopisches Metallteilchen, während es in einem Kondensatorfeld sich befindet, mit Licht,

so beobachtet man, daß es eine positive Ladung annimmt, die von dem Verlust der negativen Kathodenstrahlen herrührt. Die Größe der positiven Ladung ist genau gleich dem negativen Elementarquantum.

In welcher Weise auch die Versuche variiert wurden, stets erhielt man Resultate, welche *nur* und *zwanglos* mit der Anschauung verträglich sind: Es gibt nur eine Art von elektrischer Ladung, das negativ geladene Elektron.

Elektronenladung und Strom. Die Grenze der *elektrometrischen* Meßempfindlichkeit dürfte bei einer sekundlichen Ladungszufuhr von 10^{-16} bis 10^{-17} C erreicht sein ($=10^{-16}$ bis 10^{-17} A·s). Da die durch ein Elektron je Sekunde transportierte Elektrizitätsmenge $1,60 \cdot 10^{-19}$ C beträgt, kann man also eine sekundliche Strömung von 100 bis 1000 Elektronen gerade noch nachweisen. Unsere empfindlichsten *Galvanometer* verlangen aber einen Durchfluß von mehr als 10^8 Elektronen je Sekunde während der Schwingungsdauer ihres Meßsystems für einen meßbaren Ausschlag; und — um noch eine größenordnungsmäßige Angabe zu machen — durch den Draht einer 1000kerzigen Glühlampe fließen je Sekunde einige 10^{19} Elektronen hindurch, das sind ungefähr so viel, als freie Elektronen in 1 mm^3 Wolframmetall enthalten sind.

Die Empfindlichkeit dieser Nachweismethode für *freie* Elektronen ist also um mehrere Größenordnungen kleiner als die Messung der an kleinen materiellen Teilchen *gebundenen* Ladung im Schwebekondensator.

3. Feinheiten im Bilde vom Elektron.

Der Radius des Elektrons. Da auch feste Materie Elektronen hindurchläßt, müssen sie sehr klein sein. Aber auch ein Atom kann von einem Elektron durchquert werden, es muß also *sehr* viel kleiner sein als ein Atom, welches ja selbst je nach seiner Stellung im periodischen System der Elemente bis zu 92 Elektronen in einem Kugelraum von etwa 10^{-22} cm^3 haben kann.

Nach einem allgemeinen Prinzip, welches durch die neueste Atomforschung sehr gut fundiert zu sein scheint, besteht zwischen Energie E , Masse m und Lichtgeschwindigkeit c die Beziehung

$$m = \frac{E}{c^2} \quad \text{oder} \quad E = mc^2$$

derart, daß *jeder* Masse diese Energie und *jeder* Energie diese Masse zukommt. Wenn das ruhende Elektron als eine homogene Ladungskugel mit dem Radius ϱ angesehen wird, so ist seine elektrostatische Energie

$$E = \frac{e^2}{\varrho}$$

und entsprechend seine Masse

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{e^2}{\varrho \cdot c^2}.$$

Der „Radius ρ des Elektrons“ ist also mit Benutzung der Zahlenwerte

$$\rho = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{e}{m} \cdot e = 2,8 \cdot 20^{-13} \text{ cm.}$$

Diese formale Berechnung liefert nur eine Abschätzung der Größenordnung für die Ausdehnung des Elektrons.

Die Masse des Elektrons und ihre Abhängigkeit von der Geschwindigkeit. Wir berechneten die Masse m des Elektrons oder des Kathodenstrahlteilchens. Welcher Art ist diese Masse? In der Mechanik definiert man die Masse entweder aus der Anziehungskraft der Erde und nennt sie dann die „schwere Masse“; oder man definiert sie aus dem Trägheitswiderstand, den sie einer sie beschleunigenden Kraft entgegensetzt, und nennt sie dann die „träge Masse“. Unsere Ablenkungsversuche erfassen also nur die träge Masse.

Daß ein elektrisch geladener Körper irgendwelcher Art, der in ruhendem Zustand die Masse m hat, im bewegten Zustand eine größere Masse haben muß, hat wohl zuerst J. J. THOMSON gezeigt: die bewegte Ladung stellt ja einen Strom dar, erzeugt also um sich herum ein magnetisches Feld. Aus ihrer Bewegungsenergie wird also magnetische Energie aufgebaut: Die gesamte Energie der bewegten Ladung besteht also aus der kinetischen und der magnetischen Energie. Das wirkt genau so, als ob die träge Masse der bewegten Ladung vergrößert sei.

In Fortführung dieser Betrachtung von THOMSON kam HEAVISIDE zu der Frage nach der Form des elektrischen und magnetischen Feldes um eine geladene Kugel, wenn deren Geschwindigkeit so groß wird, daß sie mit der Lichtgeschwindigkeit vergleichbar ist. Er fand, daß dann die Form des Feldes sehr wesentlich verändert wird, und zwar so, daß zu dieser Veränderung abermals Energie erforderlich ist, um so mehr, je mehr sich die Geschwindigkeit der Ladung der Lichtgeschwindigkeit nähert. Das würde heißen, daß die träge Masse einer bewegten Ladung um so größer erscheint, je schneller sie bewegt wird.

Das war 1888, als man von dem Kathodenstrahl noch nichts wußte. Als dann die besprochenen Versuche Geschwindigkeiten für die Ladungen ergeben hatten, die in der Tat außerordentlich groß waren, entstand die Frage, ob es möglich ist, die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Masse experimentell zu prüfen und womöglich zwischen materieller Masse und träger Masse der Kathodenstrahlen zu unterscheiden.

Solche Versuche sind in sehr großer Zahl ausgeführt worden, zuerst von KAUFMANN mit den sehr schnellen β -Strahlen der radioaktiven Substanzen, später auch mit Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. Es ergab sich in der Tat ein sehr eindeutiges Ergebnis: Rechnete man e/m und v in der gleichen Art aus, wie wir es vorher taten, so nahm e/m um so mehr ab, je größer v wurde:

v cm/s	e/m C/g	v cm/s	e/m C/g
$0,6 \cdot 10^{10}$	$1,76 \cdot 10^8$	$2,59 \cdot 10^{10}$	$0,97 \cdot 10^8$
$2,36 \cdot 10^{10}$	$1,31 \cdot 10^8$	$2,83 \cdot 10^{10}$	$0,63 \cdot 10^8$

In anderer Weise zeigt sich dies aus dem nichtproportionalen Zusammenhang von Geschwindigkeit und Wurzel aus der beschleunigenden Spannung bei sehr hohen Spannungen:

U Volt	km/s
100	6000
10000	60000
1000000	280000 (statt 600000)

Soll man diese Änderung des e/m -Wertes — ihr Kleinerwerden mit wachsender Geschwindigkeit — auf eine Abnahme der Ladung oder auf eine Zunahme der Masse zurückführen?

Man hat, geleitet durch verschiedenartige Theorien, sich zu dem Letzteren entschlossen, nicht zuletzt aus dem Grunde, weil ja nach dem schon benutzten Äquivalenzgesetz *jeder* Energie eine Masse zukommt. Aus ihm folgt, daß die gesamte Energie einer bewegten Masse sich zusammensetzt aus „Ruheenergie“ und kinetischer Energie:

$$\begin{aligned} E &= mc^2 = m_0c^2 + E_{\text{kin}}, \\ E_{\text{kin}} &= mc^2 - m_0c^2, \\ &= m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right). \end{aligned}$$

Aus den bei sehr verschiedenen Geschwindigkeiten v erhaltenen Werten für e/m ermittelt man nun, mit welcher Annahme über die Massenveränderlichkeit man aus allen Wertepaaren $(v, e/m)$ bei der Extrapolation auf kleine v -Werte den gleichen Wert für e/m_0 erhält. Es ergab sich, daß eine einheitliche Darstellung der Meßergebnisse möglich war mit der Lorentz-Formel

$$m_v = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \text{ („Impulsmasse“),}$$

wenn c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Die Masse des Elektrons ist als eine reine träge Masse deutbar. Über die Einwirkung der Schwerkraft auf das Elektron wissen wir noch nichts.

Die einseitige Annahme, daß die Veränderung des e/m_0 -Wertes von der Masse und nicht der Ladung herrührt, kann manchen vielleicht nicht voll befriedigen. So scheint es mir von großer Bedeutung, daß auf einem ganz anderen Weg die Massenzunahme des Elektrons mit der Geschwindigkeit vermittels einer Methode nachgewiesen wurde, in welcher bei Benutzung der einfachsten Annahmen nur die träge Masse und nicht die Ladung eine Rolle spielt.

Dieses Verfahren beruht auf der Anwendung der normalen Stoßgesetze für den Stoß eines bewegten Elektrons auf ein ruhendes. Wenn

die Massen der beiden Körper gleich sind, so bewegen sie sich nach dem Stoß so, daß ihre Bahnen zueinander einen rechten Winkel bilden, und daß sie mit der Bahn des stoßenden Elektrons in *einer* Ebene liegen, ganz unabhängig davon, unter welchem Winkel das stoßende Elektron aus seiner Bahn abgelenkt wird (Abb. 7).

Die Masse sei m , die Anfangsgeschwindigkeit des stoßenden Elektrons v_1 , die des gestoßenen Elektrons $v_2 \approx 0$, die Geschwindigkeit nach dem Stoß v_3 und v_4 . v_3 und v_4 bilden mit der Richtung von v_1 die Winkel ϑ und φ ; dann liefert der Satz von der Erhaltung des Impulses

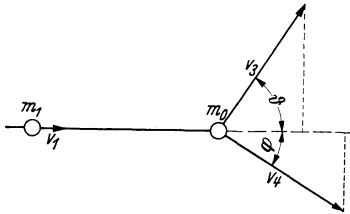


Abb. 7. Stoß von m_1 auf m_0 .
 $m_1 = m_0$; $\vartheta + \varphi = 90^\circ$.

$$v_1 + v_2 = v_3 \cos \vartheta + v_4 \cos \varphi,$$

$$v_3 \sin \vartheta = v_4 \sin \varphi,$$

$$\vartheta + \varphi = 90^\circ.$$

Hängt aber die träge Masse von der Geschwindigkeit ab, und sei die Masse des fast ruhenden Teilchens m_0 , so sind die einzelnen Glieder noch mit den zu den Geschwindigkeiten gehörenden Massen zu multiplizieren:

$$m_1 v_1 + m_0 v_2 = m_3 v_3 \cos \vartheta + m_4 v_4 \cos \varphi$$

und die Winkelsumme ($\vartheta + \varphi$) wird *kleiner* als 90° . Bezeichnet man die zu den betreffenden Geschwindigkeiten gehörenden Massen

$$m_{v_1, 2, \dots} = m_0 f(v) = m_0 \alpha_{1, 2, \dots},$$

so wird mit $v_2 \ll v_1$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 v_1 &= \alpha_3 v_3 \cos \vartheta + \alpha_4 v_4 \cos \varphi \\ \alpha_3 v_3 \sin \vartheta &= \alpha_4 v_4 \sin \varphi \end{aligned} \right\} \text{(Impulssatz)}$$

und aus dem Satz der Erhaltung der kinetischen Energie

$$E_{\text{kin}} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right)$$

nach Einsetzen der entsprechenden Geschwindigkeiten

$$\alpha_1 + \alpha_2 = \alpha_3 + \alpha_4,$$

worin $\alpha_2 = 1$ (weil $v_2 \approx 0$). Der hieraus berechnete Wert von

$$\cos(\varphi + \vartheta)$$

ist größer als 0, der Winkel zwischen beiden Bahnen nach dem Stoß also kleiner als 90° .

Die Ausrechnung führt zu einem Wert von $\cos(\vartheta + \varphi)$, welcher *nur* die Winkel und den Wert α_1 enthält, nicht die Geschwindigkeiten oder

die trägen Massen nach dem Stoß, also *nur* die *unmittelbar gesuchte* Größe

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Die Beobachtung der Winkel ist mit der Wilson-Kammer möglich. Es werden die Bahnen der sehr schnellen β -Strahlen von RaE, welche durch die Wilson-Kammer laufen, stereoskopisch photographiert. CHAMPION erhielt bei etwa 35000 photographierten β -Strahlen-Bahnen 50 solcher Zusammenstöße mit Atomelektronen, von welchen 14 mit Sicherheit ausmeßbar waren. Sie zeigten sämtlich einen Streuwinkel von kleiner als 90° . Die Geschwindigkeit des stoßenden Elektrons wurde aus der Krümmung seiner Bahn im magnetischen Feld berechnet. Als Abb. 3 ist eine dieser Aufnahmen von CHAMPION gewählt; bei einer Voltgeschwindigkeit des stoßenden Elektrons von $1,6 \cdot 10^6$ Volt wird ein Streuwinkel von nur 60° beobachtet. Die Versuche sind im Einklang mit einer Masse, welche gemäß der Formel

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

von der Geschwindigkeit abhängt. Die gleiche Abhängigkeit hatten auch die Versuche mit Kathodenstrahlen ergeben.

Die genannten 14 Bahnen erfüllten auch die Bedingung, daß die Anfangsbahn und die beiden Endbahnen in *einer* Ebene liegen. In einem Versuch war aber diese Bedingung nicht erfüllt. Sehen wir von diesem ein Beispiel, welches uns noch Unerforschtes¹ zeigt, ab, so ist es berechtigt, aus diesem sehr übersichtlichen mechanischen Versuch den Schluß zu ziehen, daß die träge Masse des Elektrons mit zunehmender Geschwindigkeit beschleunigt größer wird und für eine Geschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit gegen unendlich konvergiert. Auch dieses grundsätzlich bedeutungsvolle Ergebnis verdankt die Physik der Erforschung des Elektrons.

Das magnetische Moment des Elektrons. Nur der Vollständigkeit halber soll erwähnt sein, daß das Elektron auch der Träger eines mechanischen und eines magnetischen Moments ist, welches in der Lichtemission, aber auch im magnetischen Verhalten der Materie zur Geltung kommt. Eine modellmäßige Vorstellung („Ring-“ oder „Kreisel-“ elektron, „Spin“) ist nur mit Willkür möglich. Wir wissen aber, daß es sich wie ein kleiner Magnet benimmt und daß wir so rechnen können, als ob die Elementarladung auf einer Kreisbahn herumlaufen würde.

¹ Vielleicht wurde in diesem Fall eine Strahlung erregt, deren Rückstoß den Vorgang dreidimensional macht.

Die Elektronenwelle. Alle bisher besprochenen Erscheinungen und Experimente sind mit der grundsätzlichen Vorstellung vereinbar, daß das Elektron eine atomistische Größe mit Eigenschaften ist, welche eine kleine geladene Kugel hat.

Vor etwas über 10 Jahren hat man aber eine Erscheinung gefunden, welche einen ganz anderen Charakter für die Natur des Elektrons zu offenbaren scheint. Man fand bei dem Durchgang von Elektronen durch feste Materie und bei der Reflexion von Elektronen von fester Materie — also z. B. bei dem Beschießen von Metallkristallen mit Elektronen, mit einem Kathodenstrahl — Erscheinungen genau derart, wie sie auftreten, wenn Röntgenstrahlen durch ein solches Kristallgitter hindurchgehen oder von ihm reflektiert werden (vgl. Vortrag II). Diese Erscheinungen sind wiederum der gleichen Art, wie die, welche man beobachtet, wenn die Wellen des sichtbaren Lichtes durch enge Spalten hindurchgehen. Man bezeichnet sie als Beugung und als Interferenz des Lichtes. Auch der Schall zeigt beide Erscheinungen.

Unter Interferenz versteht man das gegenseitige Auslöschen oder Verstärken von zwei Wellenzügen, wenn sie mit ungleicher oder mit gleicher Phase zusammentreffen. Jede Beugungs- und Interferenzerscheinung kann nur durch eine Wellennatur der sie liefernden Strahlen erklärt werden, gleichgültig ob es transversale oder longitudinale Wellen sind, niemals aber bei materiellen Strahlen auftreten. Es können sich wohl zwei Schwingungen gegenseitig aufheben, so daß der von beiden Schwingungen erregte Körper in Ruhe bleibt, es können aber nach den klassischen Vorstellungen der Physik sich nicht zwei Masseteilchen oder zwei gleiche Ladungen gegenseitig vernichten.

Die Beobachtung von typischen Beugungs- und Interferenzerscheinungen bei dem Durchgang von Elektronen durch Materie führte so zu der Annahme, daß mit jedem Elektron ein wellenartiger Vorgang verknüpft sein muß. Man ist über diese „Wellenphysik“ des Elektrons insoweit völlig im klaren, als man sie quantitativ physikalisch behandeln kann und nicht nur das: man benutzt sie heute bereits in der gleichen Art zur Aufklärung von Kristall- oder Molekülstrukturen wie die Röntgenstrahlen und ist hier noch nie auf irgendeinen Widerspruch gestoßen.

Ganz anders aber steht es mit der Vorstellung, die wir uns von dieser Elektronenwelle machen sollen. Diese „Doppelnatur“ des Elektrons, daß es sich einmal wie eine geladene Kugel, das andere Mal wie eine lichtähnliche Welle verhält, ist eine völlig neue Tatsache, welche in der bisherigen Physik nicht enthalten ist und deshalb auch mit ihren Grundanschauungen nicht erklärt werden kann, d. h. welche nicht auf bekannte Gesetze oder ihre Kombinationen zurückgeführt werden kann.

Die Entdeckung einer grundsätzlich neuen Erscheinung wie die der „Beugung der Elektronen.“ — wie man kurz sagt — oder der „Wellennatur des Elektrons“ zeigt uns, daß unser physikalisches System noch zu eng gefaßt ist. Schon mehrmals in der Geschichte der Physik stand

man vor ähnlichen Rätseln. Nach der Entdeckung der Kathodenstrahlen meinte CROOKES, in ihnen läge ein vierter Aggregatzustand der Materie vor. Nach der Entdeckung der Röntgenstrahlen glaubte man die longitudinalen Wellen des Äthers gefunden zu haben, bis sich später ihre völlige Gleichheit mit den Lichtstrahlen, besonders auch ihre Transversalität herausstellte.

Heute findet man, daß die Elektronen sich sowohl wie Kugeln als auch wie Wellen benehmen können: aber es scheint jetzt sicher zu sein, daß diese Elektronenwellen *keine* transversalen Wellen üblichen Sinnes sind; denn alle Versuche, ihre Polarisierbarkeit nachzuweisen, sind bisher fehlgeschlagen.

Das positive Elektron oder das Positron. Zu Anfang des Vortrages erwähnten wir, daß freie Elektronen in der sog. Höhenstrahlung vorkommen. Dies ist eine äußerst merkwürdige Erscheinung, zu deren Aufklärung jahrelange Bemühungen von vielen Forschern nötig waren. Wir wissen heute, daß es eine Strahlung gibt, welche irgendwoher aus dem Weltraum zu uns kommt, und welche sehr wahrscheinlich mit dem Entstehen und Verschwinden von Materie zusammenhängt. Ein Teil dieser Strahlungen erzeugt in der Erdatmosphäre Ionisation und kann deshalb in der Wilson-Kammer sichtbar gemacht und untersucht werden. Man fand, daß ein Teil der Ionen durch sehr schnell bewegte Elektronen gebildet wird, welche ein Bestandteil dieser Höhenstrahlung sind. Daß es sich um Elektronen handelt, weist man mit Sicherheit nach durch die Ablenkung ihrer Bahn im magnetischen oder elektrischen Feld.

Nun fand vor einigen Jahren ANDERSON, daß ein Teil dieser Nebelbahnen, der genau das gleiche Aussehen hatte wie die Nebelbahnen von Elektronen, im magnetischen Feld die entgegengesetzte Ablenkung erfuhren wie die Elektronen (Abb. 8). Es ist sichergestellt, daß in der Höhenstrahlung auch *positive Elementarladungen* vorhanden sind. Es gelang sogar, ihre spezifische Ladung zu messen (THIBAUD): Sie ergab sich gleich der der Kathodenstrahlung, nur hatte sie eben das entgegengesetzte Vorzeichen.

Unter besonderen Bedingungen kommen in der Natur also auch positive Elektronen vor, denen man den Namen *Positron* gab. Abgesehen von dem Vorzeichen der Ladung hat sich bisher kein Unterschied zwischen Elektron und Positron finden lassen. Es kommt nur in unserer Welt nicht vor; wenn es einmal von außen in unsere Welt eindringt, so verbindet es sich sofort mit einem Elektron. Hierbei werden beide vernichtet — aber ihre Energie bleibt bestehen, sie wird Strahlungsenergie, eine sehr kurzwellige Röntgen- oder γ -Strahlung. Auch das Umgekehrte ist durch mehrere Beobachtungen schon sichergestellt: Daß eine sehr kurzwellige Strahlung sich, man weiß nicht unter welchen Bedingungen, umwandelt in ein Elektron und ein Positron.

Man kann Positronen auch im Laboratorium künstlich erzeugen; sie entstehen bei vielen der Atomverwandlungsprozessen — so die Positionen

der Abb. 8 beim Zerfall des künstlich-radioaktiven Phosphors —, welche man heute experimentell genau studiert.

Hiermit sind aber die Rätsel, welche die Höhenstrahlung der Physik heute stellt, nicht erschöpft. Es dürfte kein Zweifel mehr darüber möglich sein, daß es noch andere Arten von elektrischen Ladungsteilchen gibt als die Elektronen und Positronen. Sie lassen sich durch ein Magnetfeld ablenken, aber die Bahnen, welche sie zeigen, passen nicht für Elektronen, sie passen auch nicht für geladene materielle Teilchen, für Atomionen.

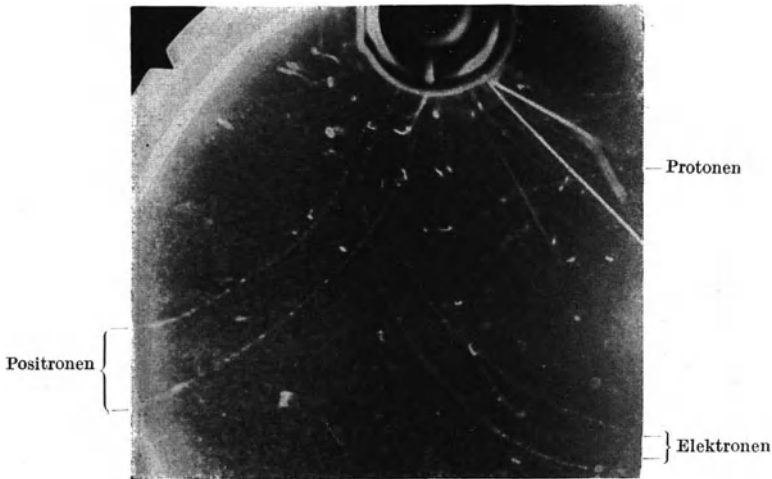


Abb. 8. Wilson-Kammeraufnahme von Positronen, Elektronen und Protonen im Magnetfeld senkrecht zur Papierebene. Die Protonen sind wegen ihres großen Impulses mv nur sehr wenig gekrümmt.

Man kann sie bisher nur so beschreiben, daß es bewegte Ladungen sind, welche eine Masse haben, die zwischen der des Elektrons und der des Wasserstoffatoms liegt: man nennt sie „Mesotronen“.

4. Die Bedeutung des Elektrons in unserer Welt.

Durch alle diese neuen Entdeckungen hat das Elektron sehr viel von seiner bevorzugten Stellung in der Physik verloren. Unangetastet geblieben ist nur die Größe seiner Ladung als die kleinste bisher beobachtete Elektrizitätsmenge.

Aber für die spezielle Physik *unserer* Welt — und sicherlich auch für viele andere Bereiche der Naturwissenschaften — ist das Elektron noch immer einer der wichtigsten Bestandteile der Materie. Die Gründe allgemeiner Art für diese überragende Bedeutung des Elektrons scheinen mir vor allem die folgenden zu sein:

1. Teilen wir unsere Materie auf in die kleinsten bis jetzt bekannten Elementarbestandteile, so ist die Zahl der Elektronen nicht viel kleiner als die Hälfte derselben. Auf ihnen beruhen *alle* Leuchterscheinungen, eingeschlossen die Röntgenstrahlen, und sämtliche Wirkungen des Lichtes.

2. Die Kraft, welche von einem Elektron auf ein anderes oder auch von einem Elektron auf ein positives Ion ausgeübt wird, ist außerordentlich viel größer als die Gravitationskraft zwischen den Massenbestandteilen der Materie. Auf diesen elektrostatischen Kräften beruht ein ganz großer Teil der chemischen Wirkungen der Atome, insonderheit der anorganischen Welt.

3. Die Elektronen in den Atomen sind sehr wahrscheinlich nicht in Ruhe, sondern führen irgendwelche Bewegungen um die zentrale Masse aus. Hierdurch erzeugen sie ein magnetisches Moment, welches — unter Umständen in Verbindung mit dem eigenen magnetischen Moment des Elektrons — magnetische Kräfte in der Materie liefert.

4. Das nicht zu schnell bewegte Elektron hat eine außerordentlich kleine Trägheit. Diese wird, worauf noch besonders hingewiesen sei, bei der technischen Verwendung der Elektronen benutzt, weil sie gewissermaßen ein Meßwerk eines Instrumentes mit beliebig großer Ansprechgeschwindigkeit darstellen. Dazu kommt auch noch die große Empfindlichkeit ihres Nachweises.

Es ist ganz unmöglich, hier alle Erscheinungen und Experimente anzuführen, in welchen das Elektron mehr oder weniger explizit in Erscheinung tritt: dies wird ja in eingehender Weise in den folgenden Vorträgen behandelt werden. Ich will nur ganz kurz zwei Erscheinungen besprechen, weil man aus ihnen ebenfalls zu einer Bestimmung der spezifischen Ladung der Elektronen *in* der Materie kommt, und zwar erstens der sog. „freien“ Elektronen in den Metallen und zweitens der in den Atomen gebundenen Elektronen.

Die spezifische Ladung der Metallelektronen. Wir stellen uns ein Metall vor als eine in irgendwelcher Weise *geordnete* Mischung von materiellen Ionen und Elektronen, in welcher die ersteren ein starres Gerüst bilden. Wir lassen einen Metallstab um seine Achse rotieren. Dann wird — genau so wie wenn man eine mit Wasser gefüllte Flasche rotieren läßt — nach einiger Zeit die Umlaufgeschwindigkeit der Ionen und der Elektronen die gleiche sein. Nun hält man die Rotationsbewegung plötzlich an. Dann kommt das materielle Gerüst des Metalls sofort in Ruhe, während die dazwischen schwimmenden Elektronen zuerst noch ihre Bewegung beibehalten. Das heißt aber, daß jetzt durch das ruhende Metall ein elektrischer Strom fließt, dessen Größe von der Ladung und der durch die Rotation erlangten Geschwindigkeit der freien Elektronen abhängt. Die Energie, welche die freien Elektronen durch die Rotation erlangt haben, hängt von der Masse und der erlangten Geschwindigkeit ab, sie wird in Stromarbeit umgesetzt. Man sieht so ohne weiteres, daß die Messung des Stromes eine Beziehung zwischen der Ladung und der Masse liefert. Es ergaben sich aus diesem berühmten, äußerst schwierigen Versuch von TOLMAN für die spezifische Ladung des Trägers des Stromes in Metallen oder der „freien Elektronen im Metall“ Werte, welche sehr nahe gleich den für die Kathodenstrahlelektronen gefundenen sind.

Die spezifische Ladung der Atomelektronen. Das zweite Beispiel soll ein wichtiger Effekt bei Lichtemission der Atome sein: der sog. Zeeman-Effekt. Es ist bekannt, daß Atomgase z. B. in der Geissler-Röhre eine Leuchterscheinung liefern. Diese besteht in der Aussendung von einzelnen Spektrallinien. Befindet sich die leuchtende Gaswolke in einem magnetischen Felde, so wird jede einzelne Spektrallinie in mehrere getrennte Komponente zerlegt. Es genügt für unseren Zweck vollkommen, wenn wir uns zum Verständnis dieser Erscheinung der ersten Vorstellung von H. A. LORENTZ bedienen. Die Lichtschwingungen, welche ein Atom aussendet, sollen von kleinen elektrisch geladenen Teilchen herrühren, welche in aller Materie vorhanden sind. Er gebrauchte für diese das Wort „Elektronen“. Wir nehmen nun der Einfachheit halber an, daß diese Elektronen in dem Atom Kreisbahnen beschreiben (Abb. 9). Die Flächen dieser Kreisbahnen sollen in unserem einfachen Modell senkrecht

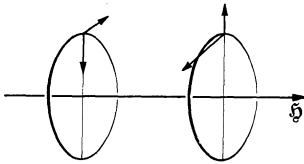


Abb. 9. Zur Darstellung des Zeemann-Effekts nach H. A. LORENTZ.

zu den Kraftlinien des von außen wirkenden Magnetfeldes verlaufen. Dann wirkt eine Kraft auf die bewegten Elektronen, senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung und senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes. Es wird also je nach dem Umlaufsinne der Elektronen in den verschiedenen Atomen relativ zur Richtung des Magnetfeldes auf

einen Teil der Elektronenbahnen eine Kraft nach dem Mittelpunkte, auf einen anderen Teil eine Kraft vom Mittelpunkt nach außen wirken. Die Folge ist, daß ein Teil der Elektronen eine verkürzte, ein Teil eine verlängerte Umlaufzeit erhält, also eine größere bzw. kleinere Zahl von Schwingungen je Sekunde ausführt. Das heißt aber, daß die Frequenz der Lichtwellen durch ein Magnetfeld geändert wird, daß statt *einer* Frequenz ohne Feld jetzt im Feld zwei Frequenzen auftreten, deren Differenz sich durch einfache Rechnung zu

$$\nu'' - \nu' = \sim \frac{e}{m} \cdot \mathfrak{H}$$

ergibt. Der Versuch lieferte für e/m den Wert $1,6 \cdot 10^7$.

Heute ist das Verfahren weiter verbessert worden und es besteht kein Zweifel mehr, daß die Elektronen in den Atomen genau die gleiche spezifische Ladung haben wie Kathodenstrahlelektronen. Bemerkenswert sei nur noch eines: Diese Bestimmung der Größe e/m von ZEEMAN nach der Vorstellung von H. A. LORENTZ erfolgte im Jahre 1896, ist also überhaupt die erste Messung dieser Größe — zu einer Zeit, als jede experimentell geleitete Vorstellung über die Elektronen noch fehlte: Eine reizvolle und lehrreiche wissenschaftsgeschichtliche Bemerkung!

Hiermit habe ich ihnen das Elektron vorgestellt, von dessen Bedeutung in Physik und Technik die folgenden Vorträge handeln werden.

II. Wechselwirkung zwischen Elektron und Materie.

Von
C. RAMSAUER.

1. Einwirkung des Atoms auf Geschwindigkeit und Richtung des Elektrons.

Die ersten wirklich klaren Vorstellungen über die Wechselwirkung zwischen Elektron und Materie verdanken wir LENARD. Er erkannte, daß man die Kathodenstrahlen ihren Erzeugungsbedingungen entziehen müsse, um unter reinen Versuchsbedingungen ihre Eigenschaften studieren zu können. Zu diesem Zweck baute er sein „Fensterrohr“ [77], das schon im Vortrag I (Abb. 2) beschrieben worden ist. Dieses „Fensterrohr“ ist der Ausgangspunkt der Untersuchungen über die Wechselwirkung zwischen Gasmolekülen und den Kathodenstrahlen oder — wie man heute weiß — sich bewegenden Elektronen gewesen. Durch das LENARDSche „Fenster“ gelangen die Kathodenstrahlen aus dem Entladungsrohr heraus entweder in den umgebenden Luftraum oder in ein zweites evakuiertes Rohr hinein, in welchem man mit ihnen experimentieren kann, ungestört durch die Komplikationen, die die Entladung mit sich bringt.

Der Absorptionsquerschnitt und seine Bedeutung. Die ersten Versuche, die LENARD mit dem „Fensterrohr“ machte, bestanden in einer Messung der Absorption der Kathodenstrahlen. Er brachte Metallfolien verschiedener Dicke in den Strahlengang und bestimmte die Intensität der Strahlen nach dem Durchgang durch diese Folien. Bezeichnet man mit J_0 die Intensität der Elektronenstrahlen, die auf die Materieschicht auftreffen und mit J_x die Intensität der Strahlen, die nach dem Durchlaufen einer Schicht von der Dicke x_{cm} auf der anderen Seite dieser Schicht wieder heraustreten, so erhält man die der Form nach bekannte Absorptionsgleichung

$$J_x = J_0 \cdot e^{-\alpha \cdot x}. \quad (1)$$

Da J_x , J_0 und x meßbare Größen sind, läßt sich auch die Konstante α bestimmen. Dieser „Absorptionskoeffizient“ α ist nicht nur eine beliebige Materialkonstante, sondern hat darüber hinaus eine sehr tiefe Bedeutung, wie die folgende Überlegung zeigt. Man denke sich die zu

durchlaufende Materieschicht von der Dicke x_{cm} in dünne Schichten, und zwar in n Schichten je cm zerlegt (Abb. 1). Stellen nun die Atome der ersten Materieschicht dem Elektronenstrahl vom Querschnitt F_{cm^2} eine für ihn undurchlässige Fläche von der Größe f_{cm^2} entgegen, so wird die Intensität J_0 in der ersten Schicht um einen Betrag verkleinert,

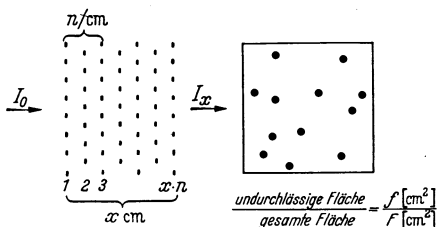


Abb. 1. Zur Ableitung des Absorptionsgesetzes.

der gleich $J_0 \cdot f/F$ ist; der Faktor f/F gibt an, in welchem Maße die durchstrahlte Fläche von undurchlässigen Atomquerschnitten besetzt ist. Dieselbe Überlegung läßt sich auch auf die nächste und die folgenden Schichten anwenden, wobei nur die auftreffende Menge wegen

ihres Durchganges durch die vorhergehenden Schichten entsprechend verkleinert einzusetzen ist. Danach ergibt sich das folgende Bild für die Intensitäten:

vor Durchlaufen der 1. Schicht: J_0

nach Durchlaufen der 1. Schicht:

$$J_1 = J_0 - J_0 \cdot f/F = J_0 \cdot (1 - f/F)$$

nach Durchlaufen der 2. Schicht:

$$J_2 = J_1 - J_1 \cdot f/F = J_1 \cdot (1 - f/F) = J_0 (1 - f/F)^2$$

.....

nach Durchlaufen der n -ten Schicht:

$$J_n = J_0 \cdot (1 - f/F)^n$$

nach Durchlaufen der Schichtdicke x :

$$J_x = J_0 \cdot (1 - f/F)^{n \cdot x}$$

und nach einer kleinen Umformung:

$$J_x = J_0 \cdot \left\{ \left[1 - \frac{1}{n} \left(\frac{n \cdot f}{F} \right) \right] \right\}^{n \cdot x}$$

Wenn die Schichten nun immer dünner gewählt werden und ihre Anzahl je cm entsprechend immer größer wird, ergibt der Grenzübergang für $n \rightarrow \infty$ eine e -Funktion:

$$J_x = J_0 \cdot e^{-\frac{n \cdot f}{F} \cdot x}, \tag{2}$$

d. h. der „Absorptionskoeffizient“ α der Formel (1) ist gleich $\frac{n \cdot f}{F}$. Der Faktor $n \cdot f$ ist der undurchlässige Querschnitt aller im Strahlquerschnitt befindlichen Moleküle auf 1 cm Strahllänge. Dividiert man $n \cdot f$ noch durch den Strahlquerschnitt F , so bezieht man die gesamte Überlegung

auf den Strahlquerschnitt 1 cm^2 und damit wird $\alpha = \frac{n \cdot f}{F}$ zum undurchlässigen Gesamtquerschnitt aller Moleküle, die in 1 cm^3 enthalten sind (was auch in der Dimension $[\text{cm}^{-1}] = [\text{cm}^2/\text{cm}^3]$ seinen Ausdruck findet).

Das ist eine sehr tiefgehende Erkenntnis, denn man kommt hier zum erstenmal an die Eigenschaften des Atoms außerhalb der kinetischen Gastheorie heran, und deshalb hat LENARD große Mühe darauf verwandt, die verschiedenen α zu bestimmen, und zwar einmal bei gleicher Geschwindigkeit für verschiedene Stoffe und zweitens für denselben Stoff bei verschiedener Geschwindigkeit.

Die Messung der Absorption verschiedener Materialien ergab zunächst, daß α , also die undurchdringliche Fläche der Moleküle, bei

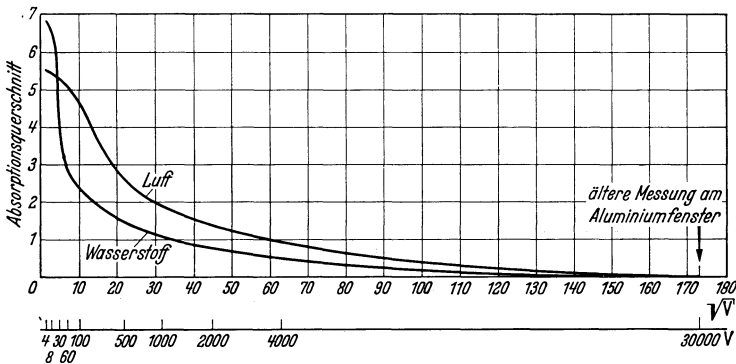


Abb. 2. Abhängigkeit des absorbierenden Querschnitts von der Elektronenenergie [78].

verschiedenen Stoffen proportional der Dichte ρ ist, d. h. $\alpha/\rho = \text{konst.}$ Das ist eine bedeutende Entdeckung; denn Gesetze, in denen eine Proportionalität mit der Dichte auftritt, wie z. B. das Gravitationsgesetz, sind deshalb grundlegender Art, weil bei ihnen die individuellen Eigenschaften der verschiedenen Stoffe keine Rolle mehr spielen.

Die Absorption zeigt ferner eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Energie der Kathodenstrahlen, die in Abb. 2 beispielsweise für Luft und Wasserstoff als absorbierende Medien dargestellt ist. Das bedeutet, daß die undurchdringliche Fläche f verschieden ist, je nachdem die Elektronen schneller oder langsamer sind.

Aus diesen Ergebnissen hat LENARD den Schluß gezogen, daß das Atom nicht im Sinne der Gastheorie eine feste Kugel darstellt, sondern daß es nur ein System von *Kraftfeldern* ist, die z. B. von einzelnen, sehr kleinen positiv und negativ geladenen Teilchen gebildet werden. Nimmt man an, das Wasserstoffatom bestünde nur aus diesen beiden Teilchen, einem positiv und einem negativ geladenen Teilchen, dann hat es offenbar die Eigenschaften, die LENARD gefunden hat, nämlich daß ein *schneller* Elektronenstrahl durch die Anziehungs- und

Abstoßungskräfte nur wenig, ein *langsamer* Elektronenstrahl aber wesentlich stärker beeinflußt wird. Auch der Anstieg der Absorptionskurve mit abnehmender Elektronenenergie ist also mit diesem Bild gegeben.

Verfolgt man weiter die Hypothese, daß jedes Atom aus sovielen derartigen „Dynamiden“ — so nennt LENARD diese kleinsten Bausteine — besteht, wie seinem Atomgewicht entspricht, dann ist mit 16 solcher Dynamiden ein Sauerstoffatom, mit rd. 200 Dynamiden ein Bleiatom gegeben, und wenn jede Dynamide die gleiche Absorptionsfähigkeit besitzt, so muß sich offenbar das Gesetz $\alpha/\rho = \text{konst.}$ ergeben.

Auch für Elektronen sehr großer Energie bleibt ein bestimmter Teil des Atoms undurchdringlich, wie die Absorptionskurven zeigen; dieser undurchdringliche Teil des Atoms ist aber außerordentlich klein:

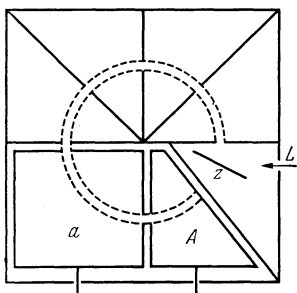


Abb. 3. Versuchsanordnung zur Messung des Wirkungsquerschnitts [100].

„Beispielsweise ist danach der Raum, in welchem 1 Kubikmeter festes Platin sich befindet, leer in dem Sinne, wie eben der von Licht durchzogene Himmelsraum leer ist, bis auf höchstens 1 Kubikmillimeter als gesamtes wahres Dynamidenvolumen“ [78].

Mit dieser Deutung der experimentell gefundenen Gesetzmäßigkeiten war die Grundlage unseres modernen Atombegriffes geschaffen.

Die anomale Durchlässigkeit der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen. Nach der Dynamidenvorstellung würde man erwarten, daß der Absorptionsquerschnitt mit kleiner werdender Elektronenenergie immer größer wird. Dies ist auch zunächst bis zu Energien von der Größenordnung 100 eV herab der Fall. Doch stellte schon LENARD fest, daß für noch kleinere Elektronenenergien der Absorptionsquerschnitt nicht beliebig weiter wächst, sondern einen Endwert von der Größenordnung des gaskinetischen Querschnittes annimmt.

Die genauere Untersuchung des Argons im Bereich ganz langsamer Elektronen (0 bis 50 eV) führte dann beim Argon 1920 [99] zu einer äußerst überraschenden Entdeckung: Der Querschnitt des Ar-Atoms gegenüber Elektronen steigt mit kleiner werdender Elektronenenergie bis 12 eV auf das 4fache des gaskinetischen Querschnittes an, fällt dann aber mit noch kleiner werdender Elektronenenergie auf außerordentlich kleine Werte ($1/7$ des gaskinetischen Querschnittes bei etwa 1 eV) ab („Ramsauer-Effekt“). Die Versuchsanordnung, mit der diese Ergebnisse gewonnen wurden, zeigt Abb. 3. Die Elektronen werden bei z lichtelektrisch erzeugt und durch ein senkrecht zur Zeichenebene stehendes Magnetfeld im Kreise durch das zu untersuchende Gas geführt. Gemessen werden die Elektronenmengen, welche auf dem Halbkreis bis zum Käfig a und auf dem Dreiviertelkreis bis zum Käfig A gelangen;

die Wegstrecke, auf der die Absorption gemessen wird, ist der Viertelkreis in *a*. Die Ausscheidung aus dem Strahl erfolgt bei dieser Anordnung auch durch Geschwindigkeitsverluste und durch Streuung, da die Zugehörigkeit zum Strahl an eine bestimmte Geschwindigkeit *und* an eine bestimmte Richtung gebunden ist. Der mit dieser Anordnung gemessene „Wirkungsquerschnitt“ ist also der Gesamtquerschnitt der Gasmoleküle in 1 cm³ bei 1 mm Hg, der in irgendeiner Weise auf die Elektronen einwirkt. Abb. 4 zeigt den Verlauf des Wirkungsquerschnittes für Argon und die beiden anderen schweren Edelgase Krypton und Xenon [101]. Bei allerkleinsten Elektronenenergien (kleiner als 1 V) besitzt die Wirkungsquerschnittskurve ein ausgeprägtes Minimum und steigt dann mit nach Null abnehmender Energie wieder an. Ähnliche Ergebnisse wurden auch an einer größeren Reihe anderer Gase erhalten, der Abfall der Wirkungsquerschnittskurve nach kleinen Elektronenenergien hin stellt also eine Allgemeinerscheinung beim Durchgang langsamer Elektronen durch Gase dar. Diese Tatsache ließ sich in keiner Weise durch elektrostatische Überlegungen erklären und fand ihre Deutung erst etwa 10 Jahre nach der Entdeckung (vgl. Abschnitt 3 dieses Vortrages).

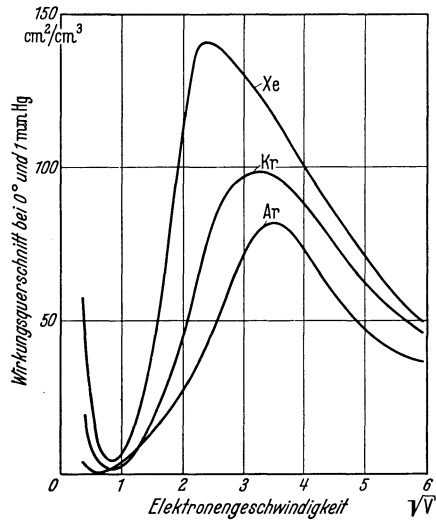


Abb. 4. Der Wirkungsquerschnitt der schweren Edelgase bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten.

Wie bereits oben angedeutet, erfolgt die Absorption, d. h. die Ausscheidung von Elektronen aus dem nach Richtung und Geschwindigkeit definierten Elektronenstrahl, durch Ablenkung (Streuung) oder durch Energieverlust. Bei kleinen Elektronenenergien ist die Streuung ohne Energieverlust (elastische Streuung) bei weitem die häufigste Einwirkungsart. Will man sie bis in die Einzelheiten beschreiben, so genügt

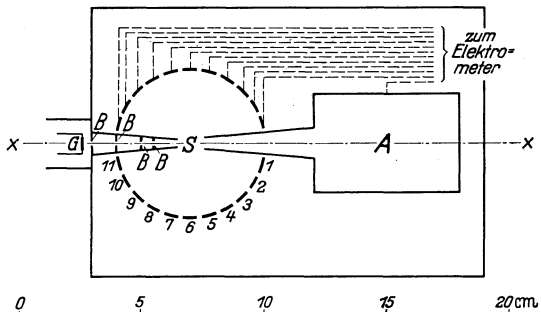


Abb. 5. Versuchsanordnung zur Messung der Winkelverteilung bei der Streuung langsamer Elektronen an Gasmolekülen [102].

es nicht, die Gesamtzahl der gestreuten Elektronen zu kennen, man muß auch wissen, wie sich diese Gesamtzahl auf die einzelnen Streurichtungen (gemessen gegen die Richtung des Primärstrahles) verteilt. Eine geeignete Meßanordnung ist in Abb. 5 dargestellt: Die Elektronen werden bei G erzeugt und nach Durchquerung des eigentlichen Streuraumes S im Käfig A aufgefangen. Um den Mittelpunkt von S ist eine Kugel gelegt, die in eine Anzahl von Zonen unterteilt ist (die Anordnung in Abb. 5 ist zylindersymmetrisch zur Achse $x-x'$ zu denken!). Die einzelnen Zonen dienen als Auffänger der im Raum S

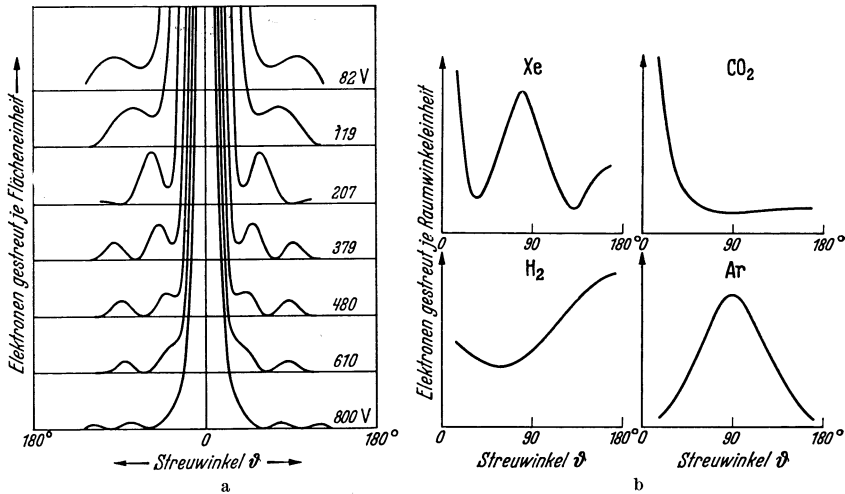


Abb. 6 a und b. Beispiele für Elektronenstreuungsmessungen. a Streuung in Quecksilberdampf bei verschiedenen Elektronenenergien zwischen 82 und 800 V nach ARNOT [4]. b Streuung bei einer Elektronenenergie von ungefähr 1,5 eV in verschiedenen Gasen. Nach RAMSAUER und KOLLATH [102, 103].

an Gasmolekülen gestreuten Elektronen. Die gemessenen Winkelverteilungen [4, 25, 102, 103] zeigen neben einer starken Bevorzugung kleiner Streuwinkel Maxima und Minima in regelmäßiger Anordnung (Abb. 6a) und ein vollkommen individuelles Verhalten der einzelnen Gase bei kleinsten Elektronenenergien (Abb. 6b). Ähnliche Einzelercheinungen waren auch bei der Elektronenstreuung an festen Körpern beobachtet worden [30, 31].

2. Energetische Wechselwirkung zwischen Elektron und Atom.

Energieverluste der Elektronen. Beim Übergang zu höheren Elektronenenergien treten die Energieverluste der Elektronen in ihrer Häufigkeit gegenüber den elastischen Zusammenstößen immer mehr in den Vordergrund. Läßt man beispielsweise einen Strahl von 50 eV-Elektronen durch eine Gasstrecke (He) laufen, so ergibt sich bei der Energieanalyse eine Verteilung solcher Art, wie sie in Abb. 7 wiedergegeben ist:

1. Erst von einer bestimmten, für jedes Gas charakteristischen Energie E_A der auffallenden Elektronen an werden Energieverluste beobachtet, unterhalb dieser Minimalenergie finden nur elastische Zusammenstöße statt ($E_A =$ kleinste „Anregungsspannung“).

2. Von einer bestimmten, für jedes Gas charakteristischen Energie der einfallenden Elektronen E_I an, die größer ist als E_A , werden die Atome ionisiert, d. h. in ein Elektron und einen positiv geladenen Rest gespalten ($E_I =$ „Ionisierungsspannung“).

3. Liegt die Energie der einfallenden Elektronen zwischen E_A und E_I , so werden nur bestimmte, in ihrer Größe für jedes Gas charakteristische Energieverluste beobachtet (verschiedene Anregungsstufen).

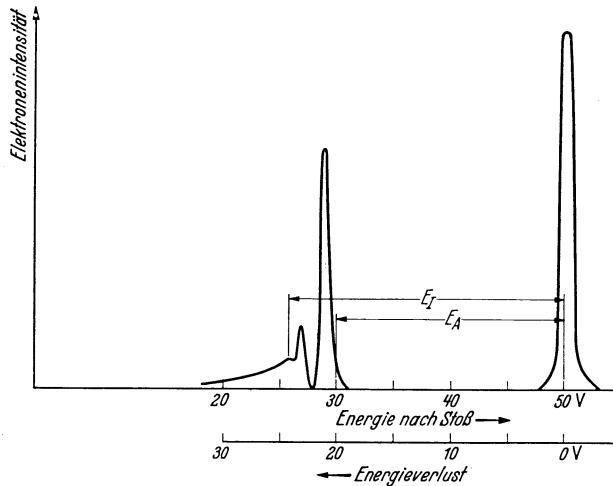


Abb. 7. Energieverteilung von 50 eV-Elektronen nach dem Durchgang durch Helium nach McMILLEN [88].

4. Ist die Energie der einfallenden Elektronen größer als E_I , so werden neben den diskreten Energieverlusten auch solche beobachtet, die größer sind als die zur Ionisierung notwendige Energie E_I . Hierbei handelt es sich im Gegensatz zu 3. nicht um diskrete Energieverluste, sondern um ein kontinuierliches Band aller möglichen Werte, die größer als E_I sind.

Die unter 1 bis 3 aufgezählten Diskontinuitätserscheinungen sind einer auf der klassischen Physik aufgebauten Korpuskulartheorie völlig fremd und weisen auf eine grundlegende Verwandtschaft mit den von M. PLANCK zur Deutung des Wärmestrahlungsgesetzes eingeführten Energiequanten hin.

Wir wollen zunächst unsere Aufmerksamkeit der Frage zuwenden, wohin die vom Elektron verlorene Energie abgegeben wird und welche Wirkungen diese abgegebene Energie hervorruft. Der einfachste Fall

ist offenbar der, daß die Energie direkt an das getroffene Atom übertragen wird. Diese übertragene Energie kann aber nur zu einem geringen Bruchteil für eine Vergrößerung der *kinetischen* Energie des Atoms Verwendung finden, weil der Vorgang sonst wegen der sehr verschiedenen

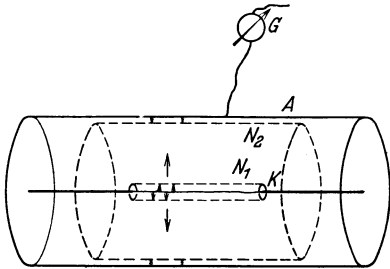


Abb. 8. Anordnung von FRANCK und HERTZ.

Elektronen beim Durchgang durch Gase und der von dem Gas ausgesandten Wellenstrahlung experimentell herausgearbeitet zu haben. Die Versuchsanordnung von FRANCK und HERTZ (Abb. 8) besteht

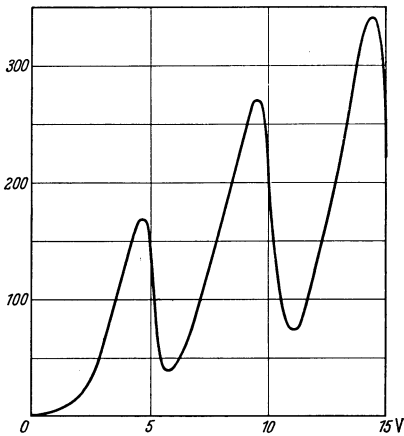


Abb. 9. Quantenhafte Energieverluste von Elektronen in Quecksilberdampf nach FRANCK und HERTZ [38].

3 · 4,9 V usw. ist nur so zu deuten, daß ein Elektron, das beim Durchlaufen des elektrischen Beschleunigungsfeldes zwischen Glühkathode und Gitter eine Energie von 4,9 eV aufgenommen hat, seine gesamte Energie in einem einzelnen Elementarakt wieder verliert. Zur Erklärung dieses Befundes wurde von FRANCK und HERTZ als Äquivalent der verlorengegangenen kinetischen Energie der Elektronen die Aussendung von Wellenstrahlung in Betracht gezogen. Damit ergibt sich die Möglichkeit, den quantenhaften Energieverlust von 4,9 eV

Massé der Stoßpartner mit den elementaren Stoßgesetzen (Erhaltung von Energie und Impuls) in Widerspruch geraten würde; vielmehr muß die an das Atom übertragene Energie größtenteils für andere Vorgänge verwendet werden.

Anregung von Lichtstrahlung. Es ist das Verdienst von J. FRANCK und G. HERTZ [38], die Beziehungen zwischen dem Energieverlust der Elektronen beim Durchgang durch Gase und der von dem Gas ausgesandten Wellenstrahlung experimentell herausgearbeitet zu haben. Die Versuchsanordnung von FRANCK und HERTZ (Abb. 8) besteht aus einer Glühkathode K , die zylindersymmetrisch von einem Netz N_2 und einem in dichtem Abstand folgenden Anodenzyylinder A umgeben ist. Gemessen wird der Elektronenstrom zum Anodenzyylinder als Funktion der Anodenspannung. Das Netz N_2 liegt gegenüber der Anode auf einer kleinen positiven Spannung von der Größenordnung 1 V; infolge dieser „Gegenspannung“ am Netz können Elektronen, deren Energie zwischen 0 und 1 eV liegt, die Anode nicht erreichen. Die Messung des Anodenstromes als Funktion der Anodenspannung ergab nun Kurven von der in Abb. 9 dargestellten Art:

Das Wiederabsinken bei 4,9, 2 · 4,9,

mit der Ausstrahlung eines Lichtquantens entsprechend der PLANCKschen Theorie zu verbinden, wobei die Beziehung gelten müßte:

$$eV = h \cdot \nu. \quad (3)$$

Die Wellenlänge des Lichtes, das vom Hg-Dampf in obigem Versuch ausgestrahlt werden müßte, läßt sich nach (3) aus $eV = 4,9 \text{ eV}$ und dem PLANCKschen Wirkungsquantum h berechnen. Diese Überlegung würde sich experimentell bestätigen, wenn bei unserem Versuch die gleichzeitige Aussendung einer Hg-Linie der berechneten Wellenlänge nachzuweisen wäre. Dieser Nachweis ist FRANCK und HERTZ tatsächlich gelungen.

Um diese Zusammenhänge in der Auffassung der Quantentheorie genauer zu verstehen, sollen sie an dem einfachsten Beispiel (Wasserstoffatom) erläutert werden. Das Wasserstoffatom besteht nach der LENARD - RUTHERFORD - BOHRschen Vorstellung aus einem positiven Kern (Proton) und einem um diesen Kern kreisenden Elektron (Abb. 10).

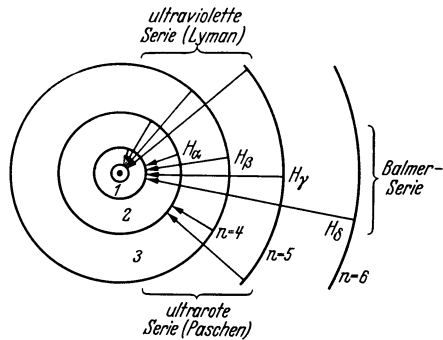


Abb. 10. Darstellung der Entstehung der Wasserstofflinien nach dem BOHRschen Atommodell.

Nach der Quantenhypothese soll nun das Elektron den Kern nur auf ganz bestimmten Bahnen, den Quantenbahnen, umkreisen können, jeder Quantenbahn entspricht eine bestimmte potentielle Energie des Systems Proton—Elektron. Um das Elektron von einer weiter innen auf eine weiter außen gelegene Quantenbahn zu „heben“, muß dem System eine bestimmte Energie zugeführt werden; „fällt“ das Elektron umgekehrt von einer weiter außen gelegenen auf eine weiter innen gelegene Bahn, so wird eine entsprechende Energie von dem System abgegeben und als *Wellenstrahlung* ausgesandt.

Die Wellenlängen des von verschiedenen Atomen ausgesandten Lichtes hatte man nun spektroskopisch längst sehr genau vermessen und war dabei schon frühzeitig auf ausgeprägte Gesetzmäßigkeiten gestoßen, ohne ihren Sinn zu verstehen. Dem Lehrer BALMER gelang es 1885, eine einfache Formel aufzustellen, die die Lage der Spektrallinien des H-Atoms mit einer erstaunlichen Genauigkeit wiedergab:

$$\lambda_m = 364,613 \frac{m^2}{m^2 - 4} \mu\mu \quad (m = 3, 4, 5, \dots) \quad (4)$$

Bringt man Gleichung (4) in die Form

$$\nu_m = 3,291 \cdot 10^{15} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (m = 3, 4, 5, \dots) \quad (5)$$

so läßt sich mittels der Beziehung $eV = h \cdot (\nu - \nu')$ zeigen, daß der Klammersausdruck in (5) jeweils einem Sprung des Atomelektrons von der m -ten Bahn auf die zweite Bahn entspricht (ν und ν' sind die Schwingungszahlen zweier Spektrallinien). Wir gelangen so zu dem „Niveauschema“ des Wasserstoffatoms (Abb. 11). Die aus den Schwingungszahlen der ausgesandten Spektrallinien berechneten Energien der verschiedenen Niveaus in eV

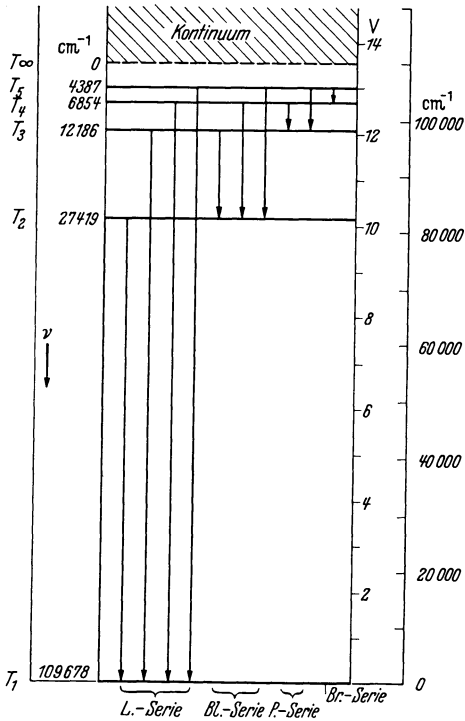


Abb. 11. Niveauschema des Wasserstoffatoms.

führen ganz allgemein zu denselben Werten, wie die aus Elektronenstoßuntersuchungen ermittelten Energieverluste.

Geht man bei diesen Versuchen und Schlußfolgerungen zu immer größeren Energieverlusten und immer kürzeren Wellen über, so gelangt man in das Gebiet der Röntgenstrahlung. Die Erzeugung von Röntgenstrahlen unterscheidet sich von der Erzeugung der Lichtwellen nur dadurch, daß bei letzterer ein Elektron aus einer außen liegenden „Elektronenschale“, bei ersterer aus einer ganz innen gelegenen „Elektronenschale“ herausgehoben wird.

Bevor andere Fälle der Energieübertragung zwischen Elektronen und Atom betrachtet werden, soll noch

die Frage der *Häufigkeit* der eben besprochenen Anregungsvorgänge gestreift werden. Diese Häufigkeit läßt sich aus Elektronenstoßversuchen ähnlich wie die Häufigkeit der Streuung messen. Man gelangt so für je eine Spektrallinie zu je einem „Anregungsquerschnitt“. Dieser hängt ebenso wie früher der Absorptionsquerschnitt stark von der Energie der einfallenden Elektronen ab. Wie schon weiter oben erwähnt, ist die Häufigkeit der Anregung sehr klein im Verhältnis zur Streuung und so wird es verständlich, daß im Gesamtquerschnitt, in welchem die Anregungen an sich mitenthalten sind, an den Einsatzstellen der Anregungsquerschnitte (Anregungsspannung) im allgemeinen keine Besonderheiten im Gesamtquerschnittsverlauf beobachtet werden. Nur bei besonders häufiger Anregung (wie z. B. in Hg- oder

K-Dampf) macht sich das plötzliche Hinzukommen des Anregungsquerschnittes durch eine kleine Abweichung im Gesamtquerschnitt nach höheren Werten hin bemerkbar.

Ionisierung. Bei diesem Vorgang kommt das Quantenhafte dadurch zur Geltung, daß für die Abtrennung des Elektrons vom Atom eine bestimmte Energiemenge aufgewendet werden muß, während die Energie, die das befreite Elektron mitbekommt, kontinuierlich von Null an beliebige Werte annehmen kann. Beispiele für Ionisierungsspannungen sind:

K	Hg	H ₂	Ar	He	(Luft-O ₂)	
4,3	10,4	15,8	15,7	24,5	(12)	eV

Diese Werte sind für die Technik von besonderer Bedeutung, weil von ihrer Größe der Beginn der Leitfähigkeit eines Gases oder Dampfes abhängt. Auch der Ionisierungsvorgang hat natürlich Lichtaussendung zur Folge, da früher oder später das Elektron wieder ein ionisiertes Atom finden wird, bei dem es eine freie Quantenbahn unter Ausstrahlung eines oder mehrerer Lichtquanten besetzen kann (Rekombination). Ein besonders schönes Beispiel für die Lichtaussendung eines von Elektronenstrahlen durchsetzten Gases haben wir im Nordlicht vor uns. Auch beim Auftreffen von Elektronen auf feste Körper finden Ionisierungsvorgänge statt; so wird letzten Endes die Sekundärelektronenemission durch einen der Ionisierung verwandten Vorgang zustande kommen, worauf im Vortrag III eingegangen wird. Ein besonders eindrucksvolles Beispiel für Ionisierungsvorgänge in festen Körpern bildet die Erscheinung der Phosphoreszenz.

Zur Abrundung des Gesamtbildes sei hier noch auf einige andere Vorgänge der Energieumsetzung hingewiesen, auf die nicht näher eingegangen werden kann: Bremsstrahlung (kontinuierliche Röntgenstrahlung) und chemische Wirkungen verschiedener Art, wie z. B. Dissoziation und photographische Wirkung (vgl. Vortrag VI).

3. Die Wirkung des Atoms oder eines Atomverbandes auf das Elektron als Welle.

Ableitung der DE BROGLIESchen Beziehung. Bei der Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Materie stieß man, wie im vorangehenden gezeigt wurde, immer wieder auf Erscheinungen, die vom Standpunkt einfacher elektrostatisch-korpuskularer Auffassungen nicht zu verstehen waren. Soweit es sich dabei um Energieumsetzungsfragen handelte, gelang die Erklärung, wie im vorigen Abschnitt ausgeführt wurde, durch Zuhilfenahme des PLANCKSchen Wirkungsquantums und der darauf aufgebauten Theorie. Unerklärt blieben dagegen die anomalen Erscheinungen bei der Absorption von Elektronen in Argon und bei der elastischen Streuung der Elektronen an festen Körpern.

Da stellte im Jahre 1924 der französische Physiker Prinz LOUIS DE BROGLIE in seiner Doktorarbeit gelegentlich des Versuches einer neuen Lichtquantentheorie die Hypothese auf, daß jedem bewegten Körper eine mitgeführte Wellenerscheinung zuzuordnen sei, deren Wellenlänge λ mit dem Impuls $m \cdot v$ des bewegten Körpers und dem PLANCKSchen Wirkungsquantum h durch die Beziehung

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot v} \quad (6)$$

zusammenhängen sollte [18].

Durch folgende Überlegung kann man auf einfachem Wege zu der DE BROGLIESchen Beziehung gelangen. Man läßt jeden wesentlichen Unterschied zwischen Masse und Lichtquant fallen, indem man einerseits der Masse m eines Körpers eine bestimmte Schwingungszahl ν und andererseits der Schwingungszahl ν eines Lichtquants eine bestimmte Masse zuordnet. Den Impuls eines Lichtquants $m \cdot c$ (Masse mal Lichtgeschwindigkeit) erhalten wir aus der Energie eines Lichtquants, die einerseits gleich $m \cdot c^2$ und andererseits gleich $h \cdot \nu$ ist: Aus $m \cdot c^2 = h\nu$ folgt nämlich:

$$m \cdot c = \frac{h \cdot \nu}{c};$$

c/ν ist aber nichts anderes als λ ; also wird:

$$m \cdot c = \frac{h}{\lambda} \quad \text{oder} \quad \lambda = \frac{h}{m \cdot c}.$$

Diese Beziehung ist für Lichtquanten bereits bekannt (Compton-Effekt). Sollen nun alle Eigenschaften vom Lichtquant und Masseteilchen analog sein, so entspricht der Gleichung $\lambda = \frac{h}{m \cdot c}$ die Gleichung $\lambda = \frac{h}{m \cdot v}$ für das Masseteilchen, wobei für m die träge Masse und für v die Geschwindigkeit des bewegten Masseteilchens einzusetzen ist.

Diese Hypothese ist damals auch den kühnsten theoretischen Physikern recht gewagt erschienen¹. Ein Jahr später wies ELSASSER auf einen vermutlichen Zusammenhang dieser Hypothese mit den ungeklärten Erscheinungen der Elektronenabsorption in Argon und der elastischen Streuung von Elektronen an festen Körpern hin. Er zeigte an Hand einer Überschlagsrechnung, daß im ersten Fall zwischen dem Atomdurchmesser und der nach DE BROGLIE berechneten Elektronenwellenlänge ähnliche Größenbeziehungen bestehen wie bei der bekannten Beugung des Lichtes an kleinen Goldkügelchen.

¹ Selbst PLANCK, der doch kühn genug war, die Quantenhypothese einzuführen, zu einer Zeit, in der sie etwas durchaus Neues bedeutete, erzählt bei der Feier anläßlich seines 80. Geburtstages, wie er in Amsterdam zum ersten Male über diese Theorie habe sprechen können, unter anderem mit dem bekannten Theoretiker H. A. LORENTZ, und fuhr dann fort: „Ich muß aufrichtig sagen, daß ich damals etwas den Kopf schüttelte über die skrupellose Kühnheit dieser Gedanken, und ich erinnere mich noch sehr gut, wie auch Herr LORENTZ in einem Privatgespräch etwas sorgenvoll zu mir äußerte: Diese jungen Leute nehmen es gar zu leicht, sich über altbewährte physikalische Begriffe hinwegzusetzen.“

Bedeutung der DE BROGLIESchen Beziehung. Ein erster großer Erfolg der DE BROGLIESchen Hypothese bestand darin, daß SCHRÖDINGER (1926) mit seiner auf diese Hypothese aufgebauten „Wellenmechanik“ verschiedene Schwierigkeiten der damaligen Atomtheorie zwanglos aufklären konnte. Außerdem stellte sich heraus, daß eine neue Atomtheorie von HEISENBERG („Quantenmechanik“ 1925), die unabhängig von der Wellenhypothese, von ganz anderen Gesichtspunkten ausgehend, entwickelt wurde, zu den gleichen Ergebnissen führte wie die Wellenmechanik. Immerhin hätte nach diesen Erfolgen die Wellenmechanik für eine sehr erfolgreiche, aber rein formale Atomtheorie gehalten werden können. Entscheidend für die physikalische Realität der Wellennatur des Elektrons sprach dann aber ein Experiment über die Streuung von Elektronen an Ni-Einkristallen. DAVISSON und GERMER ließen einen Elektronenstrahl auf einen Nickeleinkristall fallen und maßen die Streuung der Elektronen unter verschiedenen Winkeln zur Strahlrichtung [29]. Es traten periodische Maxima und Minima auf (Abb. 12), die nur als Interferenzen am Kristallgitter gedeutet werden konnten, also Erscheinungen, die von altersher als Beweis für die Wellennatur eines Vorganges angesehen werden. Die Berechnung der zu diesen Interferenzen gehörigen Wellenlänge nach der von der Röntgenstrahlbeugung her bekannten Beziehung ergab tatsächlich in erster Annäherung den von DE BROGLIE geforderten Wert. Gewisse Abweichungen ließen sich später im Rahmen einer Dispersionstheorie (BETHE 1928) als Brechung der Elektronenwellen beim Eintritt in das Metall deuten. Ähnliche Interferenzerscheinungen wurden dann auch bei der Streuung von Elektronen in Gasen gefunden, als Beispiel sei hier die Winkelverteilung bei der Elektronenstreuung in Hg-Dampf wiedergegeben (Abb. 13a): Es handelt sich dabei offensichtlich um eine Beugungsfigur, wie an der zum Vergleich daneben gezeichneten „Lichtbeugung an einem Spalt“ (Abb. 13b) zu erkennen ist. Ein ähnliches Bild ergibt die Elektronenstreuung in Argon.

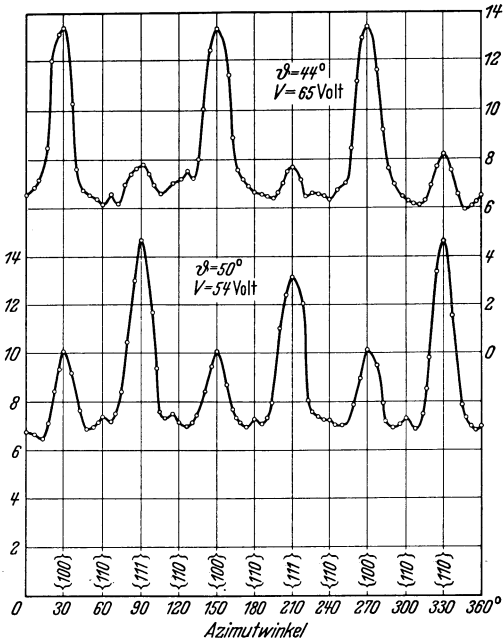


Abb. 12. Azimutale Verteilung der an einem Ni-Einkristall gestreuten Elektronen (nach DAVISSON und GERMER [29]).

Auf der Grundlage der Wellenmechanik konnten nach weiterem Ausbau der Theorie schließlich auch die anomalen Erscheinungen bei der Absorption langsamer Elektronen in den Edelgasen („Ramsauer-Effekt“, vgl. Abb. 14) gedeutet und dem allgemeinen Bild eingegliedert werden.

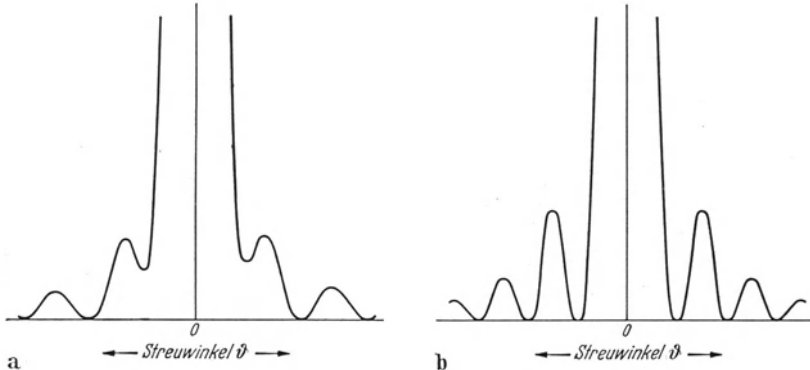


Abb. 13 a und b. Vergleich von Elektronen- und Lichtstreuung: a Elektronenstreuung in Hg-Dampf nach ARNOT. b Lichtbeugung an einem Spalt.

Nachdem einmal gezeigt worden war, daß sich bei der Wechselwirkung zwischen Atomen und Elektronen Beugungserscheinungen ergeben, die nur durch einen Wellencharakter der Elektronenstrahlen

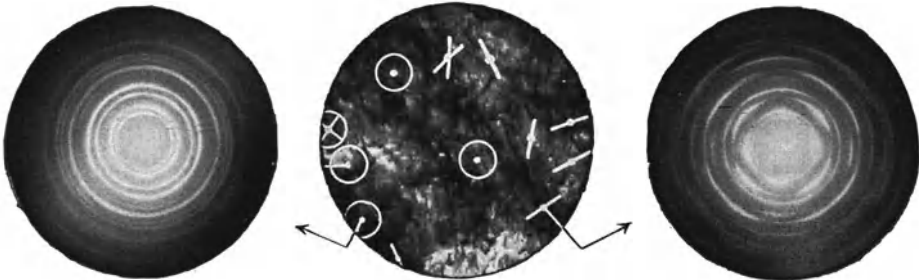


Abb. 14. Beugungsbilder an verschiedenen Stellen einer Goldfolie nach BOERSCH [10].

erklärt werden können, war es verhältnismäßig leicht, die Welleneigenschaft von Elektronenstrahlen auch unter anderen Bedingungen nachzuweisen. Die Durchstrahlung von dünnen Folien ergab Beugungsdiagramme, die einerseits eine genaue Prüfung der DE BROGLIESchen Beziehung und andererseits eine Untersuchung des Gitteraufbaues solcher dünnen Schichten gestatten (Abb. 14). Die Methode der Strukturuntersuchungen mit Elektronenstrahlen erwies sich bald in mancher Beziehung derjenigen mit Röntgenstrahlen überlegen, die bei dünnen Schichten wegen der sehr kleinen Streuintensitäten mit großen Schwierigkeiten zu kämpfen hat. Noch deutlicher zeigte sich diese Überlegenheit bei der Untersuchung sehr dünner, auf ein Unterlagematerial auf-

gedampfter Oberflächenschichten und bei der Strukturuntersuchung von Dampfmolekülen: An Oberflächenschichten lassen sich — in Reflexion — ebenfalls Elektronenbeugungsdiagramme bequem erhalten (Abb. 15) und bei Elektronendurchstrahlung von Dämpfen (Abb. 16) kommt man mit Belichtungszeiten aus, die um mehrere Zehnerpotenzen kleiner sind als bei Verwendung von Röntgenstrahlen.

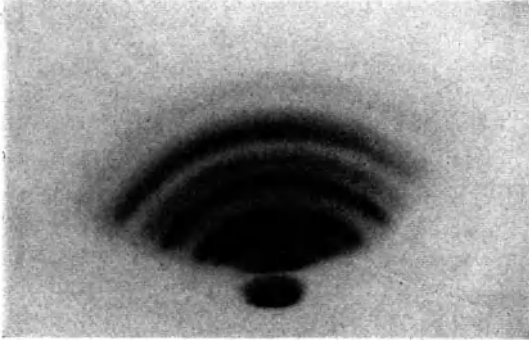


Abb. 15. Reflexion von Elektronen ($N = 0,07 \text{ \AA}$) an einer auf eine Glasplatte aufgedampften Pt-Schicht nach NISHIKAWA und MATSUKAWA [93].

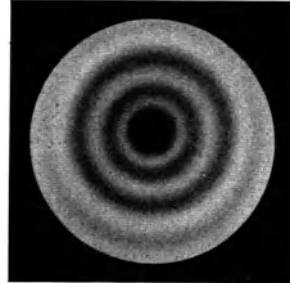


Abb. 16. Elektronenbeugung an dampfförmigem Tetrachlorkohlenstoff nach WIERL [134, 135].

4. Ausblick auf praktische Anwendungen.

In den hier behandelten Elementarvorgängen liegt eine große Zahl praktischer Verwertungsmöglichkeiten. Sie bilden vor allem die Grundlage für die mannigfaltigen Erscheinungen, die in den Gasentladungen auftreten, speziell baut sich die moderne Lichttechnik (Gasentladungslampen) auf den im vorhergehenden beschriebenen Grundprozessen auf. Die ausführliche Besprechung dieser Anwendungsgebiete ist den Vorträgen IV und X bzw. V und XII vorbehalten. Hier mag daher nur noch auf eine Besonderheit der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Materie hingewiesen werden, die den Elektronenstrahlen vielleicht bei fortschreitender Technik ein großes Anwendungsgebiet in der medizinischen Wissenschaft für die Zukunft eröffnen wird: Ein in einen Körper eindringender Elektronenstrahl gibt seine Energie an die ihn umgebende Materie in einer begrenzten Schicht ab, die in einer gewissen Tiefe unter der Körperoberfläche liegt. Hiermit eröffnet sich die Möglichkeit, unter der Haut liegende krankhafte Stellen des Gewebes zu bestrahlen, ohne daß die darüber und darunter liegenden Gewebeteile merklich verletzt werden. Im Gegensatz zur Röntgenbestrahlung, bei der die stärksten Verbrennungswirkungen wegen der gänzlich anderen Absorptionsverhältnisse immer in den obersten Schichten der Haut auftreten, kann also bei Elektronenbestrahlung die Wirkung der Bestrahlung in einer bestimmten Tiefe „lokalisiert“ werden.

III. Elektronenbefreiung.

Von

W. SCHOTTKY.

Mit einem einführenden Kapitel von A. RECKNAGEL.

Das Thema dieses Vortrages ist die Befreiung von Elektronen aus festen Körpern, z. B. aus der Kathode einer Vakuum- oder Gasentladungsstrecke. Die Befreiung der Elektronen kann durch Wärme, durch Licht, durch Stoß aufprallender Atome, Ionen oder Elektronen sowie durch starke Felder bewirkt werden. Um den Befreiungsvorgang zu verstehen, muß man sich zunächst von dem Zustand der Elektronen vor ihrer Befreiung ein Bild zu machen versuchen, d. h. von den Eigenschaften der Elektronen innerhalb des festen Körpers und von ihrer Beeinflußbarkeit durch alle die genannten Einwirkungen. Hierbei spielt auch der Unterschied zwischen „gebundenen Elektronen“ und „Leitungselektronen“ eine Rolle; in vielen Fällen muß sogar die „innere Befreiung“ der Elektronen als Vorstufe der äußeren angesehen werden. Es zeigt sich also, daß ein Vortrag über Elektronenbefreiung einen großen Teil der gesamten heutigen Physik umfassen müßte und daß es deshalb ganz unmöglich ist, die für die verschiedenen Teilgebiete des Themas grundlegenden Versuche ausführlich zu schildern oder gar vorzuführen.

Es sei daher gestattet, im folgenden die allgemeineren Fragen der Elektronenbefreiung aus Metallen nur in einem kurzen Einführungskapitel¹ zu besprechen, während ausführlich zwei Teilprobleme behandelt werden sollen, die zur Zeit das Interesse der Fachgenossen in stärkerem Maße in Anspruch nehmen.

1. Elektronenemission der Metalle²

[123 u. 129].

Das Elektron im Metall. Die ohne merkbaren Massentransport erfolgende Leitung des elektrischen Stromes in Metallen und die Größe der Leitfähigkeit führten zu der Annahme, daß der Strom in den Metallen

¹ Dieses Einführungskapitel über die Elektronenemission der Metalle bringt einen Überblick über dasjenige, was in den folgenden Vorträgen als bekannt vorausgesetzt wird; es wurde von A. RECKNAGEL verfaßt und dem Manuskript vom Herausgeber zugefügt.

² Vgl. z. B. A. SOMMERFELD u. H. BETHE: Elektronentheorie der Metalle [129]; W. SCHOTTKY u. H. ROTHE: Physik der Glühelktroden [124].

durch Elektronen getragen wird, die sich fast frei durch das Metall hindurchbewegen. Diese Elektronen werden Leitungselektronen genannt, um sie von den nicht am Stromtransport beteiligten „gebundenen Elektronen“ zu unterscheiden. Um mit den experimentell festgestellten Werten elektrischer und optischer Konstanten (Leitfähigkeit, Halleffekt usw.) in Übereinstimmung zu kommen, muß man annehmen, daß größenordnungsmäßig ein Leitungselektron auf ein Atom kommt.

Jedes Leitungselektron steht unter der Einwirkung der komplizierten elektrischen Felder der Atomkerne und der übrigen Elektronen. Es ist selbstverständlich, daß sich diese Wechselwirkung nur unter stark vereinfachenden Annahmen theoretisch erfassen läßt. Als besonders fruchtbar hat sich die folgende Annahme erwiesen: Die Leitungselektronen verhalten sich wie ein in dem Metall eingeschlossenes Gas, das mit dem Metallgitter im Temperaturgleichgewicht steht. Auf dieses Elektronengas ist die Fermistatistik anzuwenden, nicht die für ein gewöhnliches atomares Gas geltende Boltzmann-Statistik.

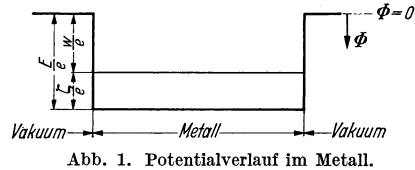


Abb. 1. Potentialverlauf im Metall.

Dieses einfache Bild erfordert je nach dem besonderen Problem noch Erweiterungen und Ausgestaltungen. Um z. B. die Glühemission in den Grundzügen zu verstehen, braucht man das Modell nur noch dadurch zu vervollständigen, daß der zur Abspaltung eines Elektrons aus dem Metall erforderliche Energiebetrag berücksichtigt wird. Dies geschieht folgendermaßen: Man nimmt an, daß die Leitungselektronen genau einem freien neutralen Gas entsprechen, d. h. da die Elektronen eine Ladung tragen, daß das Metallinnere für jedes Elektron als Raum konstanten elektrischen Potentials Φ betrachtet werden kann. Dieses Potential ist positiv gegen das des Außenraumes, am Metallrand springt also das Potential (Abb. 1). Durch diese Potentialschwelle werden die Elektronen im Metall festgehalten.

Für Einzelheiten, z. B. für die Berechnung der Emission in Abhängigkeit von der kristallographischen Orientierung der Austrittsfläche, aber auch für die Behandlung der Photo- und Sekundäremission, genügt dieses Modell nicht. Man berücksichtigt in einem nächsten Schritt die Kristallstruktur des Metalls. Das einzelne Leitungselektron soll sich nicht in einem Raum konstanten Potentials bewegen, sondern in einem mit der Periodizität des Kristalls veränderlichen Potentialfeld (Abb. 2). Dieses Potentialfeld soll möglichst vollständig die Wirkung der elektrischen Felder der übrigen Ladungen auf das Elektron erfassen. Man weiß von diesem Potential, daß es die Periodizität des Kristallgitters hat, daß es am Ort der Atomkerne stark positiv werden muß und daß es unter Umständen die in unmittelbarer Nähe des Elektrons bestehende Verarmung

an negativer Ladung (Polarisationseffekt) beschreiben soll. Für die Untersuchung der grundsätzlichen Fragen genügen diese Aussagen, im übrigen ist man auf einfache Beispiele, wie das in Abb. 3 angegebene, angewiesen.

Das Verhalten der Elektronen in dem periodischen Potentialfeld wird durch die SCHRÖDINGERSche Wellengleichung beschrieben. Es zeigt sich, daß die diskreten Energien der Valenzelektronen sowie die Elektronen-

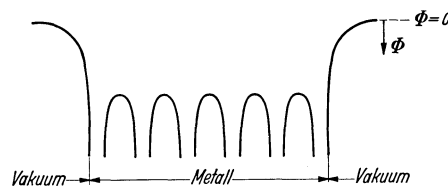


Abb. 2. Periodischer Potentialverlauf im Metall.

den Energiebändern bestehen verbotene Energiezonen. Aus der fast kontinuierlichen Aufeinanderfolge der Zustände ergibt sich ein quasi-klassisches Verhalten der Elektronen in den erlaubten Energiebändern; doch hängt die scheinbare Masse der Elektronen in komplizierter Weise

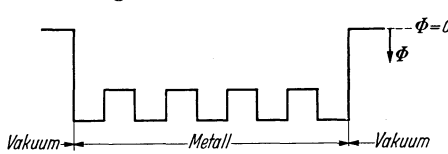


Abb. 3. Periodisches Potentialfeld im Metall.

von dem Energieniveau ab, das sie innerhalb des erlaubten Bandes besetzen.

Die Befreiung der Elektronen. Damit die im Metall eingeschlossenen Elektronen den Potentialsprung am Metallrand überwinden können, muß ihnen Energie zugeführt werden. Würde das Elektronengas der Boltzmann-Statistik genügen, so hätten beim absoluten Temperaturnullpunkt sämtliche Elektronen die Energie $-E$, wobei E gleich dem Potentialsprung am Metallrand multipliziert mit der Elektronladung e ist. Es müßte also mindestens die Energie E zugeführt werden, wenn ein Elektron das Metall verlassen soll. In der Fermistatistik ist die Zahl der Elektronen in einem Energieintervall begrenzt. Die Elektronen erfüllen daher beim Temperaturnullpunkt einen Energiebereich zwischen $-E$ und $-E + \zeta$, wobei die „Grenzenergie“ ζ durch die Zahl der Leitungselektronen bestimmt ist (Abb. 1). Zur Abspaltung eines Elektrons muß mindestens die Energie $w = E - \zeta$ zugeführt werden. Man bezeichnet w als Austrittsarbeit.

Bei endlichen Temperaturen kommen auch Elektronen mit höheren Energien vor, z. B. solche, die zum Überschreiten der Potentialstufe fähig sind. Bei Glühtemperaturen wird ihre Zahl so groß, daß bei Anlegen eines Beschleunigungsfeldes technisch verwertbare Elektronenströme aus dem Metall austreten können: Glühemission. Die Elektronen nehmen also hier die zum Verlassen des Metalls nötige Energie als Wärme

auf. Die Größe des Emissionsstromes erhält man, wenn man aus der Verteilungsfunktion der Geschwindigkeiten entnimmt, wieviel Elektronen eine so große Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Metalloberfläche haben, daß sie das Metall verlassen können. Man bezeichnet diesen Strom als Sättigungsstrom, weil man ihn experimentell bei einem genügend starken Beschleunigungsfeld erhält, das die Bildung einer Raumladung und damit eine Verringerung der Emission verhindert, so daß der Strom unabhängig von der Beschleunigungsspannung wird (vgl. Vortrag IV). Für den Sättigungsstrom ergibt sich

$$i = A T^2 \cdot e^{-\frac{w}{kT}} = A T^2 \cdot e^{-\frac{b}{T}}.$$

Dabei ist w die bereits erwähnte Austrittsarbeit, A ist eine universelle Konstante, $A = 120 \text{ A/cm}^2$.

Im Abschnitt 2 wird diese Formel nochmals vom allgemeineren Standpunkt diskutiert. Dort wird insbesondere eine aus thermodynamischen Überlegungen folgende Deutung der Austrittsarbeit w gegeben, die keinen Bezug auf das spezielle Modell der Abb. 1 nimmt¹.

Die zur Abspaltung von Elektronen nötige Energie kann auch durch Stoß von Lichtquanten oder von materiellen Korpuskeln übertragen werden: Photoemission, Sekundäremission usw. Für die Deutung dieser Vorgänge muß das periodische Potentialfeld herangezogen werden. Wären die Elektronen ganz frei, so wäre es unmöglich, Energie- und Impulssatz beim Stoß der Lichtquanten oder Elektronen gleichzeitig für einen Vorgang zu erfüllen, der zur Auslösung eines Elektrons führt. Im periodischen Feld ist jedoch enthalten, daß das Metallgitter am Impulsaustausch teilnimmt, so daß eine Emission erklärlich wird. Im räumlich periodischen Potentialfeld ist unter dem Einfluß von Licht ein Elektronenübergang zwischen zwei geeigneten Energiebändern ebenso möglich wie beim Atom zwischen zwei geeigneten Zuständen. Übergänge dieser Art spielen beim sog. lichtelektrischen Volumeneffekt eine Rolle. Außerdem gibt es auch bei reinen Metallen einen auf die senkrecht zur Oberfläche gerichtete Feldkomponente der Lichtwelle ansprechenden Oberflächeneffekt. Dieser Effekt hängt damit zusammen, daß die von innen auf die Oberfläche auftreffenden Elektronen in das rücktreibende Kraftfeld des Metallrandes gelangen und dadurch in starken Impulsaustausch mit dem Metallgitter treten. Bei der Sekundäremission stellt man sich die Mitwirkung des Gitters ähnlich vor: Die Leitungselektronen werden durch die eindringenden schnellen Elektronen soweit beschleunigt, daß sie in Energiezustände geraten, bei denen BRAGGSche Reflexion am Gitter und damit die zur Emission führende Richtungsumkehr der beschleunigten Elektronen erfolgt.

¹ In Abschnitt 2 wird mit der auf 1 Mol Elektronen bezogenen Austrittsarbeit $\psi = Lw$ gerechnet, wobei L die LOSCHMIDTSche Zahl ist.

Die Abspaltung der Elektronen kann erleichtert werden, wenn die Potentialschwelle am Metallrand erniedrigt wird. Hierzu dient z. B. die Anlagerung von Atomen an der Metalloberfläche, die sich so deformieren, daß sie einen Dipol mit dem positiven Pol nach außen bilden. Betrachtet man die Dipole als homogene Schicht, so springt das Potential in dieser Schicht um einen Betrag, der dem Dipolmoment proportional ist. Um diesen Betrag wird die Austrittsarbeit herabgesetzt. In der Tat läßt sich durch Aufdampfversuche zeigen, daß bei dünnsten Schichten die Erniedrigung der Austrittsarbeit proportional zur aufgedampften Substanzmenge, also zum Dipolmoment ist.

Eine Herabsetzung der Austrittsarbeit kann ferner durch starke Felder erfolgen. Das Potential wird am Metallrand nicht sprunghaft

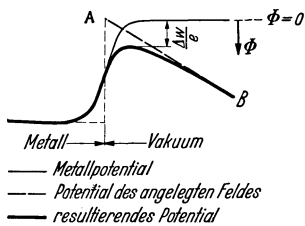


Abb. 4. Zur Verringerung der Austrittsarbeit durch starke Felder.

ansteigen, sondern einen stetigen Übergang bilden (Abb. 4). Legt man ein Beschleunigungsfeld an, so bildet sich der in Abb. 4 dargestellte Feldverlauf mit dem Maximum aus. Die Höhe dieses Maximums bestimmt jetzt die Austrittsarbeit. Um die Lage des Maximums zu berechnen, muß man den Verlauf des Kristallpotentials kennen. Da das Maximum bei nicht zu starken Feldern weit außerhalb der Metalloberfläche liegen

wird, wirkt auf das Elektron allein die von der influenzierten Bildladung bewirkte Kraft $\frac{e^2}{4x^2}$ (SCHOTTKYSche Bildkraft, Polarisationskraft), wobei e die Elektronenladung und x der Abstand des Elektrons von der Oberfläche ist. Mit Hilfe dieses Potentials ergibt sich bei der Feldstärke \mathcal{E} eine Verringerung der Austrittsarbeit um

$$\Delta w = e \sqrt{e |\mathcal{E}|}$$

und der Strom

$$i = i_s \cdot e^{+\frac{e \sqrt{e |\mathcal{E}|}}{k T}},$$

wobei i_s der Sättigungsstrom ist.

Bei sehr hohen Feldern, d. h. bei großer Neigung der gestrichelten Geraden AB in Abb. 4, wird der Potential„berg“ am Metallrand so dünn, daß die Elektronen auf Grund des wellenmechanischen „Tunneleffektes“ nach außen kommen, obwohl ihre Energie an sich zur Überschreitung des Potentialberges nicht ausreicht. Der Tunneleffekt ist analog einer Erscheinung bei der Totalreflexion des Lichtes: Bei der Totalreflexion an der Grenze Glas—Luft ist auch im Luftraum ein elektromagnetischer Schwingungszustand vorhanden. Wird ein zweiter Glaskörper parallel angeordnet, aber durch einen dünnen Luftspalt getrennt, so kann das Licht den Luftspalt zum Teil überwinden, obwohl geometrisch-optisch Totalreflexion an der ersten Grenzschicht eintreten sollte. Der Tunnel-

effekt, eventuell ergänzt durch die vom Feld verursachte Herabsetzung der Austrittsarbeit, dient zur Erklärung der Feldemission. Der Wert des Emissionsstromes, der wegen des Tunneleffektes fließt, ist

$$i = 1,6 \cdot 10^{-6} \frac{\mathcal{E}^2}{w} \cdot e^{-6,8 \cdot 10^7 \frac{w^{3/2}}{|\mathcal{E}|}} \text{ A/cm}^2.$$

Dabei ist w in Volt, \mathcal{E} in Volt/cm zu messen.

Die Emission zeigt die gleiche Abhängigkeit von der Feldstärke wie die Glühemission von der Temperatur.

Die Glühemission. Die thermische Emission ist die technisch wichtigste Form der Elektronenbefreiung: Man unterscheidet nach der Art der Emissionsschicht Massivkathoden, d. h. Kathoden aus reinen Metallen (z. B. Wolfram), ferner Kathoden mit dünnen „einatomaren“ Oberflächenschichten (z. B. thoriertes Wolfram) und Pastekathoden (Oxydkathoden, Azidkathoden). Um mit diesen drei Kathodentypen die gleiche Emission zu erreichen, die bei technischen Kathoden in der Größenordnung von 0,1 bis 1 A/cm² liegt, müssen sehr verschiedene Temperaturen angewandt werden. Sie liegen bei 2500, 1900 und 1100° K (Tabelle 1).

Tabelle 1. Technische Daten verschiedener Kathoden¹.

	W	Ta	W/Th	BaO
T_0 (°K)	2500	2100	1950	1100
I_s (A/W Heizleistung)	0,005—0,008	0,006	0,02—0,03	0,03—0,3
I_s (A/cm ²)	0,3—0,6	0,3	0,3 —0,5	0,03—0,5

Um zu prüfen, wie weit die Emission mit dem im vorigen Abschnitt angegebenen Emissionsgesetz in Einklang ist, pflegt man den Zehnerlogarithmus dieser Gleichung zu bilden:

$$\log_{10} \frac{i}{T^2} = \log_{10} A - 0,434 \cdot \frac{b}{T}$$

und $\log i/T^2$ über $1/T$ aufzutragen. Dann wird die Gleichung durch eine Gerade dargestellt, wobei der Ordinatenabschnitt durch A und die Neigung durch b bestimmt ist. Stellt man die experimentell bestimmten Emissionsströme in dieser Weise dar, so findet man für die Austrittsarbeit w und die Mengenkostante A die Werte der Tabelle 2, S. 44.

Die allgemeine Form der Emissionsgleichung mit temperaturunabhängiger Austrittsarbeit ist bei reinen Metallen gut erfüllt. Dagegen stimmt der Zahlenwert der Mengenkostanten, der nach der Theorie, wie vorher erwähnt, eine universelle Konstante sein sollte, auch bei reinen Metallen nur größenordnungsmäßig.

¹ Die Angaben für Kathoden, bei denen im normalen Betrieb keine Sättigung erreicht wird, beziehen sich auf „ausnutzbare Emission“.

Tabelle 2. Mengenkonstante und Austrittsarbeit verschiedener Metalle.

Metall	A	w		$\frac{A}{\text{cm}^2 \text{Grad}^2}$	$\frac{w}{\text{Volt}}$
Cs	162	1,81	W—Th } voll aktiviert	3	2,63
Ba	60	2,11		Mo—Th } voll aktiviert	1,5
Th	70	3,38			
Mo	55	4,15	(W—Ba	2	1,6)
W	60—100	4,54	(W—O—Ba	0,18	1,3)
Ni	1380	5,03	(Bariumoxydkathode . . .	0,1	1,1)
Pt	(17000)	6,3			

Bei Metallen mit Oberflächenschichten ist die Austrittsarbeit in stärkerem Maße temperaturabhängig. Die einfache Beschreibung, daß

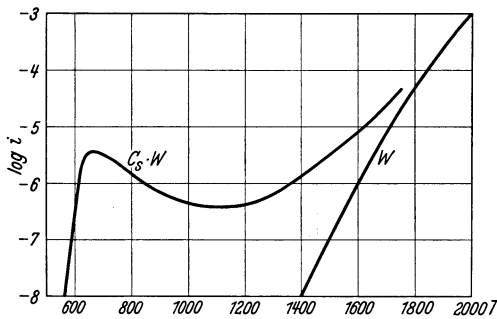


Abb. 5. Emission einer in Zäsiumdampf glühenden Wolframkathode [6a].

die Oberflächenschicht eine Herabsetzung der Austrittsarbeit ergibt, läßt sich nur in beschränktem Temperaturbereich anwenden, da bei der Temperaturänderung entsprechende Änderungen der Verdampfungsgeschwindigkeit, Wanderung aktiver Substanz und ähnliche Erscheinungen auftreten. Als Beispiel gibt Abb. 5 die Emission einer Wolframkathode in

Zäsiumdampf. Bei niedriger Temperatur emittiert die Kathode mit einer infolge des Zäsiumbelages niedrigen Austrittsarbeit. Mit steigender Temperatur dampft Zäsium ab, die Austrittsarbeit nimmt zu. Infolgedessen steigt die Emission schwächer als der Temperaturanstieg erwarten läßt, es tritt sogar schließlich mit wachsender Temperatur (steigendem Abdampfen) eine Wiederabnahme der Emission ein. Bei noch höheren Temperaturen beginnt die Emission wieder anzuwachsen. Das Zäsium ist abgedampft und die Emission entspricht der des reinen Wolframs.

Noch komplizierter ist der Vorgang bei der technisch meist verwendeten Oxydkathode, bei der an der Oberfläche eine ungefähr 50μ dicke Schicht aus Barium- oder Strontiumoxyd sitzt. Die Vorgänge in diesen Kathoden bilden eines der Spezialprobleme, die ausführlich behandelt werden sollen (Abschnitt 2).

Die lichtelektrische Emission. Die Auslösung von Elektronen durch Licht genügt folgenden sehr einfachen Grundgesetzen: Die Photoemission ist trägheitsfrei. Die Zahl der ausgelösten Elektronen ist der Lichtintensität proportional. Die Photoemission beginnt bei einer für das Metall charakteristischen Grenzfrequenz ν_0 (rote Grenze), bei der

die Energie $h\nu_g$ des Lichtquants¹ ausreicht, um das Elektron über die Potentialschwelle am Metallrand zu bringen:

$$h\nu_g = w.$$

Die maximal auftretende Elektronenenergie E_{\max} wächst linear mit der Frequenz ν des einfallenden Lichtes, da die maximal mögliche Elektronenenergie durch die Differenz zwischen der Energie des Lichtquants und der Austrittsarbeit gegeben ist:

$$E_{\max} = h\nu - h\nu_g.$$

Die Energieverteilung ist danach um so breiter, je mehr die Frequenz

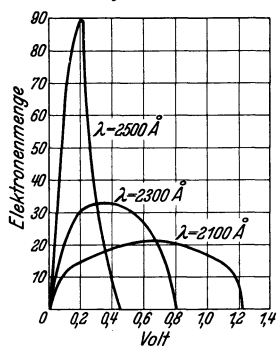


Abb. 6. Energieverteilung lichtelektrisch ausgelöster Elektronen [107].

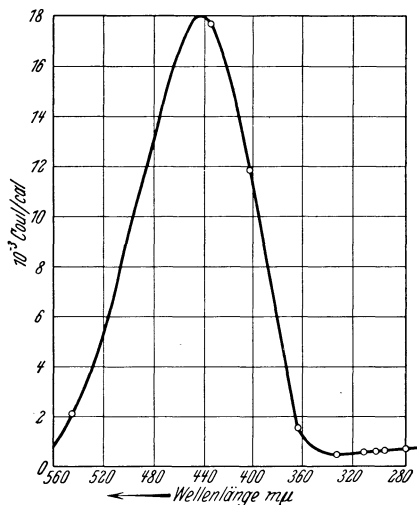


Abb. 7. Lichtelektrische Ausbeute als Funktion der Wellenlänge [123].

des einfallenden Lichtes die Grenzfrequenz übersteigt bzw. je kleiner die Wellenlänge des einfallenden Lichtes ist (Abb. 6).

Diese einfachen Gesetze gelten nur für den Nullpunkt der Temperatur. Bei endlicher Temperatur sind kleine Änderungen zu berücksichtigen. So ist z. B. wegen der Wärmeenergie der Elektronen die rote Grenze nicht scharf usw.

Die Ausnutzung der Energie ist beim Photoeffekt sehr schlecht, da nur die in einer dünnen Oberflächenschicht ausgelösten Elektronen das Metall verlassen können, die in tieferen Schichten ausgelösten Elektronen aber auf ihrem Wege zur Oberfläche absorbiert werden. Der Nutzeffekt wird durch das Quantenäquivalent ausgedrückt, d. h. durch denjenigen Prozentsatz Lichtquants, die ein Elektron ausgelöst haben. Diese Zahl liegt bei guten Schichten in der Größenordnung von 1 bis 2%.

Die Ausbeute in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Abb. 7 dargestellt. Zeigt die Ausbeute ein Maximum, so spricht man von selektiver Empfindlichkeit der Schicht. Solche Kurven ergeben sich insbesondere bei zusammengesetzten Kathoden.

¹ h ist das PLANCKSche Wirkungsquantum.

Praktisch werden heute nur zusammengesetzte Kathoden angewandt. Diese bestehen aus dem Trägermetall, z. B. Silber, einer Zwischenschicht und einer einatomaren adsorbierten Alkalischicht. Bei der Kaliumzelle folgt auf die Silberschicht eine Oxydzwischenschicht und an der Oberfläche liegt eine adsorbierte Kaliumschicht. Die Zäsiumkathode

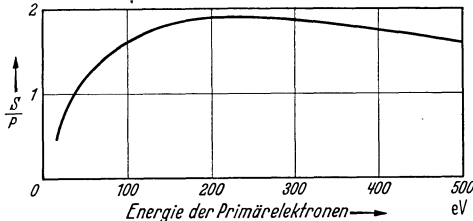


Abb. 8. Ausbeute an Sekundärelektronen [47].

ist entsprechend gebaut. Das Maximum der Kaliumzelle liegt bei grünem oder blauem, das der Zäsiumzelle bei rotem bzw. ultrarotem Licht. Die Zäsiumzelle wird aber wegen ihrer großen Allgemeinempfindlichkeit auch im Sichtbaren gebraucht. Die Ausbeute einer Zäsiumkathode auf kompaktem Silber, bezogen auf den Lichtstrom einer Wolframlampe von 2600°, beträgt 30 bis 50 $\mu\text{A}/\text{Lumen}$.

Die Sekundäremission. Die Sekundäremission verhält sich in vieler Hinsicht anders als die Photo- und Glühemission. Das rührt vor allen Dingen daher, daß die Elektronen beim Stoß mit den energiereichen Primärelektronen große Energie aufnehmen können. Daher spielt die Austrittsarbeit und die Temperaturenergie keine wesentliche Rolle.

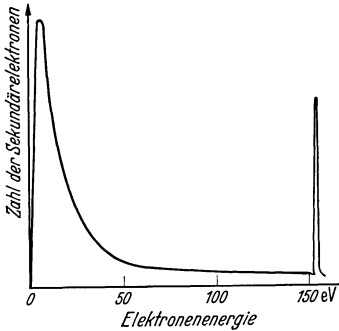


Abb. 9. Energiespektrum von Sekundärelektronen [109].

Man stellt die Ausbeute an Sekundärelektronen dar durch den Faktor S/P , das Verhältnis der Sekundärelektronenzahl zur Zahl der Primärelektronen. Die Ausbeute ist in Abhängigkeit von der Primärenergie in Abb. 8 dargestellt.

Unterhalb von etwa 10 eV Primärenergie treten keine Sekundärelektronen auf. Die geringe Elektronenmenge unterhalb dieser Energie rührt von elastisch reflektierten Elektronen her. Oberhalb 10 eV steigt die Ausbeute zu einem flachen Maximum bei einigen 100 eV Primärenergie und sinkt dann sehr langsam wieder ab. Bei sehr hohen Primärenergien kann S/P wieder unter den Wert 1 sinken, d. h. es werden weniger Sekundärelektronen ausgelöst als Primärelektronen auftreten. Bei dem in Abb. 8 dargestellten Fall hat S/P im Maximum ungefähr den Wert 2. Bei besonders gezüchteten Schichten sind höhere Ausbeuten möglich. Bei einer Zäsiumschicht auf oxydierter Silberunterlage kann mit 8 bis 11 Sekundärelektronen pro Primärelektron bei 600 eV Primärenergie gerechnet werden. Diese Schichten haben aber nur ein begrenztes Anwendungsgebiet, weil sie chemisch und thermisch sehr empfindlich sind. So werden Zäsiumschichten durch Sauerstoffeinfluß

oder durch hohe Temperaturen über 150° C zerstört. Selbst durch Oxydkathoden, die im gleichen Rohr vorhanden sind, wird ein schädigender Einfluß ausgeübt. Als stabilere Schichten können thermisch behandelte Berylliumaufdampfschichten verwendet werden, die aber hinsichtlich der Ausbeute den Zäsiumschichten nachstehen.

Die Elektronen verlassen das Metall mit größeren Energien als Photo- und Glühelktronen, wie die Abb. 9 zeigt. Das Maximum der Energieverteilungskurve liegt bei 2 bis 10 eV, die Breite ist ungefähr 20 eV. Das schmale Maximum bei der Primärenergie rührt von elastisch reflektierten Elektronen her. Die Energieverteilungskurve ist ihrer Form nach weitgehend unabhängig von der Primärenergie.

Die Emission bei starken Feldern. Der Einfluß starker Felder auf die Emission äußert sich auf zweierlei Weise: Durch die Herabsetzung der

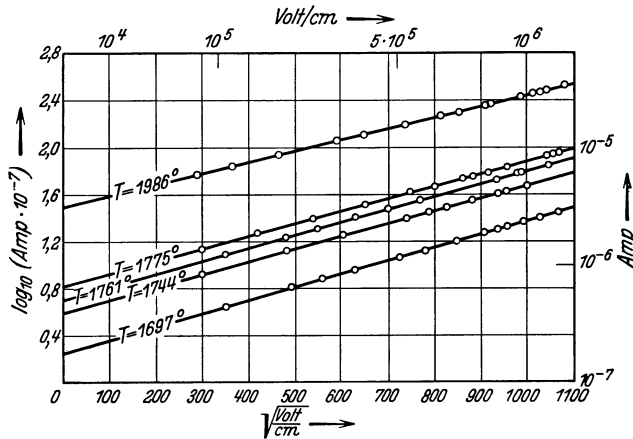


Abb. 10. Glühemissionsströme einer Wolframkathode unter der Einwirkung äußerer Felder [24].

Austrittsarbeit und durch das Auftreten des Tunneleffektes. Um die Herabsetzung der Austrittsarbeit nachzuweisen, pflegt man die Gleichung des Stromes zu logarithmieren

$$\log i = \log i_s - 0,434 \frac{e\sqrt{e|\mathcal{E}|}}{kT}$$

und in Anlehnung an diese Gleichung $\log i$ als Funktion von $\sqrt{|\mathcal{E}|}$ bzw. der Wurzel aus der angelegten Spannung aufzutragen. Es müssen sich gerade Linien ergeben (Schottky-Geraden), was bei reinen Metallen in der Tat der Fall ist (Abb. 10).

Die Abhängigkeit der Feldemission von der Feldstärke wird durch die aus dem Tunneleffekt berechneten Formeln wiedergegeben. Jedoch ist die Emission zahlenmäßig größer als den Formeln entspricht. Man erklärt dies dadurch, daß die Oberflächen submikroskopische Rauigkeiten aufweisen, an denen die Feldstärke wesentlich höher ist als das

aus den makroskopischen geometrischen Abmessungen berechnete Feld. Hauptsächlich aus diesen bevorzugten Stellen hoher Feldstärke erfolgt die Emission.

Ein interessanter Sonderfall der Feldemission ist der Maltereffekt. Bei Beschießung von Schichten des Types $\text{Al—Al}_2\text{O}_3\text{—Cs}$ mit Elektronen erhält man sehr viel Sekundärelektronen, bis zu 1000 je Primärelektron. Es handelt sich dabei aber nicht um eine Sekundäremission im üblichen Sinne. Aus der Zäsiumschicht werden zunächst Sekundärelektronen herausgeschlagen. Infolgedessen ladet sich die Schicht positiv gegen das Aluminium auf, wobei die Zwischenschicht als Isolator wirkt. Da die Aluminiumoxydschicht sehr dünn ist, bilden sich hohe Feldstärken aus, die die Elektronen aus dem Aluminium herausreißen.

Auf eine ähnliche Erscheinung, den „Feldbogen“, sei hier nur hingewiesen (vgl. Vortrag IV).

2. Theorie der Oxydemission.

Während sich über die Elektronenaussendung glühender Metalle im Laufe der Zeit bestimmte Vorstellungen herausgebildet haben, die ein Verständnis der Beobachtungen ermöglichen, konnte auf dem technisch so wichtigen Gebiet der Elektronenemission glühender Oxyde bisher noch keine rechte Klarheit gewonnen werden. So sind auch noch die Meinungen geteilt über die Deutung des auffallendsten an Barium- und Strontiumoxydkathoden zu beobachtenden Vorganges, des Vorganges der „Aktivierung“. Die Aktivierung einer auf einem Metall aufgebrauchten Oxydschicht — der Einfachheit halber beschränken wir uns im folgenden auf Bariumoxyd — besteht bekanntlich darin, daß durch hohe Erhitzung im Vakuum, besonders aber durch chemische und elektrolytische Vorgänge, die sich bei der Formierung der Schicht abspielen, eine anfangs sehr schlecht Elektronen emittierende Oxydschicht ihre Emission um Größenordnungen zu verbessern vermag. Diese Emissionserhöhung ist anscheinend stets an Bedingungen geknüpft, die einen Bariumüberschuß in oder auf dem Oxyd hervorrufen; die wirksamste Art der Aktivierung ist ja die Behandlung im Bariumdampf. Wie jedoch dieser Bariumüberschuß wirkt, ist noch strittig; nachdem die Vorstellung, daß es sich um die Bildung von Inseln metallischen Bariums auf der Oberfläche handeln könnte, durch Dampfdruckbeobachtungen widerlegt war, blieben immer noch zwei Möglichkeiten. Entweder konnte es sich um denselben Effekt handeln, der bei reinem Metall die Glühemission so enorm zu steigern vermag, nämlich die Anlagerung geladener oder wenigstens stark polarisierter elektropositiver Fremdatome auf der Oberfläche (Ba auf BaO), durch deren Dipolwirkung eine den Elektronenaustritt erleichternde Doppelschichtbildung auf der Oberfläche zu erwarten war. Oder man konnte annehmen, daß die überschüssig vorhandenen Bariumteilchen sich nicht auf der Oberfläche, sondern im Innern

der Oxydschicht zerstreut vorfinden; dann war in Übereinstimmung mit Beobachtungen, die man in neuerer Zeit an Zinkoxyd und ähnlichen Stoffen gemacht hat, zu erwarten, daß die überschüssigen Bariumteilchen normalerweise als Atome im Oxydgitter vorhanden sind, jedoch bei Erwärmung ihr Valenzelektron in das Gitter des Oxyds abgeben, so daß eine erhöhte Zahl von Leitungselektronen entsteht und dadurch auch die thermische Elektronenemission größenordnungsmäßig erhöht wird.

Eine Entscheidung zwischen diesen beiden Deutungsmöglichkeiten kann nur getroffen werden, wenn man die Theorie soweit durchführt, daß zahlenmäßige, an der Erfahrung prüfbare, Gesetzmäßigkeiten erkennbar werden. Diese Gesetzmäßigkeiten werden sich in erster Linie auf die Abhängigkeit der Glühemission vom Bariumüberschußgehalt des Oxyds beziehen, während die Abhängigkeit von der Temperatur zu weniger spezifischen Aussagen führt. Wegen der Schwierigkeit einer direkten Messung des Bariumüberschusses sind, wie sich zeigen wird, auch Beziehungen zwischen Leitfähigkeit und Glühemission zur Unterscheidung zwischen beiden Theorien wichtig.

Als Ausgangspunkt der theoretischen Ansätze wird man in jedem Fall die thermodynamische Glühemissionsformel betrachten:

$$i_{\text{th}} = A T^2 \cdot e^{-\frac{\psi}{RT}} \quad \text{A/cm}^2. \quad (1)$$

Diese Formel wird in den Lehrbüchern aus der Vorstellung abgeleitet¹ [124], daß über dem glühenden Metall im thermischen Gleichgewicht ein ganz bestimmter Elektronendampfdruck herrscht. Dieser Dampfdruck wird in bekannter Weise daraus berechnet, daß ein Austritt der Elektronen aus dem Metall in den Dampf und umgekehrt gerade ohne Arbeitsleistung möglich sein soll. i_{th} bedeutet den „thermodynamischen Emissionsstrom“ je cm^2 Oberfläche, d. h. den Strom, der ohne Berücksichtigung einer (praktisch wohl zu vernachlässigenden) Elektronenreflexion an der Oberfläche und unter der Annahme eines gleichmäßigen Oberflächenzustandes berechnet wird. A ist ein universeller Zahlenfaktor, der bei dem gewählten technischen Maßsystem den Wert $120,4 \text{ A cm}^{-2} \text{ grad}^{-2}$ hat, und ψ ist die „thermodynamische Austrittsarbeit“ je Mol Elektronen (R Gaskonstante je Mol, T absolute Temperatur).

ψ setzt sich nach der thermodynamischen Ableitung von (1) aus zwei Teilen zusammen:

$$\psi = -\mu_E - F(\varphi - \Phi). \quad (2)$$

¹ Vgl. z. B. WIEN-HARMS [133a], Gleichung (19), S. 35. Der dort im Exponenten mitgeführte Ausdruck $\mu_i^{(g)} = RT \ln 2$ des Elektronengases im Vakuum ist hier, wie neuerdings üblich, in den A -Faktor einbezogen.

Die Bedeutung der beiden Anteile von ψ machen wir uns an Abb. 11 klar, wo für den Glühkörper (Metall oder Halbleiter) und das Vakuum die thermodynamisch maßgebenden Energiegrößen als Energieniveaus eingezeichnet sind. Das Niveau $E = 0$ im Vakuum bedeutet die Energie, die die Elektronen besitzen würden, wenn sie sich im Vakuum in Ruhe befänden. Im Glühkörper ist ein tiefer liegendes (also negatives) Energieniveau μ_E gezeichnet; der Unterschied dieses Niveaus gegen $E = 0$ bedeutet die Änderung der freien Energie (je Mol Elektronen), die durch den Eintritt der ($E = 0$)-Elektronen in den Glühkörper bedingt ist. Und zwar sollen durch μ_E nur diejenigen Teile der freien Energie-

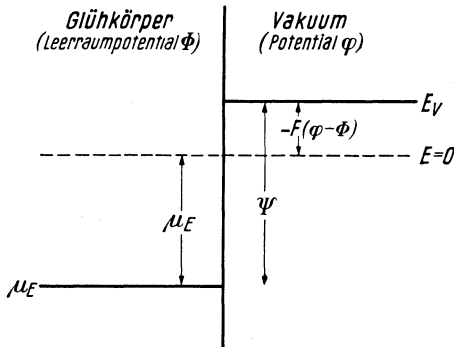


Abb. 11. Chemischer und elektrostatischer Anteil der Austrittsarbeit ψ .

änderung erfaßt werden, die durch die Wechselwirkung des Elektrons mit seiner nächsten Umgebung hervorgerufen sind; in μ_E ist also (neben kinetischen und statistischen Gliedern) nur die potentielle Energie enthalten, die das Elektron in bezug auf die *benachbarten* korpuskularen Ladungen (Ionen und Elektronen) innerhalb des Glühkörpers besitzt. Wären in der weiteren Umgebung des betrachteten Elektrons keine Raum-

ladungen, Flächenladungen oder Doppelschichten enthalten, so wäre durch μ_E (das auch als „chemisches Potential“ der Elektronen im Glühkörper bezeichnet wird) bereits die ganze freie Energieänderung gegenüber dem ($E = 0$)-Zustand gegeben; denn dann würden sich alle mehr als einige Atomabstände entfernten Korpuskeln in ihren elektrischen Wirkungen auf das Elektron gegenseitig kompensieren und deshalb die potentielle Energie des Elektrons nicht mehr beeinflussen. Soweit außer μ_E also noch (fernwirkende) potentielle Energien zu berücksichtigen sind, können sie nur von den aus der elektrostatischen Theorie der Leiter und Dielektrika bekannten Raumladungen, Flächenladungen und Doppelschichten herrühren; die Wirkung aller solcher Ladungen wird aber bekanntlich erfaßt durch den Unterschied der elektrostatischen (Leerraum-) Potentiale¹ in der Anfangs- und Endlage des Elektrons. Ist φ das elektrostatische Potential im Vakuum, Φ das im Innern des Glühkörpers, so wird beim Übergang eines Mols Elektronen aus dem

¹ Zur Messung dieser Potentiale innerhalb kompakter Körper hat man sich nämlich in einem kleinen Bereich um den Aufpunkt die Materie entfernt zu denken, wobei jedoch die Ladungen aller an den Bereich angrenzenden Teile starr festgehalten gedacht werden. Nur auf diese Weise wird, unserer Einteilung entsprechend, vermieden, daß das elektrostatische Potential durch Nahwirkungsglieder beeinflusst wird. Vgl. H. RUKOP u. W. SCHOTTKY [110 a], S. 19, Anm. 1.

Vakuum in den Glühkörper die — im wesentlichen von der Doppelschicht an der Körperoberfläche herrührende — elektrische Arbeit $-F(\Phi - \varphi)$ geleistet; $-F$ ist hierbei die Ladung eines Mols Elektronen ($F = \text{Faraday-Äquivalent}$).

ψ hat das umgekehrte Vorzeichen wie die bisher betrachtete freie Energieänderung, bedeutet also die („chemische“ und „elektrostatische“) Arbeit, um ein Mol Elektronen aus dem Innern des Glühkörpers nach außen (in den Ruhezustand) zu bringen (Austrittsarbeit). So erklären sich die Vorzeichen in Gleichung (2). Ob hierbei das elektrische Glied $+F(\Phi - \varphi) = -F(\varphi - \Phi)$ das positive Glied $-\mu_E$ (μ_E selbst ist ja negativ) verstärkt, wie in Abb. 11 angenommen, oder schwächt, ist nicht von vornherein zu entscheiden.

Allgemein ist die Aufgabe einer thermodynamischen Emissionstheorie dann gelöst, wenn es gelingt, den chemischen und elektrostatischen Anteil der Austrittsarbeit in Abhängigkeit von den Eigenschaften des Glühkörpers anzugeben. Für reine Metalle gilt dieses Ziel als erreicht; es stellt sich empirisch heraus, daß ψ in der Emissionsformel (2) mit hinreichender Genauigkeit als temperaturunabhängig betrachtet werden kann, und da in reinen Metallen keine sonstigen Veränderungsmöglichkeiten bestehen, ist damit alles zur Darstellung der Beobachtungen Notwendige gegeben. Im Grunde sollte man allerdings wohl schon hier an die Theorie etwas höhere Anforderungen stellen; aus den atomphysikalischen Eigenschaften der Bausteine des betreffenden Metallgitters und ihrer gegenseitigen Beeinflussung müßte es möglich sein, das Niveau μ_E der freien Elektronenenergie im Metallinnern zu bestimmen, und durch Untersuchung des Gleichgewichtszustandes der Leitungselektronen und Rumpfelektronen an der Metalloberfläche müßte die Ladungsverteilung ermittelt werden, die für den Potentialsprung $\varphi - \Phi$ maßgebend ist. Nur zu der zweiten Aufgabe sind etwas exaktere Ansätze gemacht worden, und zwar weniger für den Fall des reinen Metalls als für den Fall des Metalls mit Fremdatombesetzung; man hat Beziehungen zwischen dem Potentialsprung und der Zahl der (als Dipole wirksamen) Fremdatome in der Oberfläche aufgestellt, die auch noch die gegenseitige Beeinflussung der wirksamen Einzeldipole umfassen.

Als formale Vorstufe zur quantitativen Bestimmung von μ_E für Metalle ist die von A. SOMMERFELD und seinen Schülern getroffene Feststellung zu betrachten, daß das Niveau μ_E mit dem in der quantenmechanischen Metallelektronentheorie als „Fermikante“ bezeichneten Energieniveau der Metallelektronen zusammenfällt (vgl. das Einleitungskapitel zu diesem Vortrag). Diese anschauliche Deutung des Energieniveaus μ_E in einem Metall hat dazu geführt, auch in einem beliebigen anderen Glühkörper mit nichtmetallischen Eigenschaften eine „Fermikante“ aufzusuchen und überhaupt die Glühemissionstheorie aufs engste mit diesem Begriff zu verquicken. Da jedoch in nichtmetallischen

Körpern ein inneres Energieniveau mit den Eigenschaften der Fermikante nicht existiert, ist diese Übertragung nicht zweckmäßig; was sich auf nichtmetallische Glühkörper übertragen läßt, ist der Begriff der freien Energie der Elektronen, μ_E , und das dieser Größe entsprechende Energieniveau hat man auch in Wirklichkeit gemeint, wenn man in einem Nichtmetall von einem Fermi-niveau gesprochen hat.

Im folgenden soll für Halbleiter die Abhängigkeit der Größe μ_E von den inneren Eigenschaften des Halbleiters, besonders also von der Konzentration der überschüssigen Metallatome, zunächst unter Voraussetzungen abgeleitet werden, die von wellenmechanischen Vorstellungen

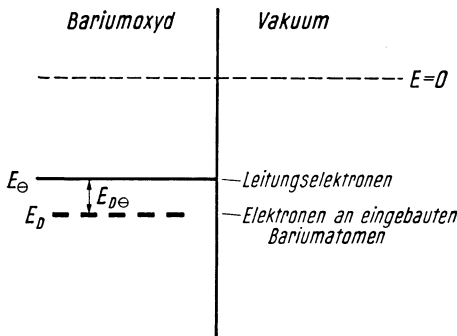


Abb.12. Energieniveaus der Elektronen im Bariumoxyd.

noch gar keinen Gebrauch machen¹. In Abb. 12 sind für das Innere des Bariumoxyds zunächst nur zwei Elektronenniveaus gezeichnet. Das Energieniveau E_D soll die Energie des äußersten Valenzelektrons der im Ba-Oxyd überschüssig vorhandenen neutralen Bariumatome bedeuten; in Analogie mit den Beobachtungen an ZnO mit Zinküberschuß, TiO₂ mit Ti-Überschuß usw. nimmt

man an, daß die in diesen Körpern überschüssig vorhandenen Metallatome bei tiefer Temperatur undissoziiert sind, jedoch bei höherer Temperatur thermisch in positive Ionen und freie Leitungselektronen zerfallen. Sie werden so zu „Elektronenspendern“ oder „Donatoren“.

Das Energieniveau E_\ominus bedeutet das niedrigste Niveau, auf dem sich ein (überschüssiges) Leitungselektron (\ominus) in dem betreffenden Halbleiter befinden kann. Die Dissoziationsenergie ist, wie man sofort aus der Abbildung ersieht, gleich $E_\ominus - E_D$; sie wird mit $E_{D\ominus}$ bezeichnet. Die Konzentration der abdissoziierten Elektronen c_\ominus (Mol je cm³) ergibt sich aus dem Gleichgewicht von Entstehung und Wiedervereinigung; sind die Konzentrationen so gering, daß diese beiden Prozesse einander gegenseitig nicht beeinflussen, so ist die Zahl der entstehenden Teilchen proportional der Konzentration c_D^\times der noch nicht dissoziierten Donatoren (\times Neutralzeichen), die Zahl der durch Wiedervereinigung verschwindenden Teilchen aber proportional dem Produkt $c_\ominus \cdot c_D^\dagger$ der Konzentration

¹ So glänzend die wellenmechanische Deutung der Elektronenvorgänge in allen Fällen bestätigt ist, wo die klassischen und wellenmechanischen Aussagen auseinandergelassen, so widerspricht es doch den Prinzipien der Denkökonomie, neue Resultate, die auch mit klassischen Vorstellungen zu gewinnen sind, nur wellenmechanisch zu formulieren und abzuleiten.

der Leitungselektronen und der ionisierten Donatoren. Im Gleichgewicht muß also sein:

$$\frac{c_{\ominus} \cdot c_D^+}{c_D^{\times}} = K, \quad (3)$$

wobei K eine von den Konzentrationen unabhängige Konstante („Massenwirkungskonstante“) ist. Wenn noch weiter angenommen werden kann, daß die Elektronen und die ionisierten Donatoren die einzigen nicht-neutralen Korpuskeln innerhalb des Halbleiters sind, muß wegen der Neutralitätsbedingung sein:

$$c_{\ominus} = c_D^+, \quad (4)$$

also nach (3):

$$c_{\ominus} = \sqrt{K} \cdot \sqrt{c_D^{\times}}. \quad (5)$$

Die Massenwirkungskonstante K hängt hierbei noch von der Dissoziationsenergie $E_{D\ominus}$, von der absoluten Temperatur und von der Elektronenmasse ab; darf man die Voraussetzung machen, daß sich Elektronen im Halbleiter wie ein ideales Elektronengas mit der Masse M (je Mol) der freien Elektronen verhalten, so folgt¹ [122] aus der Thermodynamik idealer Gase, daß zu setzen ist:

$$K = e^{-\frac{E_{D\ominus}}{RT}} \cdot M^{3/2} T^{3/2} \Gamma \quad (6)$$

mit

$$\Gamma = \frac{(2\pi k)^{3/2}}{h^3 N^{5/2}}$$

(k BOLTZMANNsche Konstante, h PLANCKsches Wirkungsquantum, N LOSCHMIDT'sche Zahl).

Nach (5) und (6) wird also c_{\ominus} proportional der Wurzel aus der Konzentration der neutralen Donatorenstellen (die bei nicht zu hohen Temperaturen gleich der Gesamtkonzentration der überschüssig eingebrachten Ba-Atome gesetzt werden kann) und zeigt einen Temperaturgang, der wegen der Proportionalität mit \sqrt{K} einer Ablösungsarbeit $E_{D\ominus}/2$ entsprechen würde.

Das chemische Potential μ_E der Elektronen im BaO kann nun einfach gleich dem chemischen Potential μ_{\ominus} der ideal gasförmig angenommenen Leitungselektronen gesetzt werden. In der Tat, bringt man eine unendlich kleine zusätzliche Elektronenmenge von außen auf dieses Niveau E_{\ominus} im Innern, so findet die weitere Verteilung zwischen dem E_{\ominus} - und E_D -Niveau ohne Arbeitsleistung statt, in μ_{\ominus} muß also schon

¹ Leider ist eine Ableitung dieser für das Endresultat wichtigen Beziehung ebenso wie der Beziehung (7) im gegebenen Rahmen nicht möglich. Die Grundlagen der thermodynamischen Gleichgewichtstheorie im Innern von Halbleitern sind eingehend diskutiert in einer Abhandlung des Verf. [122]; Gl. (7) ist mit der dortigen Gl. (29), S. 50, identisch.

die ganze freie Energieänderung enthalten sein. Aus der Annahme des idealen Gaszustandes für die Elektronen folgt:

$$\mu_{\ominus} = E_{\ominus} + RT \left(\ln c_{\ominus} - \frac{3}{2} \ln T - \ln \{ 2 \Gamma M^{3/2} \} \right). \quad (7)$$

Wegen $\mu_E = \mu_{\ominus}$ ergibt sich schließlich aus (5), (6) und (7):

$$\mu_E = E_{\ominus} - \frac{E_{D\ominus}}{2} + RT \left\{ \frac{1}{2} \ln c_D^{\times} - \frac{3}{4} \ln T - \frac{1}{2} \ln (2 \Gamma M^{3/2}) \right\}. \quad (8)$$

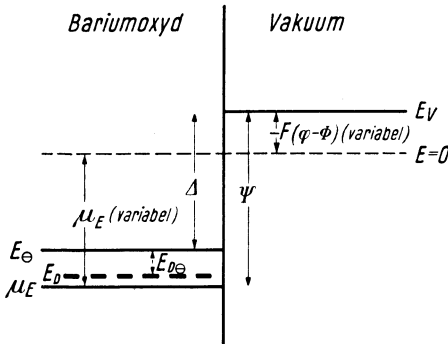


Abb. 13. Veränderlichkeit des μ_E -Gliedes und des elektrostatischen Gliedes der Austrittsarbeit ψ bei verändertem Bariumgehalt des Bariumoxyds. ψ gesamte Austrittsarbeit, Δ „äußere Austrittsarbeit“.

So wird das μ_E -Niveau in Halbleitern konzentrations- und temperaturabhängig, im Gegensatz zur konstanten Lage der Fermikante in reinen Metallen.

Damit ist die Bestimmung des μ_E -Anteils von ψ in seiner Abhängigkeit von der (durch die Konzentration $c_D^{\times} \sim c_D^{\text{total}}$ der überschüssigen Bariumatome zu messenden) Aktivierung des Oxyds erledigt. Die Absolutbestimmung des Potentialsprunges $\varphi - \Phi$ und dessen Abhängigkeit von der Aktivierung bleibt in dieser Theorie jedoch zunächst offen.

Formal ist es bequem, ähnlich wie in der Metalltheorie, den elektrostatischen Anteil $-F(\varphi - \Phi)$ von ψ mit dem inneren Energieniveauanteil $-E_{\ominus}$ von $-\mu_E$ zusammenzufassen¹ und den in Abb. 13 dargestellten Niveaunterschied

$$-E_{\ominus} - F(\varphi - \Phi) \equiv \Delta$$

als „äußere Austrittsarbeit“ zu bezeichnen. Dann erhält ψ nach (2) die Form:

$$\psi = \Delta + E_{D\ominus}/2 - RT \left\{ \frac{1}{2} \ln c_D^{\times} - \frac{3}{4} \ln T - \frac{1}{2} \ln (2 \Gamma M^{3/2}) \right\}. \quad (9)$$

In Abb. 13 ist eine Lage von μ_E angenommen, bei der μ_E unterhalb des E_D -Niveaus liegt; das entspricht dem Fall einer nur mäßigen Aktivierung (Ba^{\times} -Gehalt im $\text{BaO} \ll 1\%$). Denn das Glied $-\frac{1}{2} \ln (2 \Gamma M^{3/2})$ ist stark positiv (gleich $+9,33$) und wird durch das Glied $-\frac{3}{4} \ln T$ (≈ -5 für $T = 1000^\circ \text{K}$) nicht kompensiert; c_D^{\times} muß also schon ziemlich klein

¹ Die übliche Darstellung der Energieunterschiede zwischen Metallinnerem und Vakuum verzichtet auf eine Aufteilung in chemische und elektrostatische Potentialanteile (vgl. auch das Einleitungskapitel dieses Vortrages). Sobald man jedoch über diese Energieunterschiede irgendwelche Aussagen machen will, wird man nicht umhin können, auf ihre Ursachen einzugehen, also die obige Aufteilung vorzunehmen.

($< 10^5$) sein, damit das ganze Klammerglied erheblich negativ wird und somit die thermodynamische Austrittsarbeit wesentlich größer wird als $\Delta + E_{D\ominus}/2$. Das Verschwinden des Klammergliedes, also die Austrittsarbeit $\Delta + E_{D\ominus}/2$, würde ungefähr der höchsten praktisch möglichen Aktivierung (Größenordnung 1% Ba^\times je Molekül BaO) entsprechen, während für verschwindendes c_D^\times eine beliebig hohe Austrittsarbeit zu erwarten wäre. In Wirklichkeit wird jedoch das völlige Verschwinden von c_\ominus mit verschwindender Störstellenkonzentration c_D durch die Eigendissoziation der Gitterelektronen verhindert, die einer sehr viel größeren Dissoziationsarbeit E entspricht; wie sich in ganz analoger Weise aus thermischen Gleichgewichtsbetrachtungen ableiten läßt, wird dann die Austrittsarbeit konstant gleich $\Delta + E/2$. Die maximale Änderung von ψ bei Aktivierung durch Variation der Störstellenkonzentration im Innern ist also von der Größenordnung $\frac{E - E_{D\ominus}}{2}$, und da E in der Größenordnung von mehreren Volt, $E_{D\ominus}$ dagegen nur in der Größenordnung von Zehntelvolt angenommen werden muß, kann durch den betrachteten Effekt bereits die thermodynamische Austrittsarbeit um die Größenordnung von einem Elektronenvolt geändert und damit die Emission bei 1000° um 5 und mehr Zehnterpotenzen erhöht oder erniedrigt werden, so daß allein durch diesen Effekt die beobachteten Emissionsänderungen schon vollkommen erklärt werden könnten.

Eine quantitative Nachprüfung dieser „Halbleitertheorie der Oxydemission“¹ [61] würde eine direkte Bestimmung des Ba-Überschußgehaltes in verschiedenen Aktivierungszuständen, beispielsweise durch chemische Analyse, zur Voraussetzung haben. Auch ohne eine solche Bestimmung kann jedoch die Kernfrage, ob μ_E oder das in Δ enthaltene Glied $-F(\varphi - \Phi)$ durch die Aktivierung verändert wird, durch gleichzeitige Bestimmung der Leitfähigkeit und der Elektronenemission des BaO in

¹ Durch Einsetzen des Ausdruckes (9) für 4 in die thermodynamische Emissionsgleichung (1) erhält man eine Emissionsformel, die, wenn man nur das in erster Näherung als konstant anzusehende Energieglied $\Delta + E_{D\ominus}/2$ im Exponenten beibehält, die übrigen Glieder der rechten Seite von (9) aber als Faktoren vor das Exponentialglied setzt, mit der vom Verf. schon im Jahr 1935 gegebenen Emissionsformel für Oxydkathoden (W. SCHOTTKY [121]) identisch wird. Insofern ist diese Halbleitertheorie der Oxydemission schon etwas älteren Datums. Die 1938 gegebene Darstellung der Oxydkathoden-Emissionsgleichung von W. HEINZE und S. WAGNER [61] führt, abgesehen von den gewählten Bezeichnungen, auf genau die gleiche Emissionsformel und unterscheidet sich somit sachlich nicht von der früheren. Durch das von den Verff. durchgeführte Kontaktpotential-Verfahren zur Bestimmung des Konzentrations- und Temperaturganges der Austrittsarbeit erscheint jedoch in dieser Arbeit die Austrittsarbeit selbst, nicht der Emissionsstrom, als Meßgröße; so ist denn auch die explizite Formel (9) für die Austrittsarbeit in der genannten Arbeit erstmalig veröffentlicht worden [Gleichung (21), S. 186], und es sind durch den Vergleich mit den Beobachtungen wichtige Hinweise auf einen Konzentrationsgang der Energieglieder von (9) gegeben, der von den Verff. durch eine Konzentrationsabhängigkeit der oben mit $E_{D\ominus}$ bezeichneten Größe gedeutet wird.

verschiedenen Aktivierungszuständen entschieden werden. Es läßt sich zeigen, daß das Verhältnis von Leitfähigkeit κ zu Emissionsstrom i_{th} , in seinem Temperaturgang durch die Exponentialfunktion $e^{-\Delta/RT}$ bestimmt sein muß¹. Bleibt dieses Verhältnis bei der Aktivierung merklich konstant, so kann eine Änderung von Δ (auf dem Umweg über eine Änderung von $\varphi - \Phi$ durch variable Oberflächenbesetzung mit Ba) nicht angenommen werden, der Aktivierungsvorgang muß dann in der Tat durch die hier angenommene Änderung der Störstellenkonzentration *im Innern* bedingt sein. Ändert sich dagegen nur i_{th} , so muß c_{\ominus} konstant angenommen und der ganze Aktivierungsvorgang in die Oberfläche verlegt werden. Die vorliegenden Beobachtungen zeigen nun in der Tat zugleich mit der Emissionsänderung einen erheblichen Gang der Leitfähigkeit κ und würden deshalb für einen Effekt sprechen, der, wenigstens zum großen Teil, ohne Änderung der äußeren Austrittsarbeit Δ zustande kommt; die Schwierigkeiten, bei der Leitfähigkeitsmessung denselben Aktivierungszustand zu garantieren, wie er im obersten Teil einer emittierenden Oxydschicht herrscht — nur die Ba-Konzentration einer obersten Schicht von der Größenordnung 10^{-5} cm Tiefe ist für die Emission maßgebend — haben jedoch bisher eine klare Entscheidung verhindert. Somit bleibt diese Frage noch offen und kann wohl als experimentelle Grundaufgabe einer wissenschaftlichen Untersuchung der Oxydemission bezeichnet werden.

Zur Theorie ist noch zu bemerken, daß sie durch Berücksichtigung wellenmechanischer Feinheiten in der Kennzeichnung des Zustandes der Leitungselektronen im Halbleiter nur unwesentlich beeinflusst zu werden scheint. Einschneidendere Abänderungen der Theorie sind zu erwarten, wenn außer den D^+ -Störstellen und Leitungselektronen noch andere geladene Störstellen im BaO vorhanden sind. Die Bestimmung von μ_E kann in solchen Fällen ganz nach dem gleichen Schema erfolgen, nur sind mehrere Gleichgewichtsbedingungen von ähnlicher Form wie (5) zur Bestimmung des Verhältnisses der verschiedenen Störstellenkonzentrationen zueinander einzuführen² [122]. Durchgerechnet wurde noch der Fall, daß gar keine Ba^+ -Ionenreste auftreten, sondern die Dissoziation der Überschußatome immer gleich bis zum zweiwertigen Ba^{++} fortschreitet. In diesem Fall tritt die dritte Wurzel der c_D^{\times} -Konzentration und ebenso der dritte Teil der inneren Dissoziationsarbeit $Ba^{\times} \rightarrow Ba^{++} + 2\ominus$ in den Formeln für μ_E und ψ auf.

Zusatz Februar 1940. Die inzwischen gewonnenen Erkenntnisse über die Ausbildung von Raumladungsschichten an der Grenze Halbleiter — Metall geben zu der Vermutung Anlaß, daß auch an der Grenze

¹ Diese Aussage gilt exakt bei einem Temperaturgang der freien Weglänge der Halbleiterelektronen proportional $1/T$.

² Die allgemeinen Ansätze sind in dem bereits erwähnten Bericht [122] gegeben.

Halbleiter—Vakuum diffuse Doppelschichten auftreten können, die jedoch nicht, wie an der Metallgrenze, durch eine, vom Metall der äußersten Randschicht des Halbleiters aufgeprägte, von dessen innerer Elektronendichte abweichende, Randdichte der Elektronen hervorgerufen wäre, sondern dadurch, daß die Halbleiteroberfläche bevorzugt Elektronen (oder Defektelektronen) chemisch festzuhalten strebt. Die Theorie dieser diffusen Doppelschichten an der Grenze Halbleiter—Vakuum ist vom Verfasser durchgerechnet worden; es zeigt sich, daß die dadurch hervorgerufene Änderung der Austrittsarbeit ψ , die sich als Änderung des Gliedes $-F(\varphi-\Phi)$ der Gleichung (2) darstellt, ebenfalls von der Aktivierung beeinflusst wird, also bei der weiteren Diskussion der Oxydemission zu berücksichtigen wäre.

3. Der elementare Sekundärstromvorgang in elektronischen Halbleitern.

Hier handelt es sich um folgende Frage. Aus dem Auftreten elektrischer Zusatzströme in belichteten, an Spannung gelegten Kristallen schließt man, daß durch das Licht unter geeigneten Bedingungen Leitungselektronen frei gemacht werden können. Für sichtbares Licht bestehen die „geeigneten Bedingungen“ meistens darin, daß der zu belichtende Kristall kleine Spuren von Verunreinigungen enthält; ein bekanntes Beispiel hierfür sind die von R. POHL und Mitarbeitern untersuchten Alkalihalogenidkristalle mit einem kleinen Alkaliüberschuß, z. B. KBr mit etwa überschüssigem K. Dieses überschüssige Kalium ist nach neueren Anschauungen¹ in der in Abb. 14 schematisch dargestellten Weise in das KBr-Gitter eingebaut, d. h. der Überschuß an neutralem Kalium K^\times (\times Neutralzeichen) entsteht dadurch, daß aus dem normalen Gitter ein Br^- -Ion entfernt wird, dafür aber an eins der Kaliumionen, die neben dieser Lücke liegen, ein überschüssiges Elektron angelagert wird, das die durch die Br^- -Entfernung gestörte Neutralität wieder herstellt. Dadurch, daß das Kompensationselektron als Valenzelektron eines neutralen Kaliumatoms auftritt, hat es ein wesentlich höheres Energieniveau als die in die Elektronenhülle der K^+ - und Br^- -Ionen eingebauten Elektronen. Wir haben also in einem KBr-Kristall mit K-Überschuß ganz ebenso wie in BaO mit Ba-Überschuß einen Halbleiter vor uns, der durch lokalisierte, verhältnismäßig

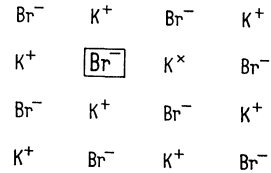


Abb. 14. Schema des Einbaues eines Farbzentrens in KBr.

¹ SCHOTTKY, W. [120]. — J. H. DE BOER [9]. — *Anmerkung bei der Korrektur:* Entgegen neueren englischen Zitaten [49a], [130a] darf hier auf die Priorität der genannten älteren Arbeit hingewiesen werden, die von DE BOER [9] auch ausdrücklich zitiert worden ist.

hoch liegende Elektronenniveaus gekennzeichnet ist; sowohl durch Wärme (bei genügend hoher Temperatur) wie durch Licht lassen sich aus einer solchen, wegen ihrer optischen Wirkung als „Farbzentrum“ bezeichneten Störstelle Elektronen frei machen. Die Ausbeute bei Einstrahlung von Lichtquanten (genügend hoher Frequenz) ist hierbei nach den Göttinger Untersuchungen so gut, daß auf ein absorbiertes Lichtquant ein frei gemachtes Elektron gerechnet werden kann. Die zu erläuternden Verhältnisse werden am übersichtlichsten, wenn man sich auf die Betrachtung der Vorgänge beschränkt, die durch die wirksame Absorption *eines einzigen* Lichtquants ausgelöst werden.

Ohne uns um die näheren Bedingungen für die experimentelle Verwirklichung und etwaige Nebeneffekte zu kümmern, wollen wir die

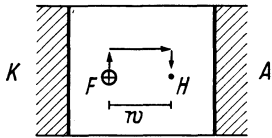


Abb. 15. Schema des lichtelektrischen Elementarvorgangs in einem isolierenden farbzentrenhaltigen Kristall im elektrischen Felde.

prinzipiellen lichtelektrischen Vorgänge für das genannte Beispiel in zwei Fällen betrachten: einmal bei Verhinderung jeder elektrolytischen oder elektronischen Eigenleitung, dann bei rein elektronischer Eigenleitung, die z. B. durch thermische Dissoziation der K^{\times} -Farbzentren in einen K^+ -Rest und ein (Überschuß-)Elektron entstehen soll, wobei die K^+ -Reste als unbeweglich vorausgesetzt werden.

Für den Fall des Kristalls ohne jede Eigenleitung ist der lichtelektrische Vorgang durch Abb. 15 angedeutet. An der Stelle F des zwischen metallischen Elektroden K und A eingespannten Kristalles, wo das Lichtquant von einem Farbzentrum absorbiert wird, wird ein Leitungselektron frei gemacht (durch Pfeil nach oben angedeutet). Das Elektron wird von dem zwischen A und K angelegten Feld erfaßt und (unter Zickzackbewegungen) in Richtung des Feldes bis zu einer Stelle H weitertransportiert, wo es haften bleibt¹ [49]. Die Strecke FH wird als „Schubweg“ w bezeichnet. w wächst mit zunehmender Spannung AK ; im Grenzfall läßt sich erreichen, daß das emittierte Elektron bis zur Anode gelangt. Sorgt man noch dafür, daß das Lichtquant unmittelbar vor der Kathode absorbiert wird, so ist das Alleräußerste geschehen, was im Fall des isolierenden Kristalls möglich ist; es ist ein Elektron von der Kathode bis zur Anode übergegangen, also ist auch ein Elektron durch den über die Anodenbatterie geschlossen zu denken Stromkreis geflossen.

¹ Aus den Untersuchungen von G. GLASER und W. LEHFELDT [49], Bild 2a, kann man schließen, daß die Wiederanlagerung eines photoelektrisch befreiten Elektrons auch bei den tiefsten Temperaturen ausschließlich wiederum an Farbzentren erfolgt, womit wenigstens für die Alkalihalogenide der von verschiedenen Seiten vertretenen Hypothese einer spontanen Anlagerung der Elektronen im ungestörten Gitter („trapped electron“) der Boden entzogen wird. Vgl. auch Fußnote 2, S. 62.

In der Tat werden bei Lichtabsorption in isolierenden Kristallen keine größeren Ströme als ein Elektron je absorbiertes Lichtquant beobachtet. Besteht jedoch schon ohne Licht eine elektronische Leitfähigkeit, so stellt sich merkwürdigerweise heraus, daß je absorbiertes Lichtquant 10 bis 100 (in an Spannung gelegten „Sperrschichten“ sogar 1000 und mehr) Elektronen durch den Kristall hindurchfließen. Man hat sich diesen Vorgang, ehe man sich über seine Ursachen klar war, als eine Überlagerung von zwei Prozessen vorgestellt; außer dem von den ursprünglich emittierten Elektronen getragenen „lichtelektrischen Primärstrom“ sollten noch weitere Elektronenübergänge irgendwie als sekundäre Folge des Primärelektronenüberganges auftreten; dieser „lichtelektrische Sekundärstrom“ sollte zusammen mit dem Primärstrom den beobachteten lichtelektrischen Gesamtstrom ergeben. Die Ursache dieses „Sekundärstromes“ blieb ungewiß; man dachte an Stoßionisation oder an die zeitweise Schaffung neuer zur Elektronenabgabe fähiger Störstellen durch das bewegte Primärelektron.

Der wahre Mechanismus dieses sog. Sekundärstromes ist jedoch ein ganz anderer. Von R. HILSCH und R. W. POHL ist 1937 gezeigt worden [65], daß man sowohl für elektronische wie für gemischte Leiter die beobachteten Verstärkungen der lichtelektrischen Primärströme rein aus dem Mechanismus der Elektronennachlieferung heraus verständlich machen kann. Besonders für die rein elektronischen Halbleiter gestaltet sich die Deutung der Vorgänge außerordentlich einfach¹ [66].

In Abb. 16 sind vier Stadien der lichtelektrischen Elektronenabspaltung und der damit verbundenen elektrischen Vorgänge in einem elektronisch leitenden farbzentrenhaltigen Kristall angedeutet. Das erste Stadium umfaßt nur den Augenblick, in dem das Elektron von dem Farbzentrum lichtelektrisch abgespalten und in ein Leitungselektron verwandelt wird. In dem elektronisch (gut) leitenden Kristall ist aber das Zurückbleiben einer positiven Ladung am Ort des ionisierten Farbzentrums und der Durchgang eines überschüssigen Elektrons vom Farbzentrum zur Anode nicht möglich. Es tritt vielmehr der in Abb. 16b dargestellte Prozeß ein, daß innerhalb unmeßbar kurzer

¹ Die folgende Darstellung möge als ein Beitrag des Verf. zur anschaulichen Deutung dieser lichtelektrischen Vorgänge gewertet werden; nach freundlicher Mitteilung der Göttinger Forscher entspricht sie ihren eigenen Anschauungen und führt bei den rein elektronischen Halbleitern genau zu den 1937 von HILSCH und POHL angegebenen Gesetzmäßigkeiten. Über die allgemeine lichtelektrische Theorie der Gemischtleiter hat 1938 ein eingehender Briefwechsel zwischen den Göttinger Forschern und dem Verf. stattgefunden, aus dem sich ergab, daß die ursprüngliche Theorie von 1937 im allgemeinen Fall durch ein Glied zu vervollständigen ist, das die Wirkung der bei den lichtelektrischen Vorgängen auftretenden Felddivergenz auf die Bewegung der die Dunkelleitung hervorrufenden Teilchen berücksichtigt. Vergl. hierzu [66].

Zeit¹ die in großer Zahl vorhandenen Leitungselektronen des Halbleiters die positive und negative Überschußladung, die durch die Abtrennung und Fortführung des Farbzentrenelektrons entstanden sind, vollkommen ausgleichen. Dieser Zustand ist in Abb. 16c in der Weise dargestellt, daß das primär abgespaltene Leitungselektron vollkommen verschwunden ist. Dafür ist am Ort der positiven Restladung ein zusätzliches (noch

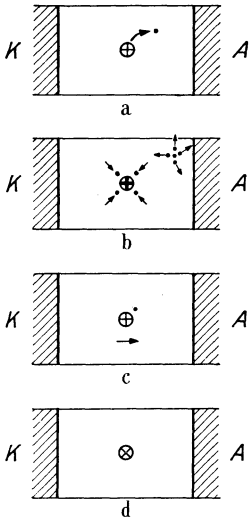


Abb. 16 a bis d. Lichtelektrische Elektronenabspaltung in einem elektronisch leitenden, farbzentrenhaltigen Kristall. a Abspaltung des Elektrons vom Farbzentrum ins Gitter. b Neutralisation der entstandenen $+$ - und $-$ -Ladungen durch Zu- bzw. Abwandern von Leitungselektronen. c Ein überschüssiges Leitungselektron am Ort des positiven Farbzentrenrestes, als Dauerzustand. d Beseitigung des positiven Restes durch Wiedervereinigung, Beendigung des Prozesses.

befindet, macht es hierbei auch gar nichts aus, daß es durch das Feld fortwährend abgeschwemmt und durch ein neues ersetzt wird. Die Geschwindigkeiten der übrigen Elektronen werden wegen der konstant gehaltenen Gesamtspannung im Mittel nicht geändert; der Zusatzstrom ist also nur durch das Produkt aus Geschwindigkeit u und Ladung e des Zusatzelektrons gegeben, wobei u noch als Produkt von Beweglichkeit v und Dunkelfeldstärke \mathcal{E}_0 berechnet werden kann.

¹ Diese Zeit ist durch die von der Dielektrizitätskonstante und Dunkelleitfähigkeit des Kristalls abhängige „Relaxationszeit“ gegeben, die auch gleich der Zeit ist, mit der sich ein mit dem Halbleiter als Dielektrikum versehener Kondensator von selbst entladen würde. Bei Leitfähigkeiten $> 10^{-6} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ist die Relaxationszeit kleiner als 10^{-6} s.

nicht mit dem positiven Rest vereinigtes) Leitungselektron gezeichnet, das die positive Raumladung des Farbzentrenrestes kompensiert. Dieser Zustand dauert so lange an, bis die *positive Restladung durch Wiedervereinigung mit einem (beliebigen) Leitungselektron* verschwunden ist. Erst nachdem dies geschehen ist (Abb. 16d), ist der alte Zustand wiederhergestellt und der ganze Prozeß beendet.

Wir fragen nun nach der Elektrizitätsmenge, die während der Dauer dieses ganzen Elementarvorganges zusätzlich, bei konstanter Spannung zwischen A und K , durch den Kristall (und die Zuleitungen) hindurchgeflossen ist. Die Berechnung dieser Elektrizitätsmenge ist außerordentlich einfach, wenn man davon ausgeht, daß jedes Leitungselektron des Kristalls, an welchem Ort es sich auch befindet, zu dem Gesamtstrom einen Beitrag $u \cdot e$ liefert, wobei u die Geschwindigkeit des Elektrons, e seine Elementarladung ist. Für das Zusatzelektron, das sich am Ort des positiven Farbzentrenrestes (Abb. 16c)

Der durch den Kristall und die Zuleitungen fließende Zusatzstrom ist also, unabhängig von dem in Abb. 16 b dargestellten Ausgleichsvorgang, zunächst derselbe, als wenn sich das frei gemachte Elektron anodenwärts auf den Weg gemacht hätte. Ein Unterschied tritt erst dann auf, wenn das mit der Geschwindigkeit u nach rechts bewegte lichtelektrisch abgespaltene Elektron an der Anode angekommen wäre. Für einen Prozeß, der sich ohne den Ausgleichsvorgang (Abb. 16 b) abspielt, wäre damit der ganze Leitungsprozeß beendet, das Elektron hätte, wie im Isolator, maximal die Entfernung Farbzentrum—Anode zurücklegen können. In Halbleitern mit sofortiger Raumladungskompensation geschieht aber in diesem (fingierten) Moment gar nichts. Die Zusatzleitfähigkeit bleibt bestehen, gänzlich unabhängig von der Entfernung Farbzentrum—Anode, und es ist so, als ob das abgespaltene Elektron *beliebig über die Anodengrenze hinaus wandern* könnte. Die Wanderung dieses „Elektronenphantoms“ kommt erst in dem Moment zur Ruhe, wo die positive Ladung durch Wiedervereinigung mit einem beliebigen Leitungselektron verschwunden und dadurch die Ursache für den Aufenthalt eines überschüssigen Leitungselektrons im Kristall aufgehoben ist.

Die gesamte während eines lichtelektrischen Elementarprozesses zusätzlich transportierte Elektrizitätsmenge ξ berechnet sich als das Produkt von Zusatzstrom i und Zeitdauer τ :

$$\xi = i \cdot \tau = e \cdot u \cdot \tau. \quad (10)$$

$u \cdot \tau$ kann hierbei wieder als eine von dem Photoelektron insgesamt zurückgelegte Wegstrecke w' aufgefaßt werden; als eine Wegstrecke aber, die nicht von der Lebensdauer des abgespaltenen Elektrons abhängig ist und mit dessen Eintritt in die Anode ihr Ende findet, sondern als Wegstrecke, die von der Geschwindigkeit der Elektronen, jedoch von der Lebensdauer des positiven Restes abhängt und beliebig größer sein kann als die Entfernung Farbzentrum—Anode. Da $u \cdot \tau$ überdies unabhängig vom Ort der Lichtabsorption ist, folgt, im Gegensatz zu dem Photoelektronentransport in Isolatoren, daß in elektronischen Halbleitern der je Lichtquant erzeugte Elektrizitätstransport unabhängig vom Ort der Lichtabsorption ist (vorausgesetzt natürlich, daß die Feldstärke \mathcal{E}_0 und damit u als ortsunabhängig angesehen werden kann). Da ferner w' beliebig größer sein kann als die Entfernung Absorptionort—Anode, wird durch diese Tatsache ganz von selbst der als „Verstärkung der lichtelektrischen Primärströme“ bezeichnete Effekt erklärt.

Auf Einzelfragen einzugehen, ist in dem gegebenen Rahmen nicht möglich. Nur über die wichtigsten Punkte noch einige Bemerkungen. Der Mechanismus, durch den nach Ablauf des Ausgleichsvorganges (Abb. 16 b) ein überschüssiges Elektron trotz des angelegten Feldes

am Ort des positiven Restes festgehalten wird (Abb. 16c), ist durch eine kleine Raumladungsanomalie bedingt, die einem dauernden kleinen Elektronenüberschuß anodenwärts, einem kleinen positiven Ladungsüberschuß kathodenwärts entspricht. Dadurch wird das vom Feld abgetriebene Zusatzelektron gewissermaßen immer von neuem geschaffen, während die von der Raumladung selbst hervorgerufenen (positiven und negativen) Leitfähigkeitsänderungen sich gegenseitig kompensieren. Wird das Licht nur in einer dünnen Schicht zwischen zwei senkrecht zur Stromrichtung gelegten Querschnitten des Kristalls eingestrahlt, so ist die Ausdehnung der Raumladungsanomalie durch eine Abklingstrecke gekennzeichnet, die sich proportional mit der angelegten Feldstärke und umgekehrt proportional mit der elektrischen Leitfähigkeit des Halbleiters verändert und die unter normalen Bedingungen klein gegen die üblichen Abmessungen der Versuchskristalle ist.

Zu der Abklingzeit τ in Gleichung (10) ist zu bemerken, daß sie nicht direkt gleich der gewöhnlichen, mittleren Lebensdauer eines positiven Restes gesetzt werden darf, sondern halb so groß angenommen werden muß. Die Wiedervereinigung findet zwischen positiven Farbzentrenresten und Elektronen statt; stets verschwinden beide Partner gleichzeitig, und da sie, durch thermische oder lichtelektrische Anregung, auch gleichzeitig entstehen, haben sie auch die gleiche Lebensdauer. Da nun aber an der Störungsstelle im Zustand c sowohl ein überschüssiges Elektron wie ein überschüssiger positiver Rest vorhanden ist, ist eine doppelte Wahrscheinlichkeit zur Beendigung dieses Zustandes gegeben: entweder, indem das positive Überschußion sich mit einem normalerweise vorhandenen Elektron vereinigt oder indem das überschüssige Elektron sich mit einem normalerweise vorhandenen positiven Ion vereinigt¹. Deshalb ist für die τ die halbe Lebensdauer eines positiven Restes oder eines Leitungselektrons einzusetzen.

Dem Umstand, daß das Elektron zwischen dem Zeitpunkt seines Entstehens und Verschwindens noch für kürzere oder längere Zeit an „Haftstellen“² [126] festgehalten und von dort wieder thermisch frei gemacht werden kann, so daß es während seiner ganzen Lebenszeit abwechselnd in freiem und unfreiem Zustand angenommen werden muß,

¹ Auch ohne Belichtung sind ja wegen der angenommenen thermischen Ionisation der Farbzentren viele derartige positive Reste vorhanden.

² Vermutlich wirken die neutralen Farbzentren (F -Zentren) selbst für die Leitungselektronen als Haftstellen unter Bildung der sog. F' -Zentren. Dieser als Dipolwirkung einer im ganzen neutralen Störstelle deutbare Vorgang ist wohl zuerst vom Verf. in Anwendung auf Cu_2O -Effekte beschrieben und dort auch für farbzentrenhaltige Alkalihalogenidkristalle vermutet worden [123]. Der experimentelle Nachweis dieses Effektes wurde hauptsächlich durch die S. 58, Fußnote 1, bereits erwähnten Arbeiten von W. LEHFELDT und G. GLASER [49] 1936/37 geführt.

kann man in einfacher Weise durch eine gegenüber dem freien Zustand im Verhältnis der freien und gebundenen Lebensdauer herabgesetzte Beweglichkeit, die zu entsprechend kleineren u -Werten führt, Rechnung tragen („Reisebeweglichkeit“ statt „freie Beweglichkeit“). Werden bei dem Absorptionsakt nicht Elektronen und ionisierte Farbzentren, sondern, durch Ultravioletteinstrahlung, nur zusätzliche neutrale Farbzentren gebildet, so ist der Photoprozeß erst mit der Rückbildung dieser überschüssigen neutralen Farbzentren beendet; das in Gleichung (10) auftretende Produkt $u \cdot \tau$ ist dann aus der Reisebeweglichkeit der Elektronen und der gesamten Lebensdauer der geschaffenen Farbzentren zu bestimmen.

Im Fall *rein elektrolytischer Dunkelleitung* wird der durch einen ionisierenden Photoprozeß (Abb. 16a) gebildete Farbzentrenrest innerhalb der (hier durch die elektrolytische Dunkelleitung bestimmte) Relaxationszeit des Halbleiters neutralisiert; wegen der geringen Beweglichkeit der kompensierenden Ladungsteilchen liefert der dadurch jeweilig an dieser Stelle bedingte Überschuß an solchen Teilchen zum Elektrizitätstransport keinen merklichen Beitrag, auch wenn die endgültige Gleichgewichtseinstellung zwischen den verschiedenen schweren geladenen Teilchen etwas längere Zeit in Anspruch nehmen sollte. Andererseits wird die Ladung des frei beweglichen Elektrons ebenfalls elektrolytisch kompensiert, wiederum ohne merklichen Einfluß auf die durch die Anwesenheit des freien Elektrons erhöhte Leitfähigkeit. Der Ladungstransport besteht hier also tatsächlich praktisch nur in der Bewegung des Elektrons bis zu seiner endgültigen Wiederanlagerung bzw. bis zur Erreichung der metallischen Anode; eine „Verstärkung“ dieses Elektrizitätsüberganges ist nicht möglich, der einzige Unterschied gegenüber dem Isolator besteht darin, daß der ganze Vorgang stationär in derselben Weise immer von neuem wiederholt werden kann, während im Isolator die positiven Reste bestehen bleiben und durch ihre Raumladung schließlich den Elektrizitätstransport zur Anode zum Stillstand bringen¹.

Der Fall der gemischten elektronisch-elektrolytischen Dunkelleitung endlich kann so beschrieben werden, daß die abgespaltenen Photo-

¹ Das Wandern dieser positiven Reste zur Kathode — „positiver Ersatzstrom“ — ist im Gegensatz zu den oben betrachteten „quasineutralen“ Fällen der (guten) elektronischen oder elektrolytischen Dunkelleitung ein typischer Raumladungsvorgang; hier tragen die (beweglichen) Restladungen natürlich zum gesamten Stromtransport noch etwas bei, indem sie ihre positive Ladung von ihrem Entstehungsort günstigenfalls bis zur Anode zu transportieren fähig sind. Diese auf Ionenstrom beruhende Ersatzleitung darf übrigens nicht mit der neuerdings in den Vordergrund getretenen „Elektronenersatzleitung“ („Defektleitung“) in Zusammenhang gebracht werden; das Energieband, in dem sich die Defektelektronen eines Ionenkristalls bewegen, wird weder bei thermischer noch bei lichtelektrischer Farbzentrenanregung der Elektronenspender in Anspruch genommen.

elektronen anodenwärts wandern, aber dabei nicht nur durch Wiedervereinigung verschwinden, sondern auch dadurch, daß, infolge der mit ihrer Wanderung verbundenen Feldstörungen, eine Divergenz der elektronischen Dunkelströmung auftritt¹, die sich wie ein zusätzlicher Elektronenverbrauch auswirkt. Da bei rein elektrolytischer Dunkelleitung nur das Verschwinden des Photoelektrons durch Wiedervereinigung, bei rein elektronischer Dunkelleitung aber die vollständige Kompensation der photoelektrisch gebildeten Ladungen durch die Dunkelektronenausgleichströme den Vorgang beherrscht, ist es verständlich, daß im Falle der Gemischtleitung beide Prozesse gemeinsam herangezogen werden müssen. Einige exakte Folgerungen aus dieser Theorie sind in der zweiten der genannten Veröffentlichungen mitgeteilt.

Es ist nicht unmöglich, daß die verbesserte Einsicht in die Natur des Vorgänge, die als Folge eines photoelektrischen Ionisierungsprozesses in elektronisch leitenden Farbzentrenkristallen auftreten, auch einer besseren technischen Anwendung dieser inneren Photoeffekte die Wege weisen wird.

¹ Vgl. hierzu Fußnote 1, S. 59.

IV. Entladungserscheinungen.

Von

M. STEENBECK.

Wenn ein stromführender Leiter an irgendeiner Stelle unterbrochen ist (Abb. 1), so kann bei genügend hoher treibender Spannung U der Strom diese Lücke durch eine „Entladung“ überbrücken. Der Entladungsvorgang kann dabei, je nachdem ob Gas zwischen den Elektroden vorhanden ist oder nicht, eine „Hochvakuumentladung“ oder eine Gasentladung sein. Diese an die Entladung angrenzenden Leiterenden heißen *Elektroden*; die mit dem negativen Pol der Spannungsquelle U verbundene Elektrode K heißt *Kathode*, die mit dem positiven Pol verbundene *Anode* A .

In den metallischen Zuleitungen fließen „Leitungselektronen“, deren Bewegung durch das Metallinnere den Strom darstellt (Vortrag III); der negative Pol von U schiebt dabei dauernd Elektronen aus, die zur Kathode K wandern, und von der Anode A strömen andererseits dauernd Elektronen weiter in den positiven Pol der Spannungsquelle hinein. Eine stationär bestehende Entladung muß also dafür sorgen, daß die vom negativen Pol von U zur Kathode wandernden Leitungselektronen 1. aus der Kathode in die Entladungsstrecke austreten können, 2. durch den Elektrodenzwischenraum hindurch zur Anode wandern und 3. dort in die Anode eintreten, um dann wieder als Leitungselektronen zum positiven Pol von U weiterzuströmen¹. Diesen drei Vorgängen in einer Gasentladungsstrecke entsprechen die auf die Betrachtung der Hochvakuumentladung folgenden drei Hauptkapitel dieses Berichtes: Kathodengebiet, Plasma und Säule, Anodengebiet.

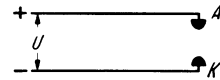


Abb. 1. Schema einer Gasentladungsstrecke. A Anode; K Kathode, treibende Spannung U .

¹ Der Strom durch die Gasentladungsstrecke muß letzten Endes immer dann irgendwie *nur* von Elektronen getragen sein (wobei es sich nicht notwendig stets um *freie* Elektronen handeln muß), die von der Kathode zur Anode wandern, wenn in der Gasentladungsstrecke keine dauernd anwachsende materielle Veränderung — nach Art der elektrolytischen Abscheidung etwa in wäßrigen Salzlösungen mit Ionenleitung — an den Elektroden erfolgt. Da eine solche „Elektrolyse“ in gewöhnlichen Gasentladungen nicht erfolgt, muß die Stromleitung in einer solchen Gasentladung letzten Endes eine reine, von der Kathode zur Anode gerichtete Elektronenströmung sein (s. unter S. 72).

1. Allgemeine Übersicht.

Hochvakuum-Entladung. Eine besonders einfache Entladungsstrecke, bestehend aus einer Glühkathode K und ihr gegenüber einer Anode A zwischen denen die Spannung U liegt, zeigt Abb. 2. Die Kathode K ist ein Wolframdraht, der durch den Heizstrom aus der Batterie B auf Weißglut erhitzt wird und dabei Glühelktronen aussendet. Der Raum soll zunächst auf höchstes Vakuum ausgepumpt sein, so daß die Entladung anfänglich die einer reinen Hochvakuumdiode ist (vgl. Vortrag III).

Aus der Glühkathode treten, abhängig von Temperatur und Kathodenmaterial, eine ganz bestimmte Anzahl von Elektronen je Zeit- und Flächeneinheit aus (Vortrag III), die, wenn sie alle die Kathode verlassen und die Anode erreichen, einen „Sättigungsstrom“ I_s ergeben; dieser Sättigungsstrom ist dabei die obere Grenze des durch die Entladungsstrecke fließenden Stromes, weil mehr als alle aus der Kathode austretenden Elektronen eben nicht durch den Elektrodenzwischenraum zur Anode gelangen und dann dort als metallische Leitungselektronen weiterfließen können. Wenn schon bei irgendeiner *beliebigen* (positiven) Anodenspannung U alle Elektronen, die die Kathode hergibt, von der positiven Anode angezogen auch wirklich zur Anode gelangen könnten, so wäre der Strom, der durch die Entladungsstrecke fließt, also stets der Sättigungs-

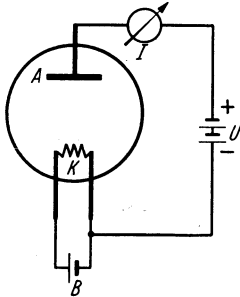


Abb. 2. Schema einer Glühkathoden-Entladungsstrecke. A Anode; K Glühkathode; I Entladungsstrom; U treibende Spannung; B Heizbatterie für Glühkathode.

strom I_s und unabhängig von der Spannung U . In einem Diagramm, in dem der Entladungsstrom I in Abhängigkeit von der Elektroden-spannung U aufgetragen ist, würde dann als Kennlinie oder Charakteristik der Entladungsstrecke eine Horizontale auftreten, eine Parallele zur Spannungsachse, die einen von der Spannung unabhängigen Strom anzeigt (Abb. 3a, gestrichelte Linien). Wird die Kathode etwas anders geheizt, so müßte man zwar einen anderen Sättigungsstrom erwarten, aber eben doch wieder eine horizontale Kennlinie. Der Versuch zeigt aber, daß nur bei genügend hohen Anodenspannungen der wirkliche Zusammenhang zwischen Strom I und Spannung U einen solchen Verlauf zeigt, dann allerdings in der Tat mit $I = I_s$, unabhängig von der Anodenspannung, aber abhängig von der Kathodenheizung. Um jedoch bis zu diesem Gebiet der Sättigungsströme zu kommen, sind Anodenspannungswerte erforderlich, die um so höher liegen, je höher I_s , je höher also die Kathodentemperatur ist. Aber für kleinere Spannungswerte ist der Strom kleiner als I_s und ist in diesem Gebiet sogar weitgehend unabhängig von der Kathodentemperatur: Die Schar der Stromspannungskennlinien für verschiedene Kathodenheizungen

(Abb. 3 a, ausgezogene Kurven) zeigt einen für alle Heizungen (ziemlich) gleichen gekrümmten Anfangsteil, von dem horizontale Äste, je nach der Höhe des Sättigungsstromes, abzweigen, sobald der Strom den jeweiligen Wert von I_s erreicht hat.

Diese bei kleineren Anodenspannungen auftretende Strombegrenzung im Hochvakuumfall auf einen Strom $I < I_s$ kommt durch die negative Ladung der Elektronen, die sich gerade auf dem Flug von der Kathode zur Anode befinden, zustande. Die Wirkung der von diesen Elektronen gebildeten Raumladung läßt im Hochvakuum für den Strom I , d. h. für die wirklich bis zur Anode übertretende Elektronenmenge, nur

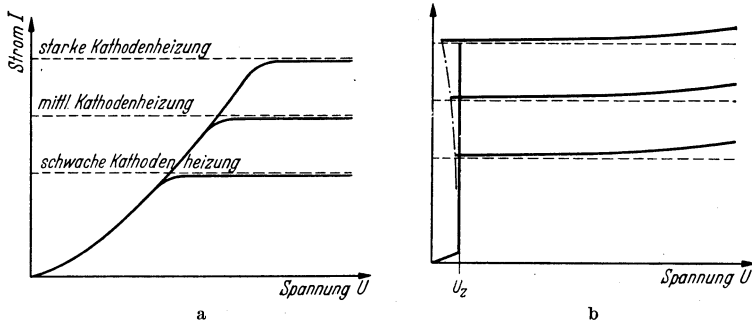


Abb. 3 a und b. Strom-Spannungskennlinien einer Glühkathoden-Entladungsstrecke (Abb. 2) für drei verschiedene Kathodenheizungen; a im Hochvakuum; b bei geringer Quecksilberdampfzuführung (z. B. 10^{-3} Torr), strichpunktiert die „fallende Charakteristik“ für $I < I_s$. Zündspannung U_z . Gestrichelt gezeichnet die drei Sättigungsströme.

einen, von Anodenspannung und Geometrie abhängigen Wert zu, bei welchem eine Art Gleichgewicht besteht zwischen der Wirkung der positiven Anodenladung, die die Elektronen zur Anode zieht, und der stromschwächenden Wirkung der Elektronenraumladung, die die gerade aus der Kathode herausquellenden Elektronen zurückstößt und sie so am Verlassen der Kathode hindert. Die theoretische Durchrechnung führt zu folgendem Gesetz: $I \sim U^{3/2}$. Der gekrümmte erste Teil der Charakteristik in Abb. 3 a entspricht in der Tat weitgehend diesem Gesetz: der Strom I ist $U^{3/2}$ proportional. Da die Entladung hier durch die Raumladungen bestimmt wird, nennt man dieses Gebiet kurz „Raumladungsgebiet“ zum Unterschied von dem rechts anschließenden „Sättigungsgebiet“. Im Raumladungsgebiet ist die Elektronenraumladungsdichte der Spannung U proportional, die Elektronengeschwindigkeit $\sim \sqrt{U}$; dadurch wird der durch das Produkt aus Raumladungsdichte und Geschwindigkeit gebildete Elektronenstrom $\sim U \cdot \sqrt{U}$, also $\sim U^{3/2}$.

Übergang zur Gasentladung. Diese für den Stromübergang entscheidenden Raumladungsverhältnisse werden aber durch *Einfüllen einer kleinen Gasmenge* (z. B. 10^{-3} Torr Quecksilberdampf) *völlig*

geändert¹. Sobald nämlich die Elektrodenspannung U einen gewissen Wert U_z überschreitet ($U_z =$ „Zündspannung“), erhalten die zur Anode fliegenden Elektronen so hohe Geschwindigkeiten, daß sie beim Zusammenstoß mit einem Gasmolekül dieses „ionisieren“. Es wird dabei dem zunächst neutralen Gasmolekül ein weiteres Elektron abgeschlagen, und der Rest des Moleküls bleibt positiv geladen zurück; es ist ein „positives Ion“ gebildet. Das von dem stoßenden Elektron gebildete, „sekundäre“ Elektron, auch wohl einfach „Tochterelektron“ genannt, fliegt weiter zur Anode und ist bald nach dem Ionisationsprozeß aus dem Entladungsraum verschwunden; aber das entstandene positive Ion verweilt wegen seiner viel größeren Masse auch viel länger im Gebiet zwischen den Elektroden, ehe es, den elektrischen Feldkräften folgend, die Kathode erreicht und sich dort — durch Aufnahme eines „metallischen“ Leitungselektrons aus der festen Kathode — neutralisiert und sich damit zu einem gewöhnlichen, ungeladenen Gasmolekül zurückbildet². Während seines Aufenthaltes im Entladungsraum „verdünnt“ das Ion mit seiner positiven Ladung die negative Raumladung der Elektronen, die im Hochvakuumfall ja allein vorhanden war, um den Betrag einer Elementarladung. Deswegen kann jetzt, solange das Ion im Entladungsraum verweilt, jeweils ein Elektron *mehr* im Raum sich aufhalten, ehe das alte, strombegrenzende Gleichgewicht zwischen der anziehenden Anodenladung und der rücktreibenden Elektronenraumladung wieder den Elektronenstrom zwischen Kathode und Anode begrenzt. Die Einführung von positiven Ionen in den Entladungsraum vergrößert also die zur Anode übergehende Elektronenmenge, also den Strom. Da nun ein Ion wegen seiner großen Masse sehr viel länger im Entladungsraum bleibt als ein Elektron (Größenordnung $\sqrt{\text{Ionenmasse: Elektronenmasse}}$ -mal, bei Quecksilber etwa 600mal so lang), ermöglicht ein Ion, wenn auch gleichzeitig immer nur einem Elektron, so doch nacheinander insgesamt einigen 100 Elektronen den zusätzlichen Übergang zur Anode. Schon sehr kleine Ionenmengen, wie sie schon bei sehr niedrigen Gasdrucken gebildet werden, können daher im Raumladungsgebiet beträchtliche Vergrößerungen des Elektronenstromes ergeben, die einige hundert mal größer sind als der von den Ionen selbst dargestellte Strom (Anwendung: Ionisationsmanometer, etwa Dampfdruckmessung der Alkalimetalle bei niedrigen Temperaturen).

¹ Bei der Vorführung wurde dazu ein kleiner, anfangs durch flüssige Luft ausgefrorener Quecksilbertropfen aufgetaut und verdampft.

² Das zur Neutralisation des Ions verwendete Elektron ist also — in der Regel — nicht ein schon „thermisch“ emittiertes „Glüh“-Elektron im Raum vor der Kathode, sondern ein neben der Glühemission *zusätzlich* aus der Kathode herausgezogenes Elektron. Die Wiedervereinigung von Ion und Elektron findet daher nicht im Raum vor der Kathode, sondern unmittelbar auf der Kathodenoberfläche, und zwar unter unmittelbarer und notwendiger Beteiligung der Kathode statt.

Ist der Gasdruck so hoch, daß von je einigen hundert Elektronen im Mittel immer eines ionisiert, so ist die entstehende positive Ionenmenge demnach gerade ausreichend, um die ganze Elektronenraumladung zu kompensieren. Es gibt dann überhaupt keine Elektronen-Raumladungs-Feldschwächung an der Kathode mehr; alle aus der Kathode austretenden Elektronen können auch wirklich die Anode erreichen. Es muß dazu nur die Spannung ausreichend sein, um den Elektronen eine zur Ionisierung der Gasmoleküle genügende Energie zu übermitteln.

Sobald das aber möglich ist, können in der Tat alle Elektronen, die die Kathode aussendet, zur Anode gelangen, und die Charakteristik einer solchen gasgefüllten Glühkathoden-Entladungsstrecke ist dann wirklich dem oben (Abb. 3a, gestrichelte Linien) vermuteten Verlauf sehr ähnlich (Abb. 3b). Die „Zündspannung“ U_z , bei der das sprunghafte Anschwellen des Entladungsstromes erfolgt, reicht gerade dazu aus, um ein Gasmolekül durch den Stoß eines einzelnen Elektrons zu ionisieren; sie liegt daher stets sehr nahe bei der sog. „Ionisierungsspannung“ (bei Hg 10,4 V, bei Ne 21,5 V). Bei höheren Stromdichten erhöht sich die Wahrscheinlichkeit dafür, daß mehrere Elektronen gemeinsam ein Gasmolekül ionisieren (etwa Stufenionisation; erstes Elektron regt an, zweites vollendet die Ionisierung)¹. Dazu braucht ein einzelnes Elektron nicht mehr die volle Ionisierungsenergie aufzunehmen, und daher liegt die Entladungsspannung bei höheren Strömen meist *unter* der Ionisierungsspannung (fallende Charakteristik, strichpunktierte Kurve, Abb. 3b).

Ausbildung eines Kathodenfalles. Da in dieser Glühkathoden-Gasentladung zur vollen Kompensation der Elektronen-Raumladung nur *ein* Ionisationsakt auf *einige hundert* übergehende Elektronen zu entfallen braucht, entstammt der größte Teil der an der Anode ankommenden Elektronen unmittelbar der Glühkathode und nur weniger als 1% aus der Ionisation im Gasraum. Daher kann diese Entladung auch nur bis etwa zum Sättigungsstrom der Glühkathode in dieser Form bestehen. Bei höheren Strömen müssen die fehlenden Elektronen durch verstärkte Ionisation im Gasraum gebildet werden, was eine höhere Elektrodenspannung bedingt. Daher steigt die Charakteristik in Abb. 3b für $I > I_s$ (technisch wichtig als Betriebsstromgrenze in Glühkathoden-Stromrichtern). Da bei dieser verstärkten Ionisation gleichzeitig auch mehr positive Ionen entstehen, als zur Kompensation der Elektronenraumladung nötig sind, bildet sich nunmehr vor der Kathode

¹ Auch durch den bei größeren Elektronendichten eintretenden wechselseitigen Energieaustausch der Elektronen untereinander („Elektronentemperatur“, s. S. 81) entstehen einige besonders rasche Elektronen, die eine zur Ionisation ausreichende Energie bekommen haben, selbst wenn die durch die Entladungsspannung bedingte *mittlere* Elektronenenergie hierzu zu klein ist.

eine *positive* Raumladung aus, die die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden auf den kathodennahen Teil zusammendrängt, d. h. es entsteht ein Gebiet mit besonders hoher Feldstärke im kathodennahen Teil des Entladungsraumes. Dieser starke Potentialabfall an der Kathode heißt *Kathodenfall*. — Auch schon für Ströme $I < I_s$ tritt immer dann eine positive Überschlußraumladung und damit ein Kathodenfall auf, wenn bei höherem Gasdruck die Zahl der Zusammenstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen und damit auch die Ionisierungsmöglichkeiten wachsen¹.

Die beiden Trägerströme in der Gasentladung. In jeder Gasentladung treten, wie wir sehen, zwei Trägerströme entgegengesetzter Ladung

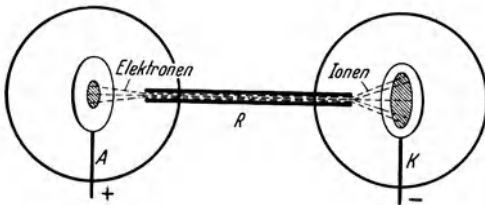


Abb. 4. Entladungsrohr zur gleichzeitigen Demonstration von Elektronenstrom und Ionenstrom einer Gasentladung.

und Richtung auf: Elektronen wandern zur Anode, Ionen wandern zur Kathode; elektrotechnisch addieren sich diese Ströme also, doch ist meist, wie auch hier, der Elektronenstrom der weitaus größere Anteil. Diese beiden Trägerströme lassen sich in

dem Entladungsrohr Abb. 4 (K Kathode, A Anode, Druck etwa $5 \cdot 10^{-3}$ Torr, Spannung etwa 50 kV, Strom etwa 1 mA) demonstrieren (Versuch 2). In dem engen Rohr R , wo der Hauptspannungsabfall liegt, werden die Elektronen rasch auf die Anode, die Ionen auf die Kathode zu beschleunigt und schießen als Strahlen beiderseits aus R heraus auf die mit Leuchtmasse bestrichenen Elektroden, wo sie je einen hellen Fluoreszenzleck erzeugen. Durch magnetische und elektrische Ablenkungen lassen sie sich als freie Elektronen (HITTORFSche „Glimmstrahlen“) bzw. als positive Ionen („Kanalstrahlen“, wichtig für viele atom- und kernphysikalischen Versuche) nachweisen (vgl. Vortrag I).

Stationaritätsbedingung. In allen Gasentladungen erzeugen sich die beiden Trägerströme gegenseitig; die Elektronen bilden im Gasraum durch Stoß Ionen — daher die Bedeutung der Anwesenheit von Gas im Entladungsraum — und die Ionen setzen ihrerseits wieder Elektronen in Freiheit, meist aus der Kathode, seltener durch Ionisation im Gasraum. Eine stationäre sich selbst erhaltende Entladung tritt immer und nur dann auf, wenn ein aus der Kathode austretendes Elektron im Gasraum soviel Ionen bildet, daß diese zusammen ihrerseits wieder ein Elektron aus der Kathode befreien. Diese Aussage gilt dabei nur für Mittel-

¹ Der wirkliche Potentialverlauf vor einer Glühkathode in höheren Gasdrucken für $i < i_s$ ist sehr kompliziert: Es liegt dabei in unmittelbarer Nachbarschaft der Glühkathodenoberfläche zunächst noch eine negative Raumladung (Elektronenüberschuß); erst daran anschließend gibt es eine Zone mit hier allerdings stark überwiegender positiver Raumladung.

werte, und sämtliche Zwischenprozesse (stufenweise Ionisation, Ionisation durch Tochter-, Enkelelektronen, Photoeffekte usw.) müssen passend eingerechnet werden. Bildet also im Mittel ein Elektron im Gasraum N positive Ionen, und befreit im Mittel ein Ion γ Elektronen aus der Kathode (wobei das zur Neutralisation des Ions benötigte Elektron natürlich nicht mitgezählt werden darf, weil es ja nicht als ionisationsfähiges *freies* Elektron auftritt), so muß für eine sich selbst erhaltende Entladung stets gelten

$$N \cdot \gamma = 1. \quad (1)$$

Abb. 5 zeigt schematisch, wie sich ein aus der Kathode befreites Primärelektron auf seinem Flugweg durch den Gasraum (dick gezeichnete Bahn) gewissermaßen stammbaumartig vermehrt. Die Orte, an denen solche Ionisationsprozesse stattfinden, sind hier durch dicke Punkte angedeutet; von jeder solchen Stelle aus wandert ein — nicht mitgezeichnetes — Ion zur Kathode. Die Bahn eines Elektrons zwischen zwei Ionisationen ist in Wirklichkeit nicht geradlinig, wie hier gezeichnet, sondern wegen zahlreicher weiterer, nicht ionisierender Zusammenstöße mit Gasmolekülen ebenfalls eine ähnliche Zick-Zackbahn, wie sie hier als Folge der ionisierenden Stöße angedeutet wurde. In der in Versuch 1 besprochenen Glühkathodenentladung war beispielsweise γ von der Größenordnung 10^2 und dementsprechend braucht ein Elektron nur im Mittel $N = 10^{-2}$ Ionen zu bilden.

Dieselbe Gleichung (1), die eben als Bedingung für das stationäre Bestehen einer Entladung auftrat, ist gleichzeitig auch die Bedingung für das Zünden einer Entladung überhaupt. Das ist formal ohne weiteres verständlich, wenn man sich die zündende Entladung in ihrem Anfangszustand als eine sehr stromschwache Entladung ($\lim i \rightarrow 0$) vorstellt. Ist dabei die Gleichung (1) erfüllt, so hält sich diese — beliebig schwache — Entladung gerade dauernd auf alter Höhe; steigert man die Elektrodenspannung auch nur beliebig wenig über den Spannungswert, den Gleichung (1) ja implizite definiert (sowohl γ wie N sind Funktionen der Spannung!), so steigert sich die anfänglich stromschwache Entladung zu immer höheren Werten und kann damit die Entstehung beliebig stromstarker Entladungen bewirken. In der Tat kann man in solchen Fällen, in denen die Zündungsentwicklung so langsam erfolgt (sehr geringe Überspannung über die zur Zündung gerade ausreichende Spannung), daß wenigstens der erste Entwicklungszustand beinahe als stationär sich nach Gleichung (1) erhaltender Gleichgewichtszustand aufgefaßt werden kann, aus Gleichung (1) sehr genaue Zündspannungswerte errechnen. In anderen Fällen, vor allem bei höheren, stoßartigen Überspannungen, sind unsere Vorstellungen über den Zündungsmechanismus noch weitgehend ungeklärt, so daß ein weiteres Eingehen auf dies Gebiet im vorliegenden Rahmen nicht lohnt.

Entladungsmechanismus und Art der Elektronenbefreiung. Die verschiedenen stationär möglichen Entladungsmechanismen unterscheiden sich vor allem durch die Art, wie die Ionen die Elektronen aus der Kathode befreien. Das kann schon lediglich durch ihre Ladung geschehen (Beispiel: Versuch 1; weitere: Feldbogenkathode [s. unten] und Spritzentladung [s. Fußnote 1 auf S. 77]). Auch können die Ionen beim Aufprall auf die Kathode Sekundärelektronen losschlagen (Glimmentladung); sie können durch ihre kinetische und innere Energie die Kathode zum Glühen bringen und so thermische Elektronenemission ergeben (thermische Bogenkathode) usw. Diese vielen Arten wirken zum Teil kombiniert untereinander und mit weiteren durch den Entladungsvorgang bedingten Möglichkeiten der Elektronenbefreiung (Photoeffekt, Stöße zweiter Art von angeregten, insbesondere metastabilen Gasmolekülen u. a.).

Wichtig für die Bildung freier Elektronen durch die positiven Ionen ist außer der Kathodenoberfläche selbst das Entladungsgebiet unmittelbar vor der Kathode („Kathodengebiet“ der Entladung), das ungefähr zusammenfällt mit der räumlichen Ausdehnung des oben schon erwähnten Kathodenfalles. In diesem Bereich entstehen soviel Elektronen, daß diese nunmehr praktisch allein den Stromtransport durch die möglichen, aber nicht notwendigerweise vorhandenen weiteren Entladungsgebiete (Säule, Plasma) zur Anode hin bewirken. Emittiert die Kathode selbst bereits genügend Elektronen, so erfolgt im Gasraum keine wesentliche Vergrößerung der Elektronenzahl mehr (Glühkathodenentladung); emittiert die Kathode selbst aber nur so wenig Elektronen, daß diese unmittelbar nur einen kleinen Teil des Entladungsstromes darstellen, so vermehrt sich ihre Anzahl im Kathodengebiet durch Stoßionisation im Gasraum so weit, daß am Ende des Fallgebietes genügend Elektronen für den Transport des Gesamtstromes zur Verfügung stehen. Für die weiteren Entladungsgebiete und für die Zone unmittelbar vor der Anode ist es dann meist gleichgültig, wie die zur Stromleitung nötigen Elektronen entstanden sind.

Wir haben die elektrische Strömung im Entladungsraum zuletzt in der Form dargestellt, daß ein — meist überwiegender — Elektronenstrom zur Anode und ein zur Kathode gerichteter Strom positiver Ionen unter sich den Gesamtstrom aufteilen. Eingangs dieses Kapitels aber haben wir betont, daß die aus der Zuleitung in die Kathode einströmenden „metallischen“ Leitungselektronen, die doch allein den ganzen Strom im Leiter tragen, bei stationären Entladungen aus der Kathode in so großer Zahl austreten, daß sie allein den *gesamten* Strom auch durch die Entladungsstrecke tragen. Gegen die Auffassung scheint es einen Verstoß zu bedeuten, wenn wir späterhin nur einen Teil des Entladungsstromes als Elektronenstrom auffassen und einen Rest als Strom positiver Ionen deuten. Der scheinbare Widerspruch löst sich sofort,

wenn man beachtet, daß der auf die Kathode auftreffende Ionenstrom zur Neutralisation der ankommenden Ionen ebenfalls Elektronen aus der Kathode ablöst und — in die wieder neutralisierten Gasmoleküle eingebaut — in den Entladungsraum mit fortführt. Wenn man die für den Stromtransport letzten Endes nichts beitragende Pendelbewegung der positiven Atomreste — als Ion zur Kathode, mit einem neutralisierenden Elektron zusammen als neutrales Molekül wieder zurück in den Gasraum, und so in fortgesetzter Wiederholung — außer Acht läßt, sieht man sofort, daß im Grunde genommen auch der „Ionenstrom“ nur eine Bewegung von Elektronen durch den Gasraum von der Kathode zur Anode bedeutet; damit ist also der Elektronenstromfluß im ganzen Leiter geschlossen.

Wir werden nach dieser Klarstellung weiterhin ohne jedesmaliges Eingehen auf diese letztere genauere Analyse des Stromtransportes durch die Entladungstrecke wieder von der gebräuchlichen und bequemeren Ausdrucksweise Gebrauch machen, die den Gesamtstrom aufteilt in einen Elektronen- und einen Ionenstrom.

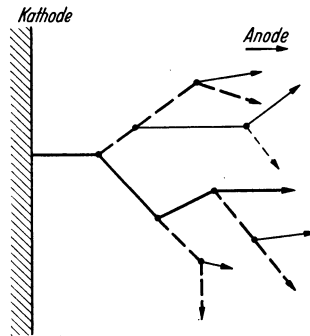


Abb. 5. Ionisationslawine (schematisch).
 ———— Bahn des kathodischen Primärelektrons, - - - Bahnen der Tochterelektronen, ——— Bahnen der Enkel-Elektronen, - - - Bahnen der Urenkel-Elektronen.

2. Das Kathodengebiet.

Glimmkathode. Beim Auftreffen auf die kalte Kathode einer Glimmentladung lösen die Ionen *Sekundärelektronen* (vgl. Vortrag III) aus; bei Ionen-geschwindigkeiten, wie sie in den gewohnten Glimmentladungen auftreten, ergibt im Mittel nur ein Ion von je 10 bis 100 an der Kathode ankommenden Ionen ein Sekundärelektron (also Wahrscheinlichkeit je Ion = $\gamma = 0,01$ bis $0,1$). Nach Gleichung (1) muß nun dieses eine Elektron seinerseits im Gasraum wieder die Bildung von $N = 1/\gamma$, d. h. 10 bis 100 Ionen veranlassen. Diese Ionen brauchen aber nicht alle vom kathodischen Elektron selbst gebildet zu werden, sondern können zum Teil auch von Tochter-, Enkel- usw. Elektronen des Kathodenelektrons erzeugt sein („Ionisationslawine“, Abb. 5). Die Ionenbildung ist weit größer als zur Elektronen-Raumladungskompensation notwendig; denn hierzu genügt ja ein N -Wert von $\approx 10^{-2}$. Daher ist ein starker Kathodenfall vorhanden. Damit nun ein kathodisches Elektron mit seinen Tochter-, Enkel- usw. Elektronen zusammen eine genügende Ionenmenge liefern kann, müssen die Elektronen natürlich genügend viele Zusammenstöße mit Gasmolekülen erleben, und zwar größenordnungsmäßig mindestens 10 Zusammenstöße je Elektron. Der Kathodenfallraum muß also etwa zehn freie Elektronen-Weglängen enthalten, wobei allerdings im allgemeinen nur ein Teil der Zusammenstöße

wirklich zur Ionisierung des getroffenen Gasmoleküls führt. Steht die Anode der Kathode so nahe gegenüber, daß das Elektron schon nach weniger als etwa 10 Zusammenstößen die Anode erreicht, so ist N zu klein, also muß $\gamma = 1/N$ wachsen, und das ist nur durch höhere Ionen-

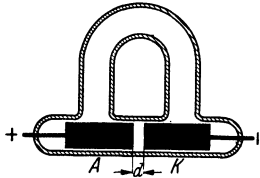


Abb. 6. Umwegrohr zur Demonstration der behinderten Entladung.

energie beim Aufprall auf die Kathode möglich, also mit Brennspannungserhöhung („behinderte Entladung“). Dieses Verhalten zeigt folgender Versuch. In einem geeignet geformten Versuchsgefäß (Elektrodenabstand $d = 1$ cm, Gasdruck $\approx 10^{-1}$ Torr) stehen der Entladung zwei Wege gleichen Querschnittes zur Verfügung (Abb. 6) einmal der kürzeste Elektrodenabstand und zweitens ein etwa

100mal längerer Umweg. Die Entladung wählt den Umweg, weil auf dem kurzen Weg nicht genügend Ionen gebildet werden können. Im Vortrag X werden wir denselben Versuch an einem Rohr mit veränderlichem Elektrodenabstand durchführen, so daß wir die Verhältnisse dann genauer studieren können.

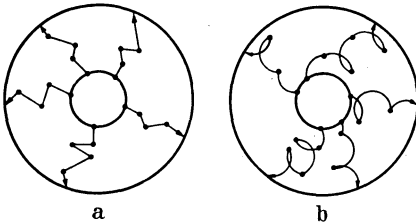


Abb. 7a und b. Flugweg der Elektronen zwischen zwei koaxialen Zylinderelektroden; a ohne, b mit axialem Magnetfeld. Ort eines gaskinetischen Zusammenstoßes zwischen Elektron und Gasmolekül.

Bringt man eine „behinderte“ Glimmentladungsstrecke, die also eine sehr hohe Brennspannung erfordert, in ein Magnetfeld, so sind die Elektronenflugstrecken zwischen zwei Zusammenstößen mit Gasmole-

külen nicht mehr geradlinig, sondern Kreisbögen (Abb. 7a und b¹). Dadurch wird der wirkliche Flugweg verlängert und somit die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes mit Gasmolekülen gesteigert; nunmehr kann eine Entladung auch mit kleineren Spannungen bestehen. Das läßt sich im Versuch 4 mit einer „behinderten“ Glimmentladungsstrecke aus zwei koaxialen Zylinderelektroden ($r = 2,5$ cm, $r_2 = 0,75$ cm, $p = 10^{-1}$ Torr) zeigen (Abb. 7). Bei einer Elektrodenspannung von ≈ 440 V tritt zunächst keinerlei Entladungserscheinung auf; bringt man das Rohr aber in das Magnetfeld (etwa 50 Oerstedt) einer Spule, so daß die Kraftlinien axial gerichtet sind (in Abb. 7b senkrecht zur Zeichenebene), dann zündet eine helle Glimmentladung, die beim Herausnehmen des Rohres aus dem Magnetfeld sofort wieder erlischt. — Ähnliche Erhöhung der Ionisationsdichte bei niedrigen Gasdrucken durch Umwege der Elektronen gibt es in einem Hoch-

¹ Für die Zeichnung ist angenommen, daß das Feld zwischen den Elektroden sehr klein ist. Andernfalls sind natürlich die Bahnen in Abb. 7a als parabelähnliche Kurven, in Abb. 7b als zyklidenähnliche Kurven zu zeichnen.

frequenzfeld, das die Elektronen in elektrischen Wechselkräften hin- und herschwingen läßt, und in den sog. „Hohlkathoden“, bei denen ein Elektron mehrfach durch die positive Raumladungswolke („Kathodenfallgebiet“, s. oben) in einer tiefen konkaven Aushöhlung einer Kathode hindurchpendelt. Die Entladungen im Magnetfeld oder im Hochfrequenzfeld finden gelegentlich Anwendung zu Gasdruckmessung bzw. Gasnachweis in Vakuumgefäßen bei niedrigen Drucken; die intensiv leuchtende Entladung in einer Hohlkathode hat große Bedeutung für spektroskopische Untersuchungen.

Da sowohl sehr kleine wie —selbstverständlich— sehr große Elektrodenabstände zu hohem Spannungsbedarf der Glimmentladung führen, gibt es einen optimalen Abstand mit einem — ziemlich flachen — Spannungsminimum. Auf diesen Zustand werden die meisten technischen Glimmstrecken eingestellt, wie z. B. Glimmlampen, Überspannungsableiter, Spannungsstabilisatoren u. a. Die letzteren machen dabei Gebrauch von folgender Tatsache. Sind Gasart, Gasdruck und Kathodenmaterial bestimmt, so gibt es eine optimale Stromdichte, deren Überschreitung nur mit Brennspannungserhöhung möglich ist. Versucht man dagegen umgekehrt diese Stromdichte zu unterschreiten, indem man den Gesamtstrom schwächt, so zieht sich die Entladung auf einen stromproportionalen Bruchteil der gesamten Kathodenoberfläche zusammen, wobei in dem von der Entladung bedeckten Teil der Kathode die optimale Stromdichte immer gerade erhalten bleibt; deswegen bleibt auch die Brennspannung sehr genau konstant. Das ist die sog. „normale“ Glimmentladung; „anomal“ heißt eine Glimmentladung bei so hohem Strom, daß die ganze Kathode bedeckt und die Stromdichte größer als die der normalen Entladung ist.

Thermische Bogenkathode. Bei größeren Strömen kann die von den Ionen an die Kathode abgegebene Energie so groß werden, daß die zunächst kalte Glimmentladungskathode zum Glühen erhitzt wird und eine zusätzliche thermische Elektronenemission erfolgt; diese kann bei genügend großen Strömen, also genügend hohen Kathodentemperaturen, bei weitem ergiebiger sein als der reine Sekundärelektronenmechanismus an der kalten Glimmentladungskathode. Das bedeutet eine Steigerung der im Mittel von einem Ion aus der Kathode befreiten Elektronenanzahl γ ; nach Gleichung (1) kann jetzt also die von einem Elektron im Kathodengebiet gebildete Ionenzahl N abnehmen. Deswegen besteht diese „thermische Bogenentladung“, wenn sie sich erst einmal — etwa aus einer sehr stromstarken Glimmentladung — entwickelt hat, mit sehr viel kleineren Brennspannungen weiter, als sie die Glimmentladung benötigt. Meist entwickelt sich eine Bogenentladung jedoch beim Öffnen zweier sich zunächst berührenden Elektroden unter ausreichendem Stromdurchgang (Kohlebogenlampe, Schalter u. ä.). Dabei werden die letzten feinen Kontaktspitzen durch die Stromwärme zum Glühen

erhitzt und ergeben so den „Brennfleck“, das ist die Stelle der Kathode, die als Glühkathode und damit als kathodische Ansatzstelle der Entladung fungiert. Zur weiteren *Aufrechterhaltung* der hohen Brennflecktemperatur muß ein genügend dichter Ionenhagel auf die Kathode treffen, damit eine genügend konzentrierte Energiezufuhr die Leitungs-, Strahlungs- und Verdampfungswärmeverluste des Brennflecks laufend ersetzen kann. Das bedingt aber notwendig höhere Gasdrücke im Entladungsraum (Mindestdruck ≈ 50 bis 100 Torr); in kleineren Gasdichten könnte sogar bei 100% Ionisierung aller Gasmoleküle nicht ein so dichter Ionenhagel auftreten, daß die von ihm getroffenen Teile der Kathode

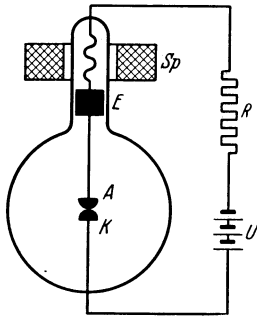


Abb. 8. Anordnung zu den Versuchen über Bogenentladung.

glühend bleiben, jedenfalls nicht bei kleineren Brennspannungen und damit kleinen kinetischen Energien der auftreffenden Ionen. Das zeigt folgender Versuch. Zwei sich zunächst berührende Tantalelektroden *K* und *A* in einem Gefäß nach Abb. 8 werden unter Stromdurchgang (einige A, treibende Spannung 220 V) in *atmosphärischer Luft* voneinander getrennt. Die Kontaktbewegung erfolgt durch Anheben der oberen Elektrode mittels einer stromdurchflossenen Spule *Sp* über den Eisenkern *E*. Es bildet sich eine stationäre thermische Bogenentladung aus, Kathode und Anode kommen in helles Glühen,

wobei die Anode sogar noch heller glüht als die Kathode (s. unten). Macht man diesen Versuch aber im *Hochvakuum* ebenfalls mit Tantalelektroden, so zeigt sich kein stationär brennender Bogen; nur ein schwaches und kurzzeitiges Aufblitzen beim Öffnen durch einmaliges Verdampfen der letzten Kontaktbrücken tritt auf; dann reißt die Entladung aber sofort wieder ab und erlischt (Vakuumschalter, Schaltdauer $\approx 10^{-6}$ s).

Es ist nach der gebrachten Vorstellung aber offensichtlich nur nötig, daß im *Raum unmittelbar vor dem Kathodenbrennfleck* eine hohe Gasdichte herrscht; denn nur hier ist ja eine hohe Ionendichte für den Bogenmechanismus, nämlich der dichte Ionenhagel, erforderlich. Diese hohe Gasdichte kann auch durch *Verdampfung des Kathodenmaterials im Brennfleck selbst* erst entstehen, die beim Tantal wegen dessen hohen Siedepunkt nicht erfolgen konnte. Daß diese Auffassung zutrifft, beweist die Wiederholung des schon besprochenen Versuches mit der Abänderung, daß *Zinkelektroden* im *Hochvakuum* verwendet werden, anstatt der oben benutzten Tantalelektroden. Der Bogen bleibt nunmehr trotz des „Hochvakuum“ bestehen; die Verdampfung des Zinks zeigt sich in einer sehr bald einsetzenden Verspiegelung des Glasgefäßes. Daß hierbei wirklich nur die *Kathode* die hohe Dampfdichte fordert, zeigt sich, wenn man denselben Versuch wiederholt, jedoch mit einer *Zink-* und

einer *Tantalelektrode* im *Hochvakuum*. Ist die Tantalelektrode Kathode, gibt es keine Bogenentladung, sondern nur ein kurzes Aufblitzen. Wohl aber tritt eine stationäre Bogenentladung auf, wenn die Zinkelektrode Kathode ist. Ist dann hierbei auch die Tantalelektrode erst einmal durch den Zinkdampf oberflächlich verzinkt worden, so kann auch sie nunmehr als Kathode wirken, aber nur so lange, bis die Zinkschicht wieder abgedampft ist. Dann verlischt der Bogen wieder.

Stehen sich also im Vakuum eine verdampfbare und eine nicht verdampfbare Elektrode gegenüber, so ist diese Anordnung ein *Gleichrichter*, bei dem Stromdurchgang nur in der Richtung möglich ist, in der die verdampfbare Elektrode Kathode ist (vgl.

Vortrag X). Diese Tatsache findet ihre außerordentlich wichtige Anwendung beim Quecksilberdampfgleichrichter. Zur Demonstration wiederholen wir den letzten Versuch, jedoch mit einer Quecksilber- und einer Wolframelektrode (Abb. 9), wobei die Kontaktgabe bzw. -trennung durch Neigung des Gefäßes und die dadurch bewirkte Quecksilberbewegung erfolgt (Quecksilberschalter).

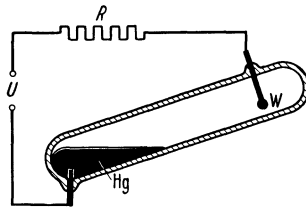


Abb. 9. Versuchsanordnung mit einer Hg-Elektrode.

Nur wenn das Quecksilber die Kathode ist, bleibt beim Öffnen ein Bogen bestehen.

Feldbogenkathode. Es ist übrigens unwahrscheinlich oder doch mindestens fraglich, ob bei diesen zuletzt benutzten verdampfenden Kathoden die Elektronenemission glühelektrisch erfolgt, ob es sich hier also wirklich um „thermische“ Bogen handelt, wie wir doch bisher auch für diese Materialien stillschweigend annahmen. Bei Hg, Zn, auch bei Cu u. ä. tritt bei Temperaturen, die eine ausreichende Glühelektronenemission ergeben würden, bereits eine so starke Verdampfung des metallischen Kathodenwerkstoffes ein, daß gegenüber dieser „Siedekühlung“ des kathodischen Brennflecks die Energiezufuhr durch den Ionenhagel weitaus zu klein bleibt; so hoch, daß eine unmittelbar ausreichende Glühelektronenemission erfolgt, kann die Brennflecktemperatur also offensichtlich doch nicht sein. Hier ist die Kathodentemperatur daher auch wahrscheinlich nur so groß, daß eine sehr dichte Wolke verdampften Kathodenmetalls vor dem Brennfleck entsteht; in diesem Dampf bildet sich durch die vielen, eng benachbarten ionisierenden Stöße eine so dichte positive Raumladungswolke, daß diese durch das starke *Feld* zwischen sich und der Kathode die kathodischen Leitungselektronen unmittelbar herausreißt („Autoelektronenemission“, vgl. Vortrag III)¹.

¹ Es gibt, wie hier nachträglich bemerkt werden soll, auch eine *Feld-Glimmkathode*. Dabei ist die Oberfläche einer kalten Glimmentladungskathode mit einer sehr dünnen, schlecht leitenden Schicht bedeckt, deren Außenseite sich positiv auflädt (entweder Einfangen von zur Kathode wandernden positiven Ionen oder

Diese aus der Kathode herausgerissenen „Autoelektronen“ sind es nun wieder, die beim Hindurchschießen durch die dichte Metaldampfwolke vor der Kathode so viel neue Ionen erzeugen, daß diese eine Raumladung aufrechterhalten, wie sie zum Weiterbestehen der Autoelektronenemission aus der Kathode nötig ist. Um diese Raumladungsdichte bilden zu können, scheint das Gas (bzw. der Dampf) vor der Kathode noch dichter sein zu müssen als für eine thermische Bogenkathode. Solche mit Autoelektronenemission arbeitenden Bogen heißen kurz „Feldbogen“; ob ein thermischer oder ein Feldbogen an einem gegebenen Kathodenmaterial entsteht, hängt vermutlich davon ab, ob bei Temperatursteigerung zuerst Elektronenverdampfung (= Glühemission) oder Elektronenverdampfung einsetzt.

3. Säule und Plasma.

Eigenschaften des Plasmas. In allen nicht zu stromschwachen Entladungen werden die im Kathodengebiet — in für den Stromtransport ausreichender Anzahl — gebildeten freien Elektronen zur Anode weitergeleitet durch das sog. „Plasma“, das man, wenn es eine langgestreckte Form hat, auch wohl als „positive Säule“ bezeichnet. Das Plasma ist ein ionisiertes Gas, in welchem sich in der Volumeneinheit stets annähert gleich viel Elektronen und Ionen befinden. Nach außen hin ist es also elektrostatisch (ziemlich) neutral (d. h. annähernd raumladungsfrei: „quasineutral“) etwa wie ein Elektrolyt — der ja ebenfalls positive und negative Ladungsträger in großer, aber untereinander gleicher Konzentration enthält¹ — oder auch wie ein Metall, in dem die Leitungselektronen eingebettet sind in ein Gitter positiver Ionen, das die Elektronenraumladung gerade kompensiert. In der Tat zeigt das Entladungsplasma mit Metallen außerordentliche Verwandtschaft und unterscheidet

Elektronenabgabe durch Photoeffekt oder Sekundäremission). Diese positive Ladung bewirkt an der Oberfläche der metallischen Kathode eine so hohe Feldstärke, daß hierdurch die „metallischen“ Leitungselektronen als Autoelektronen herausgerissen werden, durch die dünne Isolierschicht hindurchfliegen und in den Raum hinein „spritzen“ („Spritzentladung“). Der gleiche Effekt ist bei Kathoden in Photozellen bekannt.

¹ Es ist in diesem Zusammenhang interessant, daß ein vollständig stetiger Übergang von der bekannten elektrolytischen Leitung — beispielsweise von der einer schwachen wäßrigen Lösung von Kochsalz — zu der Plasmaleitung einer Gasentladung möglich ist. Erhitzt man nämlich die richtige Menge der wäßrigen Salzlösung in einem druckfesten Gefäß über die kritische Temperatur hinaus, so daß die Flüssigkeit stetig in die Gasphase übergeht, so bleibt auch in der Gasphase noch ein Teil des Salzes gelöst und dissoziiert, so daß die elektrolytische Leitfähigkeit von der flüssigen Phase zur Gasphase übergeht; schickt man durch diesen „gasförmigen Elektrolyten“ stärkere Ströme, so beginnt ganz allmählich die Ionenvermehrung durch Stoßionisation, die dann schließlich zu einer selbständigen Gasentladung führt. Bei diesem Übergang ist eine scharfe Grenze zwischen elektrolytischer Leitung und Leitung in einem Gasentladungsplasma nicht mehr zu ziehen.

sich wesentlich nur durch zwei Eigenschaften: 1. Die Elektronendichte ist so klein, daß noch keine Gasentartung mit Fermistatistik eintritt, sondern die klassische MAXWELL-BOLTZMANNsche Statistik gilt; 2. die positiven Ionen sind im Plasma in räumlich unregelmäßiger Verteilung vorhanden, nicht, wie beim Metall, in mehr oder weniger regelmäßiger Gitterstruktur. — Genau wie ein Metall zeigt das Plasma auch eine elektrische Leitfähigkeit, indem sich die Gesamtheit der Elektronen im Plasma, den elektrischen Kräften der Elektroden folgend, zur Anode hindurchschiebt. Dabei strömen am kathodenseitigen Ende des Plasmas die im Kathodengebiet gebildeten Elektronen dauernd nach, und die am Anodenende austretenden Elektronen dringen in die Anode ein und fließen als Leitungselektronen im Metall weiter. Da im Plasma die positiven Ionen nicht wie im Metall in einem festen Gitter eingebaut sind, folgen auch sie den Feldkräften, wenn auch, ihrer größeren Masse entsprechend, viel langsamer als die Elektronen. Der dadurch eintretende geringe, aber andauernde Ionenverlust im Plasma wird ersetzt durch eine entsprechende Neuionisation im Plasma selber und im Anodengebiet (s. unten).

Genau wie einem Metall oder einem Elektrolyten kann man dem Plasma-ganzen unabhängig von der Art seiner Entstehung einige *makroskopische* Eigenschaften zuschreiben und aus seiner Struktur erklären; so hat das Plasma als Stoffeigenschaft außer seiner elektrischen Leitfähigkeit z. B. eine — stark frequenzabhängige — Dielektrizitätskonstante, die radiotechnisch wichtig ist im Plasma der hochionisierten oberen Schicht der Atmosphäre („Ionosphäre“, „Heaviside-Schicht“); es hat die Fähigkeit zu elektroelastischen Eigenschwingungen, eine magnetische Suszeptibilität, mechanische Kohäsionskräfte u. a.

Die Sondenmeßmethode von LANGMUIR. Unsere Kenntnis von der Plasmastruktur verdanken wir vor allem J. LANGMUIR und seiner Sondenmeßmethode. Eine Sonde ist eine kleine, in das Entladungsplasma eingeführte Hilfselektrode (Abb. 10), an die eine veränderliche Spannung U — etwa bezogen auf die Kathode der Entladungsstrecke — gelegt wird, wobei die zwischen Sonde und Plasma übergehenden Ströme I gemessen werden. Die „Sondencharakteristik“ $I = f(U)$ ergibt bei entsprechender Auswertung alle wichtigen Plasmakenngrößen, wie z. B. Plasmapotential am Ort der Sonde, Elektronen- und Ionenkonzentration und -geschwindigkeitsverteilung u. a. — Macht man die Sonde genügend negativ gegen das umgebende Plasma, so stößt die Sonde alle Elektronen

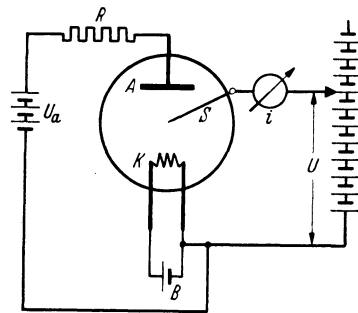


Abb. 10. Schaltung zur Aufnahme einer Sondenkennlinie.

des Plasmas aus ihrer unmittelbaren Umgebung zurück, zieht dagegen die positiven Ionen an: Ionen gelangen mit ihrer $+$ -Ladung an die Sonde, es fließt ein (positiver) Strom in der Richtung Plasma—Sonde. Umgekehrt fliegen auf eine positive Sonde Elektronen zu, so daß dann ein (positiver) Strom in der Richtung Sonde—Plasma fließt. Wegen des großen Massenunterschiedes von Ionen und Elektronen zieht nun aber eine gegen das Plasma positive geladene Sonde viel mehr Elektronen aus dem Plasma, als eine negative Sonde Ionen. Die Sondencharakteristik ist daher stark unsymmetrisch, und diese Unsymmetrie ist der direkte Beweis von der Anwesenheit zahlreicher *freier Elektronen im Plasma*.

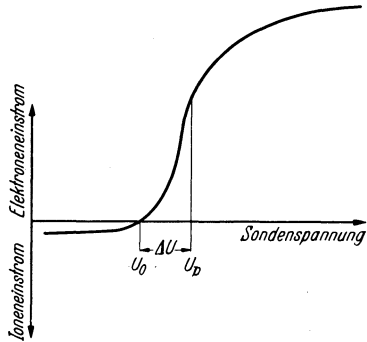


Abb. 11. Sondencharakteristik. U_p Plasmapotential, U_0 Potential der isolierten, stromlosen Sonde, $U = U_0 - U_p$ „Kontaktpotential“ Sonde—Plasma.

Abb. 11 zeigt eine derartige Sondencharakteristik in einem Niederdruckquecksilberbogen. Bei der Spannung $U = U_0$ fließt kein Strom zwischen Sonde und Plasma; das ist also der Wert, auf den sich eine isoliert in das Plasma gebrachte Elektrode auflädt. Bei diesem Potential fliegen gerade gleich viel Ionen wie Elektronen aus dem Plasma auf die Sonde, so daß die Sonde in elektrotechnischer Summierung keinen Strom führt. Das Potential U_0 der Sonde, bei dem dieser Zustand sich einstellt, ist aber keineswegs gleich dem ungestörten Potential

U_p des umgebenden Plasmas. Wenn die Sonde nämlich keine Potentialdifferenz hätte gegen das umgebende Plasma, so würde sie von viel mehr Elektronen getroffen werden als von Ionen; denn die Elektronen sind im Plasma zwar nur ebenso zahlreich vorhanden wie die Ionen („Quasineutralität“), aber sie fliegen wegen ihrer kleinen Masse viel rascher und erreichen deswegen die Sonde in größerer Zahl. Deswegen empfängt eine ungeladene isolierte Sonde zunächst mehr Elektronen als Ionen und lädt sich dadurch etwas negativ gegen das umgebende Plasma auf: Nun werden die Ionen angezogen (der zu kleine Ioneneinstrom also vergrößert) und von den heranfliegenden Elektronen die langsameren zurückgestoßen (der zu große Elektroneneinstrom also verkleinert) — bis sich eben die Gleichheit der die Sonde erreichenden Elektronen- und Ionenmengen eingestellt hat. Die isolierte Sonde — und genau so die Oberfläche eines vom Plasma bespülten Isolators (s. Versuch am Schluß dieses Kapitels) — laden sich demnach um ein ganz bestimmtes „Kontaktpotential“ $\Delta U = U_0 - U_p$ negativ gegen das umgebende Plasma auf. Für $U_0 < U < U_p$ überwiegt der Elektroneneinstrom in die Sonde, trotzdem die Sonde noch negativ gegen das umgebende Plasma geladen ist; infolge der Eigengeschwindigkeit, die die Elektronen im Plasma haben, kann ein mehr

oder minder großer Teil der Elektronen aber die abstoßenden Kräfte der Sonde überwinden („Anlaufstrom“). Die Analyse dieses Teiles der Sondencharakteristik gibt uns daher z. B. Aufschluß über die Zahl und Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Plasma. Ist dagegen $U > U_p$, so werden die Elektronen aus dem Plasma angezogen, und der Strom steigt hier nach anderen Gesetzen an als der Elektronenlaufstrom für $U < U_p$; deswegen zeigt sich bei $U = U_p$ ein „Knick“ in der Sondencharakteristik, der zur Festlegung des Plasmapotential U_p dienen kann.

Das auffallendste Resultat aller Plasmauntersuchungen ist nun, daß die Elektronen im Plasma, in den meisten Fällen sogar mit sehr großer Genauigkeit, unter sich eine MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung haben, das ist die Geschwindigkeitsverteilung, die auch die Moleküle eines gewöhnlichen Gases im Temperaturgleichgewicht annehmen. Die Elektronen des „Elektronengases“ im Plasma stehen untereinander also im thermischen Gleichgewicht, was auf einen starken wechselseitigen Energieaustausch hinweist. Die Temperatur T_e des Elektronengases ist bei Niederdruckentladungen dabei viel höher als die Temperatur T_0 des neutralen Füllgases (T_e geht bis zu 100000° , während T_0 nur einige 100° beträgt!); dabei sind aber diese beiden Gase im Plasma völlig miteinander vermischt, so daß T_e und T_0 zwei gleichzeitig am selben Ort vorhandene, wohldefinierte Temperaturen darstellen! Bei höheren Gasdrücken wird der „Wärmekontakt“ zwischen Elektronengas und Neutralgas wegen der erhöhten Anzahl von Zusammenstößen zwischen Elektronen und Gasmolekülen besser, und der Unterschied zwischen T_e und T_0 wird kleiner. Bei atmosphärischem Druck — etwa in der Säule einer Bogenentladung in Luft — ist der Unterschied $T_e - T_0$ anscheinend schon sehr klein gegen T_0 oder T_e selber; dort befindet sich das ganze Plasma dann annähernd im thermischen Gleichgewicht und ist einer allgemeinen thermodynamischen Behandlung zugänglich.

Gitter im Plasma. Ähnlich wie eine Sonde wirkt auch das Steuergitter in manchen Gasentladungsstrecken, etwa in einem gewöhnlichen gittergesteuerten Stromrichter. Ist dort das Gefäß noch entladungsfrei, so kann genau wie in einem Hochvakuumrohr mit einem negativen Steuergitter zwischen Kathode — etwa einer Glühkathode — und Anode der Elektronenübergang verhindert werden, so daß keine Entladung zündet. Wird das Gitter aber bei brennender Entladung vom Plasma umspült, so werden die Elektronen bei negativer Aufladung des Gitters zwar aus der unmittelbaren Nachbarschaft der Gitterstäbe verdrängt, im Gegensatz zur Hochvakuumentladung werden aber vom Gitter positive Ionen herangezogen, so daß sich zwangsläufig jeder Gitterstab mit einem

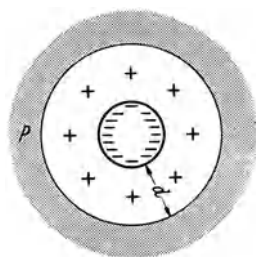


Abb. 12. Raumladungszone positiver Ionen um einen negativ geladenen Gitterstab im Plasma (schematisch).

Pelz von positiven Ionen umgibt (s. die schematisierte Abb. 12). Dieser Ionenpelz hat nun eine ganz bestimmte Dicke d ; sie bestimmt sich so, daß in dieser Ionenschicht gerade ebensoviel positive Ladung sitzt wie auf den Gitterstäben selber negative Ladung. In einem beliebigen Punkt P außerhalb der Ionenschicht erhält deswegen ein Elektron gar keine elektrostatische Beeinflussung durch die Gitterladung mehr, weil sich die negative Ladung des Gitters und die positive Raumladung in der Schicht in ihrer Kraftwirkung gerade genau kompensieren; in P ist das Plasma deswegen so ungestört, als ob das Gitter gar nicht geladen wäre. Die Dicke d der Ionenschicht wächst mit der Höhe der negativen Gitterspannung und ist andererseits um so kleiner, je höher die Ionendichte im Plasma, d. h. je höher der hindurchgehende Strom ist, weil dann auch die positiven Ladungen um den Gitterstab dichter sind und

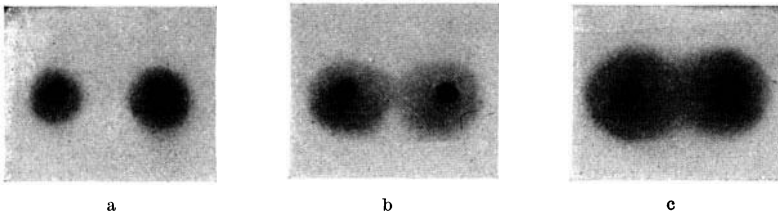


Abb. 13 a bis c. Dunkle Raumladungszonen um Gitterstäbe. a Gitter schwach negativ, b Gitter stärker negativ, c Gitter stark negativ.

ein entsprechend stärkere Abschirmung der negativen Gitterladung bewirken. Bei technisch interessierenden Stromstärken und Gitterspannungen ist die Ionenschicht normalerweise so dünn (0,01 bis 0,1 mm), daß in der Mitte der Gittermaschen immer noch ein ungestörtes Plasma den Entladungsstrom führen kann. Nur wenn z. B. bei sehr schwachen Entladungsströmen oder sehr engen Gittern oder sonstwie in ionenverarmten Gebieten die Ionenschichtdicken so groß werden, daß sie die ganzen Gittermaschen überdecken, nur dann werden die Elektronen überall vom Gitter zurückgestoßen; nur dann kann man eine Entladung durch ein negatives Gitter löschen. Da die Ionenschicht um einen Gitterstab frei von Elektronen ist, findet hier auch keine Lichtanregung statt (vgl. Vortrag V). Eine genügend dicke Ionenschicht ist daher als dunkle Zone zwischen Gitterstab und Plasma sichtbar (Abb. 13).

Die Aufladung des Entladungsrohres durch das Plasma. Ein Glasrohr, in welchem eine positive Säule brennt, muß sich negativ aufladen gegen das sie bespülende Plasma, genau wie es eine isolierte Sonde tut (s. oben). Das zeigt folgender Versuch: Eine lange Säule brennt in einem Gemisch von Neon und etwas Hg-Dampf. Die Quecksilberatome sind als der leichter ionisierbare Bestandteil mit größerer Wahrscheinlichkeit als Ionen, also positiv geladen, vorhanden, und deswegen wandert der ganze Hg-Dampf schließlich zu den negativ geladenen Plasma-

gebieten. Das zeigt sich eindrucksvoll am allmählichen Wandern des blauen Leuchtens des Hg-Dampfes zur Kathode, während gleichzeitig ein wachsender anodenseitiger Teil der Sonde rot leuchtet (Neonlicht, Hg-Dampf bereits fortgewandert). Im mittleren Übergangsbereich zwischen den blau bzw. rot leuchtenden Säulenstücken ist der Kern rot, der Saum blau: Also ist innerhalb eines Querschnittes der wandnahe Teil tatsächlich negativ gegenüber der Achse (Abb. 14).

4. Anodengebiet.

Anodenfall. Die auf die Anode aus dem Plasma zuströmenden Elektronen werden von der Anode aufgenommen und wandern im Metall als Leitungselektronen weiter. Unmittelbar vor der Anode entsteht ein Raum mit einem Unterschub an positiven Ionen, weil diese von der positiven Anode fortgestoßen werden. Genau wie eine positive Raumladung vor der Kathode dort ein verstärktes Spannungsfälle, den Kathodenfall, erzeugt, bildet die überschüssige Elektronenraumladung vor der Anode den analogen *Anodenfall*. In dem Anodenfall werden die Elektronen kurz vor dem Eintritt in die Anode noch einmal besonders beschleunigt und ionisieren hier daher stärker als im Plasma. Die dabei gebildeten positiven Ionen wandern ins Plasma ab und decken damit den dauernden Ionenverlust, den das Plasma durch allmähliches Abwandern der Plasmaionen zur Kathode erleidet. Da diese Ionenabwanderung aber gering ist gegen die Elektronenströmung im Plasma, brauchen im Anodenfallraum auch nur wenig Ionen zum Ersatz nachgeliefert zu werden; der Anodenfall ist daher meist nur gering.

Die Anode wird durch den Elektroneneintritt erwärmt, und zwar sowohl durch die kinetische Energie der ankommenden Elektronen, wie auch durch die beim Elektroneneintritt frei werdende „Eintrittsarbeit“ (= Kondensationswärme der Elektronen, gegenüber der an der Glühkathode aufzuwendenden Verdampfungswärme = Austrittsarbeit der Elektronen). Daher leuchtet z. B. die Anode eines Kohlelichtbogens heller als die Kathode (s. auch oben Versuch 5). Wenn in einer genügend stromstarken Entladung eine heiße Anode an irgendeiner Stelle verdampft bzw. Gas abgibt, so erfolgt in dem davor liegenden Gebiet größerer Gasdichte auch eine besonders dichte Bildung positiver Ionen durch die im Anodenfall beschleunigten Elektronen. Diese Ionen lenken durch ihre positive Ladung die aus dem Plasma nachströmenden Elektronen vorzugsweise in diese Zone, so daß die heiße verdampfende Anodenstelle auch weiterhin von besonders viel auftreffenden Elektronen erhitzt wird



Abb. 14.
Gasentmischung
von Ne und Hg-
Dampf im elek-
trischen Feld.

und daher weiter Dampf abgibt. Deswegen zieht sich bei verdampfender Anode eine genügend stromstarke Entladung zu einem Anodenbrennfleck zusammen.

Röntgenstrahlerzeugung. Liegt an der Anode eine sehr hohe positive Spannung, so prallen die Elektronen mit großer Energie auf die Anode auf und können dabei Röntgenstrahlung erzeugen. Da man sehr große

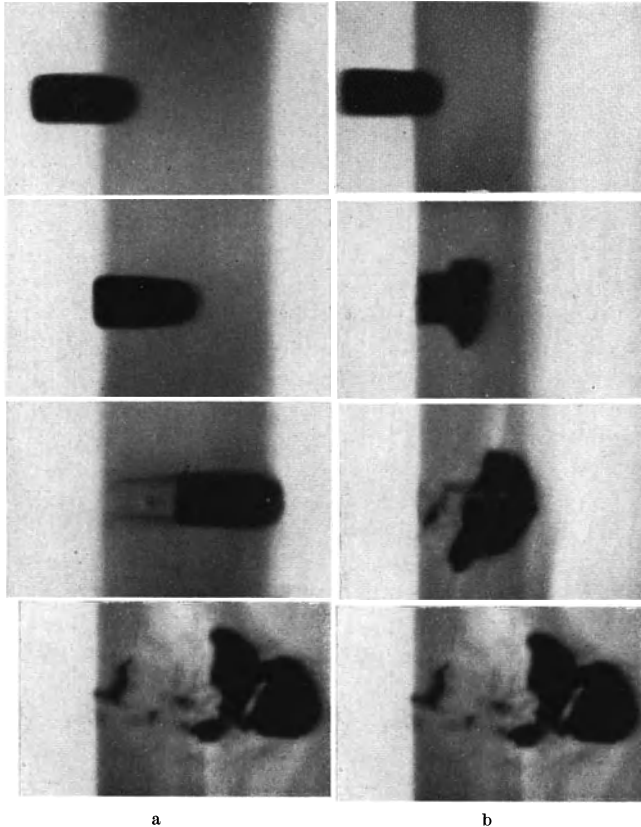


Abb. 15 a und b. Röntgenaufnahmen vom Durchschießen eines Holzbrettes mit einem Kleinkaliber-Bleigeschoß. a weiches Holz (Erle), b hartes Holz (Weißbuche).

Elektronenmengen aus einem Plasma auf die Anode ziehen kann, ist die Erzeugung einer sehr intensiven Röntgenstrahlung möglich, was jedoch aus thermischen Gründen nur sehr kurzzeitig geschehen kann. Entlädt man z. B. einen hochgeladenen Kondensator über ein Quecksilberentladungsgefäß, so erhält man einen Röntgenlichtblitz von etwa $1 \cdot 10^{-6}$ s Dauer, der z. B. ziemlich scharfe Röntgenmomentaufnahmen fliegender Geschosse zu machen erlaubt (Abb. 15), Aufnahmen, die also das unmittelbare Gegenstück sind zu den schon lange bekannten Schattenaufnahmen im sichtbaren Licht.

V. Strahlungsanregung von Gasen und festen Körpern.

Von

R. FRERICHS.

1. Die Strahlungsanregung der Gase.

Die Untersuchung des Energieaustausches zwischen langsamen Elektronen und Gasatomen geht in ihren Ursprüngen auf LENARDS Versuche aus dem Jahre 1902 zurück. LENARD hat damals zuerst gezeigt, daß in Luft, Kohlensäure und Wasserstoff von geringem Druck beschleunigende Spannungen von mindestens 11 V zur Bildung positiver Ionen durch Elektronenstoß notwendig sind. Da bei möglichst vollkommenem Auspumpen der Apparatur mit einer Quecksilberpumpe stets die gleiche kritische Spannung von 11 V auftrat, vermutete LENARD bereits, daß bei diesen Versuchen die restlichen Dämpfe die positiven Träger geliefert hatten. Heute wissen wir, daß bei 10,39 V beschleunigender Spannung Elektronen im Quecksilberdampf einfach positiv geladene Ionen bilden.

Diese Versuche sind der Ausgangspunkt unserer heutigen Kenntnis der Vorgänge beim Stoß zwischen Elektronen und Atomen oder Molekülen. Sie führten zur heutigen Atomtheorie. Gleichzeitig bilden sie auch den Beginn eines tieferen Verständnisses der Leuchterscheinungen, die heute in den Gasentladungen weitgehend technisch ausgenutzt werden.

Elastische Zusammenstöße zwischen Elektronen und Atomen. Durch zahlreiche experimentelle Untersuchungen ist festgestellt worden, daß Elektronen, deren Geschwindigkeit unter einem bestimmten Grenzwert liegt, beim Zusammenstoß mit den Atomen eines Gases wie elastische Kugeln reflektiert werden. Die Elektronen erleiden dann bei jedem Stoß einen Energieverlust, dessen Durchschnittswert nach den Regeln des elastischen Stoßes aus dem Massenverhältnis Elektron:Atom berechnet werden kann. Wegen der geringen Elektronenmasse ist dieser Energieverlust sehr klein, er nimmt mit steigender Masse des Atoms ab und beträgt z. B. für Ne $5,45 \cdot 10^{-5}$ und für Argon $2,76 \cdot 10^{-5}$ [131] der kinetischen Energie des Elektrons. Der Energieverlust hängt außer von den Massen ebenfalls von Größe und Richtung der relativen Geschwindigkeit der stoßenden Teilchen ab, und er erreicht bei zentralem Stoß ein Maximum.

Wegen der zahlreichen Zusammenstöße überlagert sich der Fortschreitungs geschwindigkeit in Richtung des Feldes eine unregelmäßige Bewegung, so daß der wirklich zurückgelegte Weg des Elektrons sehr vergrößert wird. Das Verhältnis des Umweges zu dem direkten Weg läßt sich messen, es beträgt z. B. für Ne von 1 mm Druck und 0° C und einer Feldstärke von 1 V/cm: 271 und für Argon unter gleichen Bedingungen: 381 [131]. Dieser *Umwegfaktor* erlangt bei den Anregungsvorgängen in technischen Lichtquellen Bedeutung.

Unelastische Zusammenstöße zwischen Elektronen und Atomen. Sobald die Energie der Elektronen einen gewissen Grenzwert überschreitet, verläuft der Zusammenstoß zwischen Atomen und Elektronen nicht mehr elastisch. Die kinetische Energie des Elektrons wird in quantenhaft aufgenommene potentielle Energie des getroffenen Atoms verwandelt und kann als Lichtquantum abgestrahlt werden. Es ist das erste Ziel der Untersuchung der unelastischen Zusammenstöße zwischen Elektronen und Atomen, die Elektronengeschwindigkeit festzulegen, bei der dieser Energieübergang erfolgt.

Zu derartigen Messungen sind eine große Zahl von Anordnungen ausgearbeitet worden, die sich an die älteren Untersuchungen von LENARD, RAU, GEHRCKE und SEELIGER [79, 104] anschließen. FRANCK und HERTZ [38] brachten 1912 zuerst diese Messungen in Zusammenhang mit der damals gerade aufgestellten BOHRschen Theorie der Spektren und fanden die überraschend einfachen Beziehungen zwischen den unelastischen Zusammenstößen und den Spektrallinien der Atome. In der Folgezeit nahmen derartige Messungen einen außerordentlich großen Umfang ein, und das ganze periodische System der Elemente und ihrer Ionen ist heute nach dem Auftreten unelastischer Zusammenstöße mit Elektronen weitgehend durchforscht.

Man kann die dabei angewandten Verfahren in zwei Gruppen einteilen. Bei der ersten Gruppe wird durch rein elektrische Messungen der *Energieverlust* des stoßenden Elektrons bestimmt, bei der zweiten Gruppe wird der *Energiegewinn* der Atome aus der Anregung und der darauf folgenden Lichtemission entweder photoelektrisch oder spektroskopisch nachgewiesen. Von diesen ist die erste Gruppe meist einfacher und empfindlicher, denn die durch Elektronenstoß hervorgerufene Lichtemission liegt in vielen Fällen in Spektralbereichen, die nur schwierig der Untersuchung zugänglich sind, wie z. B. bei den kurzwelligen Linien der Edelgase.

Wir wollen hier jedoch vorwiegend auf die zweite Gruppe eingehen, da sie in unmittelbarer Weise die durch den Elektronenstoß am getroffenen Atom hervorgerufenen Anregungsvorgänge nachzuweisen gestattet und die optischen Nachweismethoden der unelastischen Elektronenstöße die Brücke zu dem Verständnis der in dem letzten Vortrag dieser Reihe zu behandelnden Gasentladungslampen bilden.

Nach der Quantentheorie gilt für das stoßende Elektron die Gleichung $\frac{mv^2}{2} = eU = h\nu$. Nach dieser Beziehung entspricht ein Elektron, das die Spannung 1 V frei durchlaufen hat, 8110 cm^{-1} Wellenzahleneinheiten¹.

Das Energieschema. Nach der ursprünglichen anschaulichen BOHRschen Quantentheorie des Atombaus bewegen sich die Elektronen auf geschlossenen Bahnen um den Atomkern. Eine jede Bahn ist durch bestimmte Werte der kinetischen und potentiellen Energie des betreffenden Elektrons gekennzeichnet². Die Anregung des Atomspektrums kommt nun so zustande, daß ein Elektron, meist das äußerste, das als „Leuchtelektron“ bezeichnet wird, von einer Bahn auf eine andere übergeht. Die dabei frei werdende Differenz der Energiewerte des Elektrons in den beiden Bahnen $E_1 - E_2$ wird nach der BOHRschen Hypothese als Lichtquantum ausgestrahlt: $E_1 - E_2 = h\nu$.

Es ist die Aufgabe der Spektralanalyse, aus den einzelnen Spektrallinien der Frequenz ν die zugehörigen Energiewerte E , die man auch als Terme bezeichnet, zu bestimmen. Diese Aufgabe wird dadurch erleichtert, daß nach dem von RITZ empirisch aufgefundenen *Kombinationsprinzip* jede Differenz zwischen zwei derartigen Energiewerten E_i und E_k eine mögliche Spektrallinie nach der Gleichung $E_i - E_k = h\nu$ geben kann.

Man gewinnt nun ein anschauliches Bild über die Zusammenhänge in einem Spektrum, wenn man in einem Diagramm die einzelnen Energiewerte als Energiestufen einträgt und dann die Spektrallinien durch Verbindungslinien derjenigen Energiestufen kennzeichnet, deren Differenz gerade nach der BOHRschen Beziehung die betreffende Linie ergibt.

Ein solches Energiediagramm oder auch Termschema für das Spektrum des Quecksilberatoms ist in der Abb. 1 dargestellt. Auf der linken Seite befindet sich eine Energieskala in Volt, die den Energieinhalt der einzelnen Stufen nach der Gleichung $eU = h\nu$ vom Grundzustand $U = 0$ gerechnet darstellt. Der Grundzustand ist der Energiezustand des unangeregten neutralen Atoms. Auf der rechten Seite befindet sich eine Skala in Wellenzahleneinheiten, wobei 1 V 8110 Wellenzahleneinheiten entspricht. Die eingetragenen Verbindungslinien zwischen den einzelnen Energiestufen geben die Spektrallinien wieder. Die Energiestufen selbst sind zu einzelnen Gruppen zusammengefaßt, die sich durch die angeschriebenen Symbole S , P , D , F sowie die angefügten Indizes, die „Quantenzahlen“, unterscheiden. Nicht alle nach dem obengenannten Kombinationsprinzip möglichen Übergänge zwischen zwei Energiestufen treten auf, es gibt bestimmte Auswahlregeln, die die Zahl der möglichen

¹ Wellenzahleneinheiten bedeuten dabei in der bei der Spektroskopie üblichen Weise den reziproken Wert der Wellenlänge bzw. die Zahl der Schwingungen je cm Weglänge.

² Es ist in diesem Zusammenhang weder möglich noch notwendig, auf die quantenmechanische Darstellung des Atombaus einzugehen.

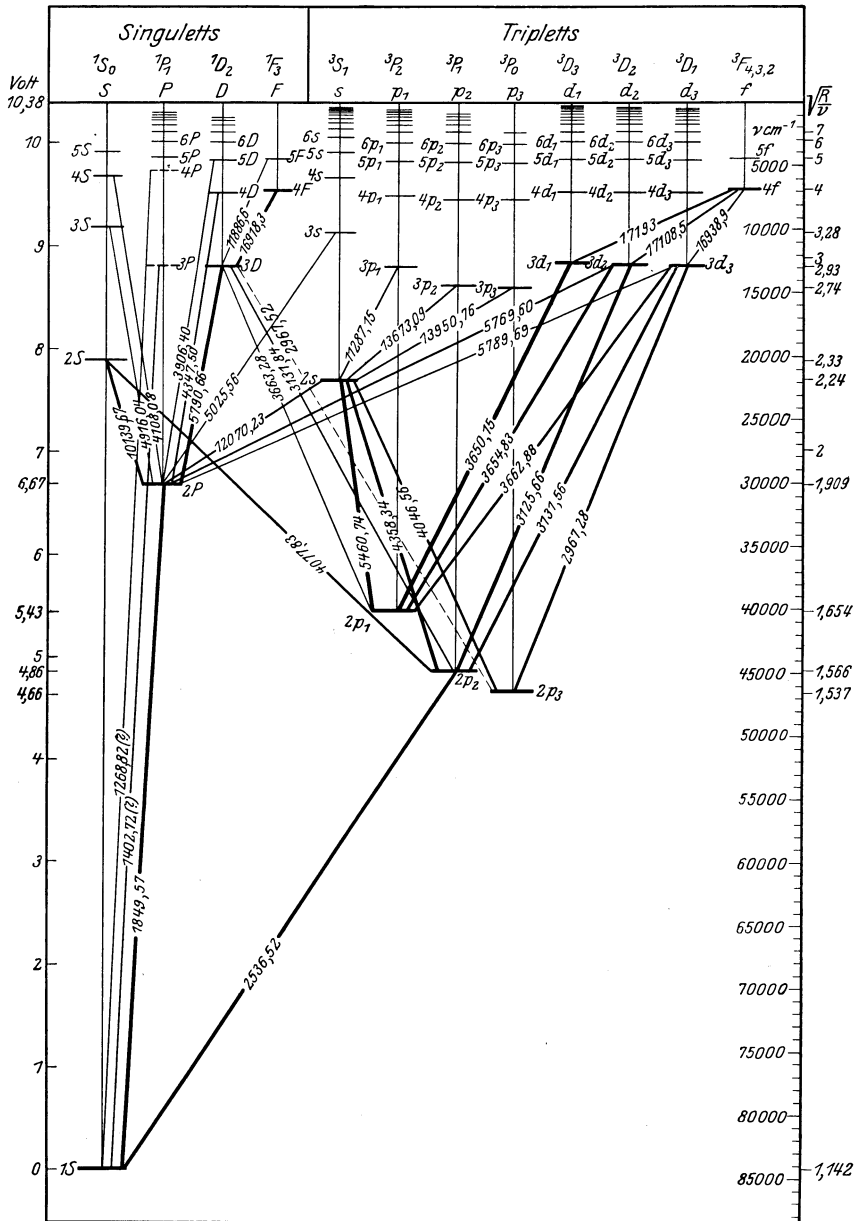


Abb. 1. Termschema des Quecksilberatoms [52].

Übergänge einschränkt. In diesem Zusammenhang ist es nicht notwendig, auf die Bedeutung der Quantenzahlen sowie auf die Auswahlregeln näher einzugehen.

Anregung der Resonanzlinie durch Elektronenstoß. Die Abb. 1 zeigt, daß die nächsthöhere Energiestufe des Quecksilberatoms ungefähr 5 V oberhalb des Grundzustandes liegt. In dieser Höhe liegen drei mit P_1 ,

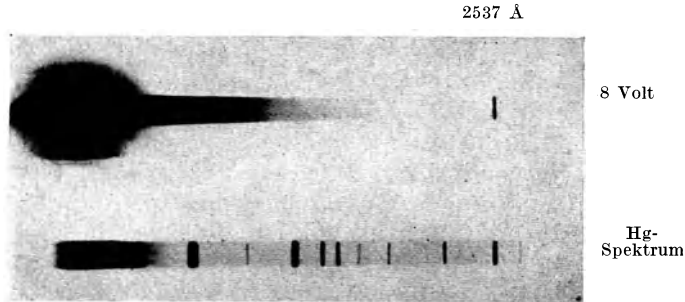


Abb. 2. Anregung der Resonanzlinie 2537 Å des Quecksilberatoms nach FRANCK und HERTZ [38].

P_2 und P_3 bezeichnete Zustände. Nach den erwähnten Auswahlregeln kann nur der Übergang aus dem Zustand P_2 in den Grundzustand eine Spektrallinie ergeben, die die Wellenlänge 2537 Å hat und als Resonanzlinie¹ des Quecksilberatoms bezeichnet wird. Steigert man also an einer Elektronenstoßanordnung die beschleunigende Spannung bis zum Werte 4,86 V, so muß in Quecksilberdampf diese einzelne ultraviolette Linie auftreten (Abb. 2).

Dieser grundlegende Versuch der Anregung der Hg-Linie 2537 läßt sich in leichter Abänderung der FRANCK-HERTZschen Anordnung vor einem großen Auditorium in folgender Weise vorführen² (Abb. 3). In dem Glaskolben (90 mm Dmr., 300 mm Länge) befindet sich in der Achse eine ausgedehnte, indirekt geheizte Oxydkathode (3 mm Dmr., 165 mm Länge), die nach Art der Kathoden der Radoröhren aus einem mit Erdalkalioxyden bestrichenen Nickelrohr besteht³, das durch eine eingeschobene und von dem Nickelrohr isolierte Wolframheizwendel erhitzt wird.

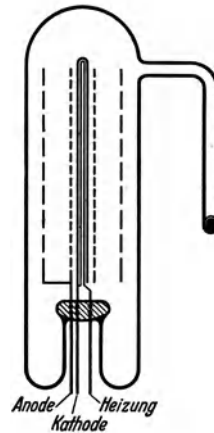


Abb. 3. Elektronenstoßröhre zur Demonstration kritischer Spannungen.

Infolge der indirekten Heizung befindet sich die Oberfläche dieser Großflächenkathode auf einem genau definierten Potential, so daß der

¹ Bei Einstrahlung dieser Linie in Quecksilberdampf niedrigen Druckes wird dieser zur verlustlosen Reemission dieser Linie angeregt. Man betrachtete diesen Vorgang früher als eine Art *Resonanzvorgang* zwischen der Strahlung und dem Atom und bezeichnete derartige Linien daher als *Resonanzlinien*.

² Da derartige Anordnungen zur Demonstration der Anregungsspannungen vor einem großen Auditorium bisher nicht beschrieben sind, werden die Einzelheiten der benutzten Röhren etwas ausführlicher auseinandergesetzt.

³ Einzelheiten über Oxydkathoden s. z. B. [35].

Potentialabfall am Heizdraht nicht störend wirkt. Die Kathode ist von zwei Gittern, einem engeren und einem weiteren, umgeben, die zwischen sich einen annähernd feldfreien Raum einschließen und zusammen die Anode bilden¹.

Der Kolben ist ferner innen mit einer Schicht eines mit Mangan aktivierten *Zinksilikatphosphors* überzogen, dessen Erregungsmaximum gerade mit der Linie 2537 Å zusammenfällt. Legt man nun eine variable Spannung zwischen Kathode und Anode, so muß bei Erreichung einer bestimmten Spannung die Emission der ultravioletten Linien einsetzen und an dem Aufleuchten des Phosphors erkennbar werden. Bei dieser Anordnung stimmt jedoch die Spannung nicht völlig mit dem Wert 4,86 V überein. Zunächst ist bei dem Gebrauch von Glühkathoden ebenso wie auch bei lichtelektrischen Kathoden die genaue Geschwindigkeit der Elektronen zwischen Anode und Kathode im allgemeinen nur bis auf eine additive Konstante festgelegt, die von dem Kontaktpotential des Systems *Kathode—Anode* herrührt. Dieses Kontaktpotential, das sich aus den Austrittsarbeiten der Kathode und Anode — unter Berücksichtigung der Vorzeichen — zusammensetzt, beträgt bei einer derartigen Anordnung etwa 2 V. Um diesen Wert ist die angelegte Spannung zu korrigieren, um den richtigen Wert, der Anregungsspannung zu bestimmen. Das Kontaktpotential läßt sich gesondert bestimmen, und bei einem Demonstrationsversuch wird zweckmäßig das Voltmeter um diesen konstanten Betrag von 2 V durch Nullpunktverschiebung korrigiert.

Zweitens verlassen die Elektronen die Glühkathode bereits mit einer gewissen Geschwindigkeit. Bei einer Kathodentemperatur von 1000° abs. besitzen bereits 4% der Elektronen eine Austrittsgeschwindigkeit von 0,44 V [51]. Bei genauen Messungen kann man diese beiden Korrekturen: Kontaktpotential und Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen durch Eichung der Anordnung mit einem Gase bekannten Anregungspotentials bestimmen.

Schließlich bewirkt die Raumladung, die sich in derartigen Anordnungen unmittelbar vor der Kathode ausbildet, daß bei niedrigen Spannungen nur ein sehr kleiner Elektronenstrom fließt. Mit einem Kunstgriff, der von HERTZ herrührt, kann man die Raumladung durch Zusatz geringer Mengen eines leicht ionisierbaren Gases kompensieren. Wenn bei der benutzten Spannung bereits einige wenige Ionen dieses Zusatzes vorhanden sind, so genügen sie, um bei ihrer gegenüber den Elektronen sehr kleinen Beweglichkeit die Raumladung zu kompensieren. In dem vorliegenden Versuch ist deshalb in dem Rohr außer dem Quecksilber noch eine geringe Menge Zäsium enthalten, das diese Bedingungen erfüllt. Die notwendigen Dampfdrucke des Quecksilbers und Zäsiums

¹ Maschenweite der Gitter beliebig, jedoch zweckmäßig nicht zu klein, damit der Lichtdurchtritt nicht gehindert wird.

werden durch eine leichte Heizung des Rohres auf ungefähr 100°C eingestellt.

Der Versuch ergibt, daß bei einer Spannung von 5 V der Leuchtstoff aufleuchtet, ohne daß nennenswerte sichtbare Lichtemission des Quecksilberdampfes vorhanden ist.

Dieser Versuch ist von so großer Bedeutung, weil man früher vielfach angenommen hatte, daß Lichtemission nur dann eintritt, wenn ein ionisiertes Atom ein Elektron einfängt und anlagert.

Man kann ebenfalls die Ionisierung des Quecksilberdampfes mit einem zweiten, gleich gebauten Rohr ohne Zäsiumzusatz zeigen. Dann verhindert die Raumladung so lange die Ausbildung einer lichtstarken Entladung, bis einige Quecksilberionen vorhanden sind. Es tritt bei derjenigen Spannung ein größerer Strom auf, verbunden mit stärkerem Aufleuchten des Phosphors, bei der bereits einige Quecksilberionen gebildet werden. Der Versuch ergibt, daß über 10,4 V ein starker Stromdurchgang stattfindet, so daß wir diesen Wert als Ionisierungsspannung des Quecksilbers bezeichnen können.

Diese Versuche an Quecksilber zeigen also zweierlei. Erstens wird eine einzelne ultraviolette Linie, die Resonanzlinie des Quecksilberatoms, bei der durch die angeschriebene Gleichung gegebenen Spannung angeregt. Zweitens tritt beim Erreichen der Ionisierungsspannung infolge der starken Ionenbildung eine starke Steigerung des Stromes ein, die ebenfalls an der beträchtlichen Vermehrung der Intensität der ultravioletten Linie mit Hilfe des Leuchtstoffes nachzuweisen ist.

Anregung höherer Linien. Man hat nun lange Zeit angenommen, daß zwar die Resonanzlinie bei der notwendigen Spannung auftritt, daß aber die höheren Linien erst dann erscheinen, wenn das Atom vollständig ionisiert ist und darauf eine *Wiedervereinigung* des Ions und Elektrons eintritt. Die ersten Versuche, höher angeregte Linien durch Steigerung der Elektronengeschwindigkeit anzuregen, bestätigten diese Annahme. Aber vor allem HERTZ konnte zeigen, daß ein Spektrum stufenweise angeregt und Linie für Linie entwickelt werden kann, wenn man dafür sorgt, daß die Störungen infolge Raumladungen durch Benutzung geringer Stromdichten vermieden werden.

Zur Demonstration der Anregung höherer Linien eignen sich am besten die Edelgase He, Ne, Ar¹, da bei ihnen die Farbunterschiede bei den einzelnen angelegten Spannungen am auffälligsten sind. Die benutzten Röhren stimmen bis auf den fehlenden Leuchtstoffüberzug mit dem bereits beschriebenen Rohr überein. Sie enthalten die Edelgase und in einem Seitenansatz je einen Tropfen Quecksilber. Der Dampfdruck des Quecksilbers wird durch Eintauchen des Ansatzes in ein Kältebad von schmelzendem Eis, Kältemischung oder den in einem Vakuummantelgefäß

¹ Bei Krypton und Xenon sind die Farbunterschiede gering.

oberhalb der flüssigen Luft befindlichen kalten Dampf eingetaucht. Die Einstellung der richtigen Temperatur ist sehr wichtig. Ist der Quecksilberdampfdruck zu groß, gelingt es nicht, die Spannung am Rohr bis zur Ionisierungsspannung zu steigern, ist er zu gering, so fließt unterhalb der Ionisierungsspannung kein merklicher Strom durch das Entladungsrohr. Der günstigste Edelgasdruck beträgt: He 0,07 mm, Ne 0,16 mm, Ar 0,10 mm. Das Argonrohr ergibt bei einer Spannung von 14,5 V zunächst eine blauviolette Emission und schlägt dann bei 15 V in eine rötliche Farbe um, wobei intensive rote Linien auftreten (Abb. 4).

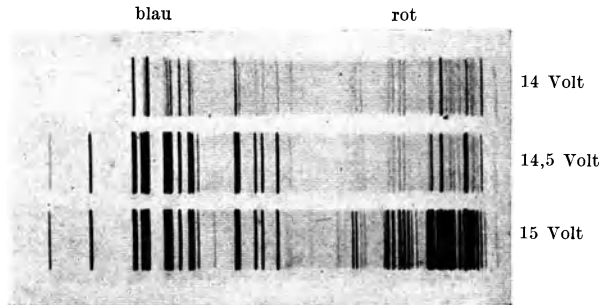


Abb. 4. Anregung der Argonlinien durch Elektronenstoß.

Im Neonrohr ist die Entladung bei 18 V zunächst rot und schlägt bei 19 V in die charakteristische gelbrote Farbe um. Die Heliumentladung ist bei 23 V zunächst gelb und nimmt bei 23,7 V eine grünliche Farbe an.

Diese Anregungsspannungen liegen sehr hoch, offenbar viel höher als man nach der Gleichung $eU = h\nu$ erwarten sollte. Daraus folgt, daß diese Linien nicht durch direkte Anregung aus dem Grundzustand des unangeregten Atoms entstehen, wie etwa die Hg-Linie 2537, sondern daß die Ausgangszustände bereits hoch angeregt sind. In ähnlicher Weise wie bei Quecksilber erhalten wir bei den Edelgasen zunächst unsichtbare ultraviolette Strahlung, die aber jetzt entsprechend der hohen Anregungsspannung bei sehr kurzen Wellenlängen liegt. Auf Grund derartiger Anregungsversuche hat man mit den Hilfsmitteln der Vakuumspektroskopie nach diesen Linien gesucht und sie genau bei den aus den Anregungspotentialen folgenden Wellenlängen gefunden¹.

Durch diese Versuche ist bewiesen, daß jeder durch die Gesetze der Quantentheorie erlaubte Übergang im Termsystem auftreten kann,

¹ Der Nachweis der Anregung der Resonanzstrahlung des Neons bei 743 bzw. 734 Å eignet sich z. B. als Demonstrationsversuch bei Verwendung eines der beschriebenen Entladungsrohre, das Neon von 0,1 mm, als ionenbildenden Zusatz Argon von sehr geringem Druck sowie einen Innenbelag aus einem für die Neonresonanzstrahlung empfindlichen Zinksilikatphosphor enthält. Über derartige Phosphore siehe [110].

Tabelle 1. Anregungsspannungen der Edelgase.

Gas	Linie Å	Anregungs- spannung V	Gas	Linie Å	Anregungs- spannung V	
Helium . . .	584,4	21,12	Argon . . .	1048	11,8	
	6678	23,0		1066	11,6	
	5876	23,0		7353	14,75	
	5048	23,6		6367	15,05	
	5016	23,1		4522	14,38	
	4922	23,7		4251	14,38	
	4713	23,6		Ionisation	15,86	
	4471	23,7		Krypton . .	1165	10,6
	4438	24,0			1236	10,0
	4387	24,0			sichtbare Linien	11,2—12,1
Ionisation	24,47	Ionisation	13,9			
Neon. . . .	735	16,8	Xenon . . .	1296	9,5	
	746	16,6		1469	8,5	
	6506	18,5		sichtbare Linien	9,5—11,5	
	6402	18,2		Ionisation	12,0	
	6143	18,6	Emanation .	1452	8,5	
	5852	18,9		1786	6,9	
	Ionisation	21,47		sichtbare Linien	8,5—10,5	
				Ionisation	10,7	

wenn der obere Ausgangsterm durch die Anregung erreicht ist. Es gibt also ein *Anregungsspektrum* im Gegensatz zu der Annahme, daß die Emission höherer Linien stets mit Ionisierung verbunden ist.

Metastabile Zustände. In bestimmten Fällen, z. B. in dem Spektrum des Quecksilbers und der Edelgase, gibt es Zustände, von denen kein nach den Quantengesetzen erlaubter Übergang in den Grundzustand erfolgen kann. In dem Schema Abb. 1 verhalten sich so z. B. die mit 3P_0 und 3P_2 bezeichneten Zustände. Man bezeichnet diese als metastabile Atomzustände. Ein metastabiles Atom hat eine verhältnismäßig große Verweilzeit von der Größenordnung 0,01 s, bevor es durch Stöße entweder unter Energieabgabe in ein stabiles Atom im Grundzustand oder unter Energieaufnahme in ein höher angeregtes Atom übergehen kann. Die große Bedeutung der metastabilen Zustände für die Vorgänge der Lichtanregung beruht vor allem darauf, daß ein metastabiles Atom nur einer geringen Energieaufnahme bedarf, um es in einen höher angeregten Zustand zu versetzen, aus dem es dann unter Emission sichtbaren Lichtes in andere energetisch geeignet liegende Zustände übergehen kann.

Ionisierungsspannung. Bei Erreichung der Ionisierungsspannung ist das ganze Spektrum ausgebildet. Den genauen Wert der Ionisierungsspannung bestimmt man im allgemeinen nicht aus dem Auftreten des

vollständigen Spektrums. Dazu lassen sich vielmehr leicht elektrische Methoden verwenden. Die erwähnten Versuche mit Quecksilberdampf ohne Zäsiumzusatz haben ja gezeigt, daß bei einer Überschreitung der Ionisierungsspannung ein starker Anstieg des Stromes stattfindet. Schon wenige positive Ionen genügen bei ihrer kleinen Beweglichkeit, um durch Verringerung der Raumladung diesen Stromanstieg zu bewirken. Bei diesen Messungen ist es sehr wichtig, daß die untersuchten Gase völlig rein sind, denn geringe Mengen von leichter ionisierbaren Gasen würden den Anstieg schon bei viel geringeren Spannungen ergeben.

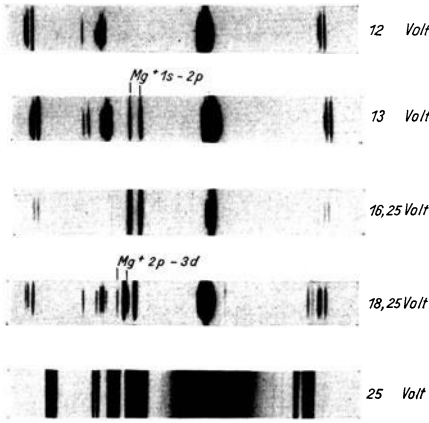


Abb. 5. Anregung der Linien des ionisierten Magnesiumatoms.

Dies wird in besonders deutlicher Weise durch die erwähnten Versuche von LENARD bewiesen.

Anregungsversuche an ionisierten Atomen lassen sich ungestört durchführen als an neutralen Atomen (Abb. 5). Denn bei der Überschreitung der Ionisierungsspannung sind genügend Ionen vorhanden, so daß die genannten Störungen durch Raumladungen sich nicht mehr bemerkbar machen können und ebenfalls ein Zusatz von Hg oder dergleichen nicht notwendig ist. Dagegen ist die Beobachtung der Linien dadurch erschwert, daß erstens die

Linien des neutralen Atoms viel intensiver als die Ionenlinien sind und sie vielfach überstrahlen und zweitens die niedrig angeregten Linien des ersten Funkenspektrums meist im äußersten Ultraviolett liegen und daher nur mit den umständlichen und lichtschwachen Anordnungen der Vakuumspektroskopie zu beobachten sind. Derartige Messungen erfordern stets eine sehr sorgfältige Diskussion, da insbesondere bei stärkeren Strömen und nicht sehr niedrigen Drucken außer einer direkten Anregung der Linien des Ions ebenfalls eine stufenweise Anregung auftreten kann, indem ein Atom durch einen Stoß ionisiert und durch einen zweiten Stoß dann dieses Ion angeregt wird.

Anregung innerer Elektronen. Bei der Steigerung der anregenden Spannung über die Ionisierungsspannung hinaus tritt im allgemeinen eine Loslösung des Leuchtelektrons des verbleibenden Ions ein. Wenn jedoch die Anregung des zweiten Elektrons einsetzt, bevor das erste Elektron aus dem Atomverband entfernt ist, dann treten Spektrallinien auf, die einem gleichzeitigen Übergang zweier Elektronen entsprechen. Die zugehörigen oberen Terme liegen dann in der BOHR-GROTTRIANschen Darstellung oberhalb der Grenze der Termreihen, sofern die Anregungsenergie

der beiden Elektronen zusammen größer als die Ionisierungsenergie ist. Diese Terme heißen negative Terme, da sie in der üblichen Bezeichnung jenseits der mit Null bezeichneten Grenze des Termsystems liegen. Solche Terme sind aus den dazugehörigen Übergängen bei Sauerstoff [40], Aluminium [95] und einigen anderen Elementen beobachtet worden. Ihre Werte liegen bis zu 15000 cm^{-1} oberhalb der Ionisierungsenergie. Man kann also einem Atom unter Umständen eine um 2 V größere Energie als der Ionisierungsspannung entspricht, zuführen, ohne daß das Atom ionisiert wird. Bei weiterer Steigerung der zugeführten Anregungsenergie durch Elektronenstoß findet eine Loslösung des einen Elektrons statt. Durch Einstrahlung kontinuierlichen kurzwelliges Lichtes, z. B. in Quecksilberdampf, gelang es jedoch, Anregung innerer Elektronen bis zu 13000 cm^{-1} also 17 V oberhalb der Ionisierungsgrenze zu erreichen [7]. Während sich die Energieabgabe des Elektrons in dem Auftreten einer Emissionslinie äußert, wird bei der Energieaufnahme des Elektrons eine schmale Linie aus dem erregenden kontinuierlichen Spektrum absorbiert.

Wiedervereinigungsleuchten.

Wenn ein schnelles Elektron von der Energie $\frac{mv^2}{2}$ mit einem Ion vereinigt wird und in den Grundzustand gelangt, dann muß nach sinngemäßer Erweiterung der BOHR'schen Vorstellungen die Ionisierungsenergie des Atoms, vermehrt um

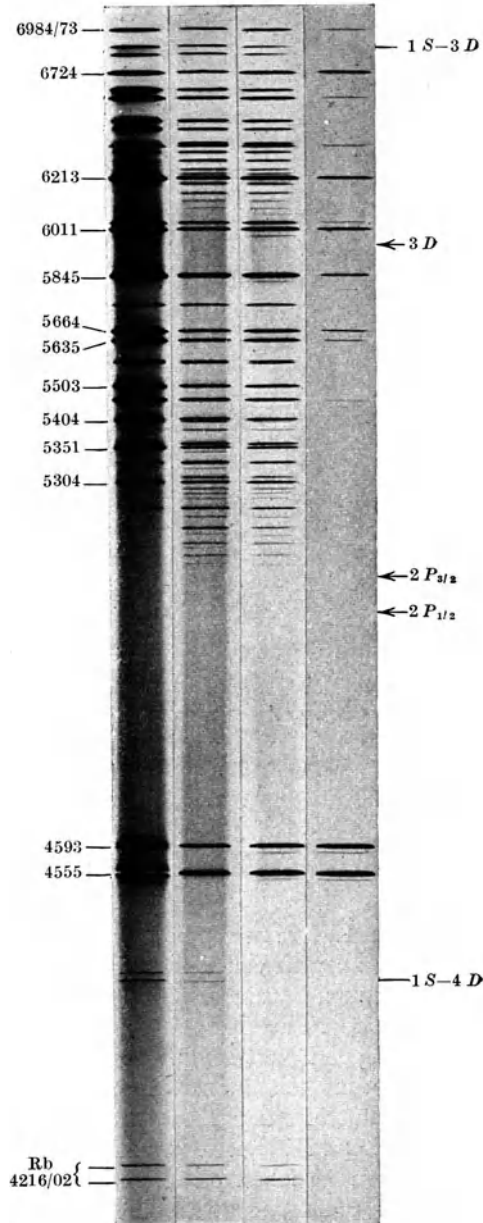


Abb. 6. Wiedervereinigungsspektrum des Cäsiums in der positiven Säule in Neon und Zäsium [75].

die kinetische Energie des Elektrons, als Lichtquantum ausgestrahlt werden:

$$h\nu = h\nu_{Gr} + \frac{mv^2}{2} \quad (\nu_{Gr} = \text{Serien-grenze}).$$

Da die kinetische Energie des Elektrons alle möglichen Werte annehmen kann, nimmt ebenfalls ν beliebige Werte an. Betrachtet man zahlreiche derartige Prozesse, so überlagern sich die einzelnen, voneinander verschiedenen Frequenzen zu einem kontinuierlichen Spektrum, dessen

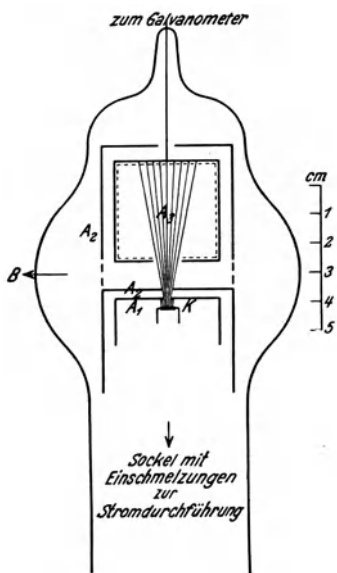


Abb. 7. Anordnung zur Messung der Anregungsfunktionen nach HANLE [57].

Intensitätsverteilung von der Geschwindigkeitsverteilung der eingefangenen Elektronen abhängt. Je nachdem das Elektron sich in den Grundterm oder in den Ausgangsterm einer Serie anlagert, wird das Kontinuum sich an die verschiedenen Seriengrenzen anschließen. Diese Grenzkontinua lassen sich z. B. gut in Glühkathodenentladungen bei einigen Ampere Stromstärke und Dampfdrucken zwischen 1 und 100 mm Hg beobachten, sie sind bei einer großen Zahl von Elementen gefunden worden (Abb. 6)¹.

Anregungsfunktion. Bei den elektrischen bzw. optischen Methoden zur Bestimmung der Anregungsspannungen erhält man im wesentlichen die gleichen Werte, so daß die Resultate der verschiedenen Meßmethoden ohne weiteres miteinander verglichen werden können. Wenn man jedoch die Anregungshäufigkeit als Funktion der Spannung der an-

regenden Elektronen, die *Anregungsfunktion*, bestimmen will, so ist zweierlei zu unterscheiden: Die elektrischen Methoden zur Bestimmung der Anregungshäufigkeit eines bestimmten Anregungszustandes sind auf die nächste Nähe der Anregungsspannung begrenzt. Denn sobald die Spannung den Wert einer höheren Anregungsspannung erreicht, tritt eine Überlagerung mit der Anregungsfunktion dieses zweiten Zustandes ein, so daß die getrennte Erfassung der Anregungsfunktionen nur schwierig durchzuführen ist. Die wichtigsten Ergebnisse derartiger elektrischer Messungen beziehen sich daher auf den untersten Anregungszustand und auf Spannungen, die die nächsthöhere Anregungsspannung noch nicht erreichen. Die optische Methode der Bestimmung der Anregungs-

¹ Zur lichtstarken Projektion des Wiedervereinigungsleuchtens des Zäsiums kann nach H. KREFFT eine Hg-Hochdrucklampe mit Zäsiumzusatz in Verbindung mit einem lichtstarken Geradsichtprisma benutzt werden.

funktionen läßt sich bis zu beliebigen Spannungen durchführen. Sie liefert jedoch nicht die Anregungsfunktion des *Zustandes*, sondern *einer* von diesem Zustand ausgehenden *Linie*. Der betreffende Zustand kann nun nicht nur durch direkte Stoßanregung, sondern auch durch Quantensprünge aus höheren Zuständen oder durch Wiedervereinigungsvorgänge zwischen Ionen und Elektronen aufgefüllt werden. Aus diesem Grunde ist der Vergleich zwischen *elektrisch* und *optisch* bestimmter Anregungsfunktion nur in wenigen Fällen möglich. Zur Bestimmung der Anregungsfunktion läßt sich eine Anordnung nach HANLE verwenden (Abb. 7). Die Elektronen werden erst durch ein Feld von etwa 80 V zwischen Kathode und Anode beschleunigt, da niedrige Spannungen wegen der Raumladung nur sehr schwache Emission ergeben. Durch ein Gegenfeld zwischen A_1 und A_2 werden die Elektronen dann auf den gewünschten Betrag abgebremst, sie treten in den feldfreien Stoßraum ein und ihre Intensität wird im Faraday-Käfig bestimmt. Das Leuchten im Stoßraum wird dann spektroskopisch untersucht (Abb.8).

Aus der großen Zahl derartiger Messungen haben sich einige allgemeine Gesetzmäßigkeiten aufstellen lassen. Die

Anregungsfunktionen beginnen ungefähr linear bei der Anregungsspannung. Sie erreichen ein Maximum und fallen dann bei höheren Geschwindigkeiten wieder ab. Unter Umständen wird jedoch bei hohen Geschwindigkeiten ein neues Maximum erreicht. Die Anregungsfunktionen der Linien einer Serie sind ähnlich und meist nur ungefähr um die Differenz der Anregungsspannungen der verschiedenen Linien

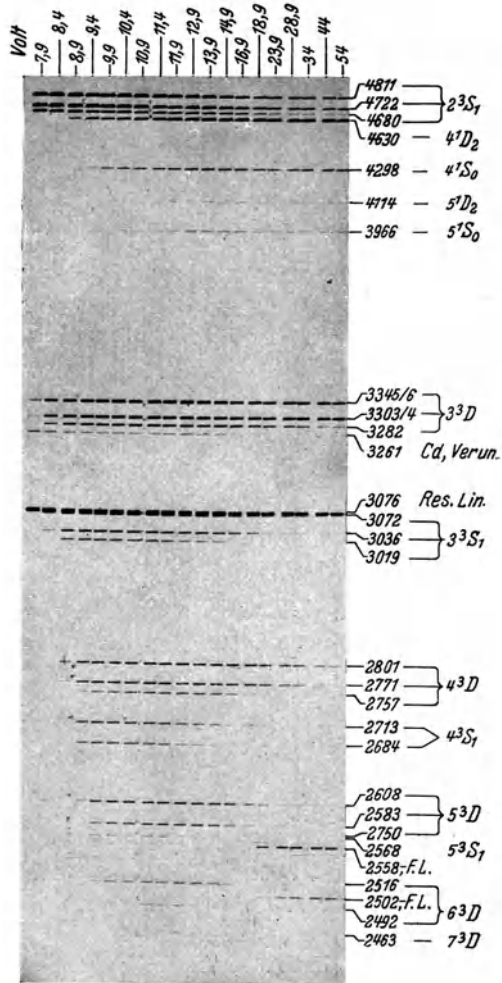


Abb. 8. Messung der Anregungsfunktionen der Zinklinien nach LARCHE [57].

gegeneinander verschoben. Es hat sich nun gezeigt, daß die Anregungsfunktionen stark von der Art des betreffenden Termsystems abhängen.

Bei den Spektren mit *Singulett*- und *Tripletts*serien, z. B. den Erdalkalien oder den Metallen Zink, Kadmium und Quecksilber, oder auch bei Helium und den übrigen Edelgasen, zeigen die Singulettserien einen verhältnismäßig flachen Anstieg, sie erreichen ein Maximum bei einer Spannung, die bis zu 100 V oberhalb der Anregungsspannung liegen kann. Die Tripletlinien dagegen erreichen wenige Volt oberhalb der Anregungsspannung ein scharfes Maximum und fallen dann steil ab. Die Unterschiede in den beiden Anregungsfunktionen sind durch die Unterschiede in den Elektronenanordnungen dieser beiden Termarten bedingt

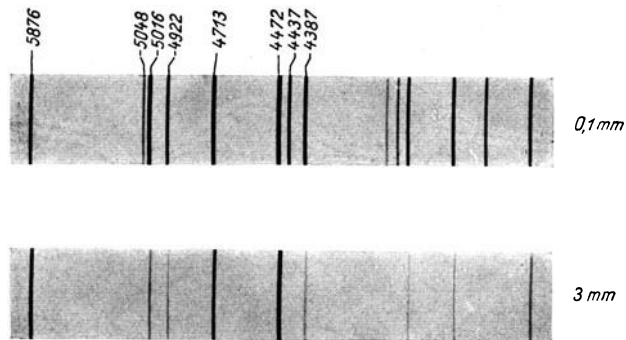


Abb. 9. Spektrum der Heliumentladung bei niedrigem und hohem Druck (Unterschied der Singulett- und Tripletlinien).

[56]. Der Grundzustand des Heliums ist ein Singulettzustand, in welchem die beiden äußeren Elektronen ihre antiparallelen *Spins* gegeneinander abgesättigt haben (vgl. Vortrag I). Die Anregung des Triplettterms vom Grundterm aus erfolgt nun so, daß das stoßende Elektron gegen das eine Atomelektron ausgetauscht wird, so daß die beiden resultierenden *Spins* parallel sind und einander zu 1 ergänzen. Zu diesem Elektronenaustausch ist eine bestimmte Resonanzzeit notwendig, daher kann der Austauschprozeß nur stattfinden, wenn das stoßende Elektron genügend lange im Wirkungsbereich des getroffenen Atoms verweilt, wenn also die Geschwindigkeit des stoßenden Elektrons nicht zu groß ist. Die Anregung der Triplettterme erfolgt daher nur mit merklicher Intensität dicht oberhalb der Anregungsspannung, so daß in Übereinstimmung mit der Erfahrung die Anregungsfunktion weiter oberhalb der Anregungsspannung wieder abnimmt. Diese Unterschiede in den Anregungsfunktionen lassen sich verhältnismäßig einfach zeigen. Ein sorgfältig gereinigtes Heliumentladungsrohr (z. B. von 50 mm Dmr., 1000 mm Länge) zeigt bei einem Druck von 3 mm eine gelbe, beim Verringern des Druckes¹ auf 0,1 mm

¹ Bei dem Demonstrationsversuch genügt dazu eine gute Ölpumpe.

eine grünliche Farbe. Das Spektrum zeigt bei niedrigem Druck vorwiegend die Singulettlinien, bei höheren die Tripletlinien. Die optimale Geschwindigkeit der stoßenden Elektronen beträgt bei der Singulettlinie 5016 Å etwa 100 V, bei der Tripletlinie 5876 Å nur 32 V. Bei Gasentladungen unter hohem Druck erlangen die Elektronen nur geringe Geschwindigkeit und regen daher die gelbe Linie stärker an. Diese Erscheinung ist natürlich nicht völlig rein zu beobachten, da bei höherem Druck noch weitere schwer zu übersehende Erscheinungen (Druckeffekte) auftreten, so daß die Erklärung nur in erster Näherung gilt (Abb. 9).

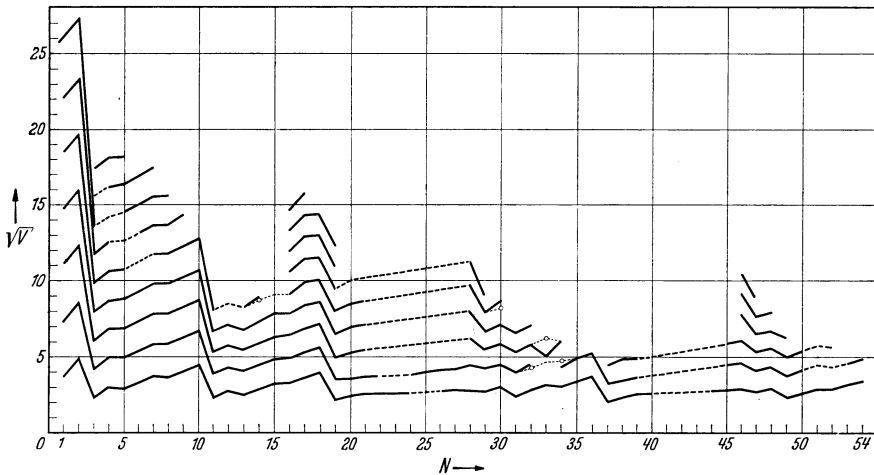


Abb. 10. Der Verlauf der Ionisierungsspannungen der Atome und Ionen im periodischen System der Elemente [80].

Die Ionisierungsspannungen. Die Kurvenschar Abb. 10 gibt einen Überblick über die Verteilung der Ionisierungsspannung der Atome und Ionen des periodischen Systems. Als Ordinate ist die Wurzel aus den Werten der Ionisierungsspannungen gewählt, um die Kurven mehr zusammenzudrängen. Als Abszisse dient die Elektronenzahl der Atome oder Ionen.

Man sieht, daß diese Kurven in großen Zügen parallel verlaufen und kann daher aus ihnen Gesetzmäßigkeiten entnehmen, wie sie etwa im „Verschiebungssatz“ von SOMMERFELD-KOSSEL zum Ausdruck kommen. So zeigen z. B. die heliumähnlichen Spektren des einfach positiven Lithiumions oder des zweifach positiven Berylliumions oder des dreifach positiven Borions verhältnismäßig hohen Werte der Ionisierungsspannungen, während die natriumähnlichen Spektren wieder kleine Werte ergeben. Ebenfalls tritt der Abfall und der dann folgende Wiederanstieg der Ionisierungsspannungen, wenn man von einem Edelgas durch eine Horizontalreihe des Systems zum nächsten Edelgas fortschreitet, bei den Atomen und Ionen deutlich zutage.

Anregung und Ionisierung der Moleküle. In der gleichen Weise wie die *einatomigen* Metalldämpfe oder Edelgase können *mehratomige* Gase und Verbindungen, wie z. B. N_2 , H_2 , CO , CO_2 usw., angeregt werden. Während bei den einatomigen Gasen einer jeden Anregungsspannung eine bestimmte Linie zugeordnet wird, sind hier die Verhältnisse komplizierter. Sie lassen sich jedoch bei den zweiatomigen Molekülen noch verhältnismäßig einfach übersehen. Wenn man sich nach dem in der Spektroskopie allgemein üblichen Bild, etwa das Stickstoffmolekül, als ein *hantelartiges Gebilde* vorstellt, so kann dieses System verschiedene mit Lichtemission verbundene Schwingungen ausführen. Zunächst kann in

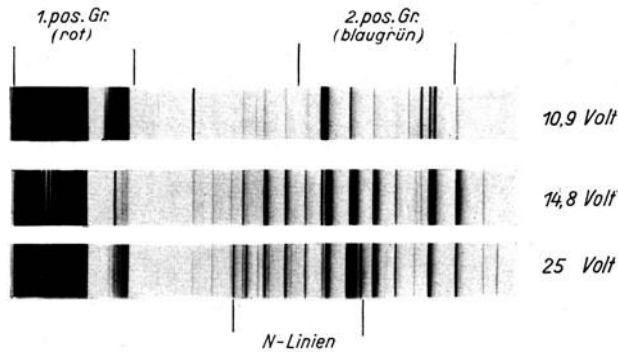


Abb. 11. Das Stickstoffbandenspektrum bei Elektronenstoßanregung.

dem gemeinsamen Elektronensystem des Moleküls ein Elektronenübergang entsprechend dem Elektronensprung eintreten, dessen Größe ungefähr von der Größenordnung der Frequenzen der Linienspektren ist. Die zugehörige Anregungsspannung wird also eine Größenordnung von ungefähr 2—6 V je nach der Lage im roten oder ultravioletten Spektralbereich besitzen. Über diesen Elektronenübergang überlagert sich die Frequenz der Schwingungen der Hantelkerne gegeneinander. Diese Werte entsprechen nur Anregungsspannungen von 0,1 V. Und schließlich überlagert sich darüber eine Rotation von noch geringerer Anregungsenergie. Alle zusammen ergeben das Bandensystem. Die *Elektronenfrequenz* bestimmt die Lage des gesamten Systems im Spektrum, die *Schwingungsfrequenz*, die Lage der Teilbande des Systems und die *Rotationsfrequenz* die Lage der zahlreichen Linien einer Teilbande.

Wir erhalten also bei Anregungsversuchen in Bandensystemen, wenn wir die Spannungen genügend fein variieren und definiert halten, in bestimmten engen Geschwindigkeitsbereichen die einzelnen Banden eines Systems; die geringen Energiestufen der Rotation dagegen können wir nicht mehr elektrisch auflösen.

Einen derartigen Versuch läßt sich leicht mit Stickstoff in der oben beschriebenen Anordnung unter gleichzeitiger Verwendung des die Raum-

ladung hindernden Quecksilberzusatzes durchführen. Man erhält mit geringer Spannung eine gelbrote Farbe und mit höherer eine blauviolette Farbe. Das Spektrogramm dieses Leuchtens zeigt, daß im ersten Fall das rote Bandensystem des Stickstoffs, im zweiten Fall außer dem roten System ein blaugrünes auftritt, das mit dem roten zusammen den violetten Ton ergibt (Abb. 11).

Wenn man derartige Versuche mit Stickstoff sorgfältig durchführt, so erhält man ein System von Anregungsstufen. Wir haben bei 10 V die sog. erste positive Gruppe im Rot, bei Steigerung auf 14 V daneben die zweite positive Gruppe im Blauviolett. Bei weiterer Steigerung erhalten wir, ähnlich wie bei den Atomen, *ionisierte* Moleküle, in diesem Falle einfach ionisierte Stickstoffmoleküle und bei noch weiterer Steigerung die Banden dieser Molekülionen, die sog. *negative¹ Stickstoffgruppe*. Während man bei Atomen durch weitere Steigerung der Anregungsenergie die zweifach, dreifach, *n*-fach positiven Atomionen herstellen kann, gelingt dies bei den Molekülen nicht. Dort sind bisher nur Spektren von einfach positiven Molekülionen beobachtet worden, da bei weiterer Steigerung der Anregungsspannung das Molekülion in Atom und Ion dissoziiert.

2. Das Leuchten der festen Körper.

Der Bau der leuchtfähigen festen Körper. Auf den ersten Blick scheint keinerlei Zusammenhang zwischen der Elektronenstoßanregung der Gase und derjenigen der festen Körper zu bestehen. Trotzdem sind die Leuchterscheinungen der festen Körper in gewisser Weise näher mit dem Leuchten der Gase als mit dem Leuchten der Flüssigkeiten verwandt.

Bei den Gasen haben wir bei geringen Drucken sehr geringe Wechselwirkung zwischen den einzelnen Atomen, die gegenseitigen Störungen treten zu selten ein, als daß der Leuchtvorgang, der ja bestimmte Verweilzeiten in den angeregten Zuständen bedingt, sich nicht ungestört ausbilden könnte. Wenn es nun gelingt, in einen festen Körper leuchtfähige Fremdatome so einzubauen, daß sie sich gegenseitig nicht beeinflussen und andererseits die Wechselwirkung zwischen ihnen und den Grundatomen des Festkörpers gering ist, dann besteht auch hier die Möglichkeit, daß die betreffenden Atome ihre Eigenstrahlung emittieren.

Das Spektrum des leuchtenden Rubinkristalls bildet ein derartiges Beispiel. Es besteht aus zahlreichen Linien, die durchaus den Eindruck des Linienspektrums eines Gases machen. Im Rubin ist in ein Aluminiumoxydgrundgitter, ohne den Typus des Grundgitters zu stören, Chrom in Form von dreifach positiven Chromionen eingebaut. Die Chrommenge ist so gering — ungefähr 0,1% —, daß die Chromionen

¹ *Negativ*, da sie bevorzugt in der Nähe von Kathoden in Stickstoffentladungen wegen der dort vorhandenen größeren Elektronengeschwindigkeit auftritt.

sich gegenseitig nicht beeinflussen können, außerdem ist die Wechselwirkung zwischen Chromion und Grundgitter sehr klein. Man erhält im wesentlichen ein Spektrum, das aus den Linien des Spektrums des dreifach positiven Chromions abgeleitet werden kann. Wir können hier auf Einzelheiten dieser Beziehungen nicht eingehen, es sei nur erwähnt, daß die Abstände der Linien des Rubinspektrums sich mit einer Genauigkeit von etwa 10% aus dem Spektrum des dreifach positiv geladenen Chromions im Gaszustand bestimmen lassen. Es gibt eine ganze Reihe von leuchtfähigen Kristallen, die in ähnlicher Weise wie der Rubin sich aus einem Grundgitter und eingelagerten leuchtfähigen Komplexen zusammensetzen. Hierzu gehören die Spektren der seltenen Erden, die man bei der Beschießung mit Kathodenstrahlen erhält, wenn die seltene Erde mit einem Grundmaterial, Kalziumoxyd oder anderen Oxyden, verdünnt ist.

Eine zweite Gruppe von Phosphoren bilden die „*Lenard-Phosphore*“. Sie bestehen aus einem Grundgitter, z. B. Zinksulfid, in das bestimmte, im Gegensatz zu den seltenen Erden und dem Chrom an sich nicht leuchtfähige Aktivatoren, z. B. Kupferatome, in geringer Zahl eingebaut sind. LENARD, dem wir die wichtigsten Untersuchungen auf diesem Gebiete verdanken, hat schon lange vor der Aufstellung der BOHR'schen Theorie erkannt, daß der Primärvorgang bei der Anregung eines derartigen Phosphors in der Abtrennung eines Elektrons aus seiner Ruhelage besteht, während die Rückkehr zum Aktivatoratom die Lichtemission auslöst. Aus diesen Anschauungen geht eine gewisse Ähnlichkeit zwischen der Anregung eines Phosphors und eines Gases hervor. Während nun bei einem isolierten Atom die Energieverhältnisse und Ausstrahlungsmöglichkeiten in sehr einfacher Weise an dem bekannten Modell verständlich zu machen sind, liegen die Verhältnisse beim festen Körper viel schwieriger. Die einfachen Energiezustände eines Atoms werden bei der Annäherung eines zweiten Atoms, die zur Molekülbildung führt, in ein System von zahlreichen Energiezuständen, das *Bandensystem*, aufgespalten. In dem gleichen Maße, wie die Zahl der Atome bei weiteren Annäherungen steigt, nimmt die Zahl der möglichen Energiezustände mehr und mehr zu, bis bei einem Kristall an die Stelle der diskreten Energiezustände breite Energiebänder treten. Ebenso wie bei einem zweiatomigen Molekül die Quantenmechanik die einzelnen Elektronen nicht mehr dem einen oder dem anderen Atom zuordnet, werden die Elektronen in dem ausgedehnten Kristall dem gesamten Gitter zugeordnet, das demnach ein Riesenmolekül darstellt. Es gehören also zu einem Kristall mehrere breite Energiebänder und jedes Elektron des Kristalls befindet sich in einem der Teilzustände der Bänder. Enthält ein solcher Kristall Fremdatome, z. B. Zinksulfid mit Kupferaktivator, so entsprechen diese wieder neuen Energiebändern, die jedoch wegen der geringeren Zahl der Aktivatoratome schmal sind und irgendwo

zwischen den breiten Bändern des Grundgitters liegen. Man versucht heute, die Anschauungen der *BOHRschen Theorie* auf diese Bänder zu übertragen und so ein anschauliches Bild von den verschiedenen Anregungsmöglichkeiten des Phosphors zu gewinnen [107a]. Diese Vorstellungen sind jedoch noch in der Entwicklung begriffen, und es ist bisher nicht möglich, für irgendwelche Phosphore eindeutige Angaben über Abstand, Breite und Besetzungsverteilung der Energiebänder zu machen.

Die Anregung fester Körper durch Elektronenstoß. Bei der Stoßanregung der festen Körper lassen sich diskrete Anregungsspannungen nicht nachweisen. Das rührt daher, daß zur Anregung ein Eindringen des Elektrons in den Kristall bis zu einer bestimmten Tiefe notwendig ist. Bei den Elektronenenergien von 2 bis 3 V, wie sie dem sichtbaren Spektrum entsprechen, ist es bisher noch nicht gelungen, ein Leuchten der Phosphore hervorzurufen. Daher können die Zusammenhänge zwischen Anregungsenergie und Lichtemission der Gase, wie sie sich in der Gleichung $eU = h\nu$ ausdrücken, hier keine Anwendung finden. Die Anregung der festen Körper entspricht der Anregung eines Gases durch Elektronen großer Geschwindigkeit und dementsprechend sind die Ergebnisse und Gesetzmäßigkeit auch anderer Art als bei den Gasen bei geringer Elektronengeschwindigkeit.

Die erste Beziehung über die Abhängigkeit des Leuchtens eines Phosphors von der Geschwindigkeit der anregenden Elektronen ist 1903 von LENARD aufgestellt worden. Nach LENARD ist die Helligkeit L proportional der Stromstärke I und der Differenz aus der Spannung V und einer Schwellenspannung V_0 .

$$L = A \cdot I \cdot (V - V_0).$$

Zahlreiche Messungen haben gezeigt, daß dieses Gesetz im großen und ganzen richtig ist, wenigstens bei nicht zu kleinen Elektronengeschwindigkeiten (ungefähr 2000 V). Bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten steigt die Helligkeit stärker an, z. B. mit der zweiten Potenz der Spannung.

Wir wollen nun auf die Leuchtvorgänge der Phosphore eine Betrachtungsweise anwenden, die vor allem die elektrischen Vorgänge bei der Anregung berücksichtigt.

Wenn man von der geringen erwähnten lichtelektrischen Leitfähigkeit absieht, ist der Phosphor ein Isolator. Wenn der Phosphor also z. B. in einem BRAUNschen Rohr auf die Endfläche des Glaskolbens aufgetragen ist, so kann die vom Phosphor mit den Elektronen aufgenommene Ladung nicht direkt zur Anode abgeleitet werden. Die Ableitung erfolgt vielmehr fast ausschließlich durch Sekundärelektronenemission. Man muß daher, wenn man das Leuchten der Phosphore unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen betrachten will, die Vorgänge der Sekundärelektronenemission genauer untersuchen.

Daß die Ableitung der Elektronen vom Phosphor durch Sekundärelektronen erfolgt, läßt sich in besonders überzeugender Weise an einem einfachen Experiment zeigen¹.

Ein zylindrisches Glasrohr, das innen z. B. mit Zinksilikat überzogen ist, trägt an einem Ende eine indirekt geheizte Oxydkathode, am anderen Ende eine Nickelscheibe als Anode. Die zylinderförmige Kathode strahlt die Elektronen vorwiegend radial nach der Röhrenwandung zu. Das Rohr selbst ist hoch evakuiert. Beim Anlegen einer Spannung von einigen Kilovolt leuchtet das ganze Rohr, ähnlich wie eine Gasentladungsröhre, gleichmäßig auf. Die Elektronen fallen an irgendeiner Stelle auf die Wand, lösen dort Sekundärelektronen aus und diese

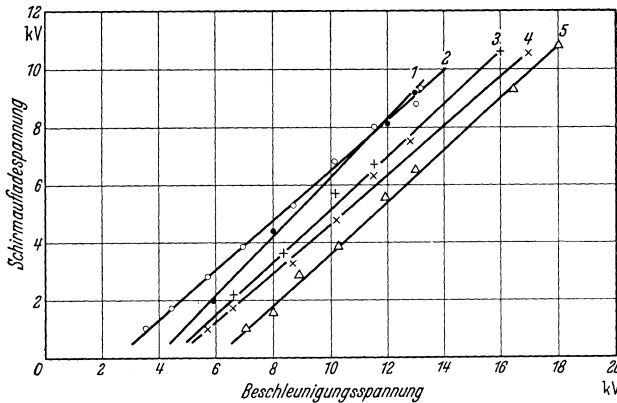


Abb. 12. Aufladepotentiale elektronenbestrahlter Leuchtstoffschichten [41].

1 Aluminium; 2 Weichglas; 3 Willemit; 4 Flu-Farbe Nr. 50 (R. DE HAEN); 5 Blau-Grün (R. DE HAEN).

fallen nach hinreichender Beschleunigung durch das längsgerichtete Feld an einer anderen Stelle wieder auf, so daß das ganze Rohr gleichmäßig aufleuchtet². Es wiederholt sich hier also in gewisser Weise an der Wandfläche dieselbe Erscheinung, die sich im Gasraum der gewöhnlichen Entladungen abspielt. Dort verlieren die Elektronen ihre Energie durch unelastischen Stoß, durchlaufen unter allmählicher Steigerung ihrer Energie das Feld und verlieren dann wieder die Energie usw. Das Potential, auf das sich der Leuchtschirm einstellt, läßt sich in folgender Weise demonstrieren [41]. In einem Elektronenmikroskop wird die Kathode durch eine magnetische Linse auf dem Leuchtschirm abgebildet. Die rohrförmige Anode ist geerdet. Ein BRAUNSCHEs Elektrometer zwischen Erde und einer auf der Außenseite der innen mit dem Phosphor bedeckten Abschlußplatte angebrachten Graphitschicht zeigt infolge der geringen, aber ausreichenden Leitfähigkeit der Glasplatte die Auf-

¹ Der Verf. verdankt die Anregung zu diesem Versuch Herrn Dr. E. FRIEDERICH.

² Der elektronische Charakter dieser Leuchterscheinung wird durch Ablenkversuche mit einem Magneten gezeigt.

ladung der Phosphorschicht an. Bei niedrigen Anodenspannungen von wenigen Kilovolt bleibt das Elektrometer in Ruhe, es beginnt bei 4 kV auszuschlagen und steigt bei weiterer Steigerung der Anodenspannung linear an. Oberhalb dieses Knickpunktes, der von der Art des Phosphors abhängt, stellt sich demnach der Phosphorschirm auf einen Potentialwert ein, der zwischen den Werten von Kathode und Anode liegt. Die Elektronen fallen also nicht mehr mit der vollen Geschwindigkeit auf den Leuchtschirm. Die Abb. 12 zeigt einige mit dieser Anordnung erhaltene Aufladkurven von Leuchtschirmen. Da bei gleichem Maßstab der

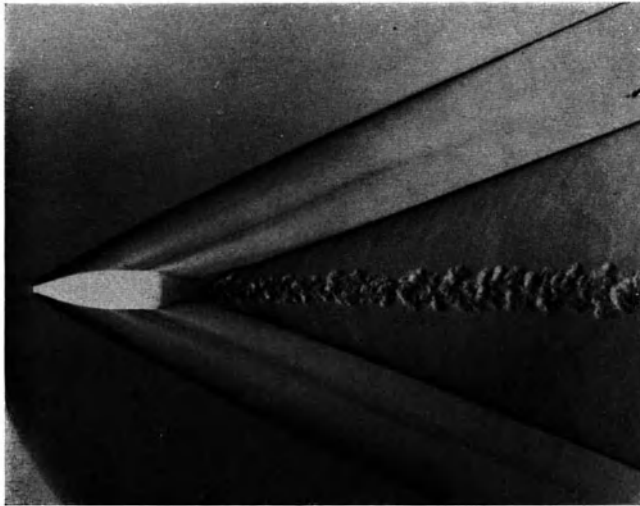


Abb. 13. Kopfwelle eines mit 900 m/s fliegenden Spitzgeschosses.

Ordinate und der Abszisse der Anstieg flacher als unter 45° erfolgt, nimmt also die Spannungsdifferenz Kathode—Leuchtschirm mit steigender Spannung weiter, wenn auch langsam, zu. Man kann also auch oberhalb dieses Knickpunktes noch einen langsamen Anstieg der Helligkeit erwarten.

Die Lichtausbeute, also das Verhältnis HK/Watt oder auch HI/Watt wird jedoch viel stärker durch das Auftreten dieser Aufladung beeinflusst. Unterhalb des Knickpunktes in der Aufladekurve nimmt die Lichtausbeute im allgemeinen mit steigender Spannung zu. Das folgt schon daraus, daß in der LENARDSchen Gleichung eine konstante Schwellenspannung vorhanden ist. Die Zunahme der Lichtausbeute erfolgt nun immer langsamer und bei der Knickpunktspannung setzt eine Abnahme der Lichtausbeute ein. Wir erhalten oberhalb der Knickpunktspannung zwar noch eine weitere Zunahme der Helligkeit mit der Spannung, aber eine Abnahme der Lichtausbeute. Infolge der dort einsetzenden Aufladung des Leuchtschirmes nimmt nämlich die Wattbelastung, das Produkt aus

Anodenspannung und Anodenstrom, stärker zu als die Helligkeitszunahme, so daß die Lichtausbeute absinkt. Man sieht daraus, daß für die Anwendung des Elektronenstoßleuchtens in der Lichttechnik diese mittleren Spannungen die günstigsten Lichtausbeuten ergeben.

Čerenkov-Strahlung. Eine gemeinsame Eigenschaft der Anregung der Gase und der festen Körper ist der enge Zusammenhang, der zwischen der Art der emittierten Strahlung und der atomaren Struktur besteht.

Wir wollen unsere Betrachtungen nun nicht abschließen, ohne kurz eine ganz andere Art der durch Elektronen in Materie hervorgerufenen

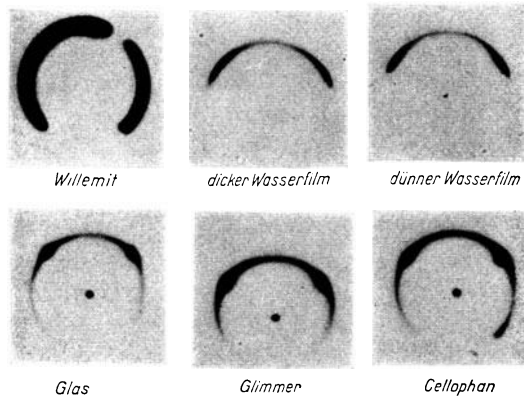


Abb. 14. Die Richtungsverteilung der Čerenkov-Strahlung.

Strahlung zu erwähnen, die von ČERENKOV gefunden und in einer Reihe von Arbeiten untersucht wurde [27].

Die Abb. 13 zeigt eine Schlierenaufnahme eines mit 900 m/s fliegenden Geschosses. Von der Spitze des Geschosses bildet sich eine Kopfwelle aus, deren Wellenzüge den MACHSchen Winkel 2α einschließen. Dieser Winkel hängt von der Geschosßgeschwindigkeit und ihrem Verhältnis zur Schallgeschwindigkeit ab, $\sin\alpha$ ist a/u , worin a die Schallgeschwindigkeit und u die Geschosßgeschwindigkeit bedeutet. Wird die Geschosßgeschwindigkeit kleiner, so nimmt der Winkel α zu und erreicht für $a = u$ einen rechten Winkel.

ČERENKOV hat nun diese Überlegungen auf das Gebiet der Elektronen angewandt. Bei seinen Versuchen tritt an die Stelle des Geschosses ein schnell bewegtes Elektron, an die Stelle der Schallwelle eine Lichtwelle. Bei diesem Versuch muß die Elektronengeschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit sein, man muß den Versuch also in einem Medium ausführen, in dem die Gruppengeschwindigkeit des Lichtes so gering ist, daß sich die mit den heute erreichbaren Spannungen beschleunigten Elektronen schneller als das Licht fortbewegen. So beträgt z. B. die Lichtgeschwindigkeit in Wasser nur noch $\frac{3}{4}$ der Geschwindigkeit

im Vakuum. Dieser Wert wird von Elektronen bei einer Geschwindigkeit von 260 kV erreicht. In Analogie zu dem ballistischen Versuch ergibt sich nun nach ČERENKOV beim Durchgang von 260 kV-Elektronen durch Wasser eine Lichtemission, die vorwiegend in der Richtung der Elektronenbewegung ausgestrahlt wird. Die Abb. 14, die mit einer geeigneten Spiegelanordnung gewonnen wurde [27], zeigt nach Art eines Polardiagramms die Richtungsverteilung der Lichtemission bei derartigen Versuchen mit Elektronen von 2000000 V entsprechend einer Geschwindigkeit von 97% der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Es wird eine Strahlung emittiert, deren in Abb. 14 als Vorbereitung erkennbare maximale Emissionsrichtung den betreffenden MACHSchen Winkel mit der Elektronenrichtung bildet und die in erster Näherung unabhängig von den benutzten flüssigen und festen Stoffen ist. Da die Lichtgeschwindigkeit umgekehrt proportional dem Brechungs-exponent des verwandten Mediums ist, würde man mit Diamant vom Brechungsexponent 2,4 bereits Čerenkov-Strahlung bei 50000 V erhalten. Es ist selbstverständlich, daß die Čerenkov-Strahlung von der Dispersion der verwandten Substanz abhängt und daß sie sich über den ganzen bisher erforschten Spektralbereich erstreckt. Ebenfalls ist sie polarisiert. Die Gesetzmäßigkeiten dieser Strahlung, die in ihren Grundlagen schon auf Rechnungen von SOMMERFELD aus dem Jahre 1904 zurückgeht, lassen sich in rein klassischer Weise aus der MAXWELLSchen Theorie des in einem Medium mit Überlichtgeschwindigkeit fliegenden Elektrons herleiten.

VI. Röntgenphysik.

Von

W. KOSSEL.

Das für diesen VI. Vortrag angesetzte Thema „Röntgenphysik“ ist als Ganzes von so großem Umfang, daß man ihm allein leicht eine ganze Reihe von 12 Vorträgen widmen könnte. Wir greifen heraus, was sich an das Hauptthema dieser Reihe „Vom freien Elektron“ anschließt und in der Tat treffen wir damit einige wichtige Erscheinungen auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen. Sie entstehen ja aus freien Elektronen, die man in Materie bremst, und sie üben ihre wichtigsten Wirkungen dadurch aus, daß sie wiederum Elektronen aus Materie frei machen. Auch in einigen anderen Zügen bekommt man bei den Röntgenstrahlen mit dem Verhalten des Elektrons selbst, ohne Rücksicht auf seine Bindung, zu tun. Und selbst die in Materie gebundenen Elektronen verhalten sich gegenüber den raschen Impulsen hindurchlaufender Röntgenstrahlen vielfach so, als seien sie frei.

Wir erhalten so drei Hauptpunkte:

1. *Bremsstrahlung* — mit dem Blick auf die Technik der Erzeugung von Röntgenstrahlung.
2. *Elektronenauslösung* — mit dem Blick auf die praktischen Wirkungen der Strahlen.
3. *Röntgenoptik* — mit der Aufmerksamkeit auf rein physikalische Probleme — das Elektron als Quelle und Vermittler der Strahlen.

1. Bremsstrahlung.

Entstehung. Das erste Bild (Abb. 1) erinnert in einfachster Form an den Grundvorgang. Schnelle Elektronen werden auf einen Metallklotz geschleudert. Vom Aufschlagpunkt läuft ein elektromagnetischer Impuls nach allen Seiten davon — wie ein Knall von der Stelle, wo ein Stein auf den Boden fiel.

Die Erfahrung zeigt, daß diese Bremsstrahlung um so stärker und um so durchdringender (härter) ist, je schneller die aufprallenden Elektronen sind. In der Praxis gibt man den Elektronen ihre Geschwindigkeit in der in Vortrag I bereits behandelten Weise: Man beschleunigt sie mittels eines elektrischen Feldes. Kommen die Elektronen aus der Kathode — etwa einem Faden, der zum Glühen gebracht ist und daher Elektronen aussendet — zur positiven Elektrode herüber, so ist die

Arbeit, die am Elektron während der Anziehung durch den positiven Körper geleistet wurde, von seiner Ladung e und der Spannung U gegeben, die zwischen den beiden Elektroden herrscht, nämlich einfach eU . Sie wird zur kinetischen Energie, mit der das Teilchen den positiven Körper erreicht:

$$eU = \frac{1}{2} m v^2.$$

Während man die positive Elektrode oft als offene Blende oder Netz ausführt und die Elektronen mit der erreichten Geschwindigkeit dahinter weiterfliegen läßt, interessiert hier umgekehrt gerade der *Aufprall* der schnell gewordenen Elektronen auf den positiven Körper, der dadurch zur „Antikathode“ wird, von der die Röntgenstrahlen ausgehen.

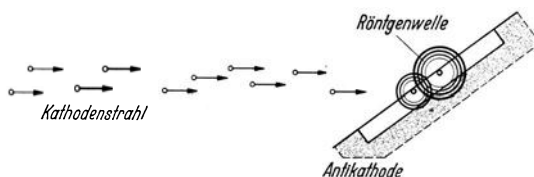


Abb. 1. Entstehung von Röntgenstrahlen.

Da diese bei hoher Aufschlaggeschwindigkeit intensiv und durchdringend werden, die Geschwindigkeit aber von der Spannung bestimmt wird, ist die Erzeugung und Anwendung *hoher Spannungen* eine kennzeichnende Forderung für die Gewinnung von Röntgenstrahlen¹.

Röhrenformen. Die Aufgaben des Rohres sind: 1. Freie Elektronen zu erzeugen. 2. Sie zu beschleunigen. 3. Sie zu scharfem Brennfleck, zu scharf zeichnender Röntgenquelle, zu konzentrieren. 4. Die dort entstehende Wärme abzuleiten. 5. Die Röntgenstrahlen auf ein oder mehrere Bündel in den gewünschten Richtungen einzuschränken.

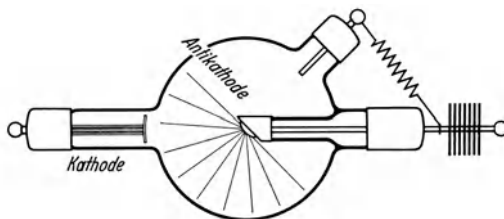


Abb. 2. Älteres Röntgenrohr für Gasentladung.

Abb. 2 erinnert an die klassische durch Jahrzehnte benutzte Form des Röntgenrohres, in der man die erste Aufgabe, die Gewinnung von Elektronen, dadurch löste, daß man einfach die natürlichen Kathodenstrahlen einer Gasentladung verwandte. Die Gasentladung braucht den Aufbau von Raumladung, das Gasentladungsrohr konnte nicht klein sein. Daher mußte auch der zum Strahlenschutz dienende Panzer aus schwerem Material groß und schwer sein. Abb. 3 zeigt demgegenüber ein modernes Rohr, in dem die Elektronen aus einer Glühkathode stammen (SIEMENSsche Bauart). Man hat Hochvakuum, die Anode steht der

¹ Zur Abkürzung ist neben 1 Kilovolt (kV) = 1000 V neuerdings 1 Megavolt (MV) = 1000000 V in Gebrauch genommen worden.

Kathode eng gegenüber. Ihr vorderer Teil ist ein Zylinder, der die Elektronen zusammensaugt und in einen Brennpunkt auf die schräg dahinter liegende Antikathodenfläche lenkt. Man sieht, wie vorzüglich hier das Abschirmungsproblem gelöst werden kann, indem man den dicken Panzer, der zum Aufhalten der durchdringenden Strahlen nötig ist, schon in das Rohr selbst, eng um den Entstehungspunkt, einbaut, womit Ausdehnung und Gewichte klein bleiben.

Da das Rohr zugleich Hochspannungsisolator ist, muß zwischen den Zuführungen von Anode und Kathode eine ausreichende Isolations-

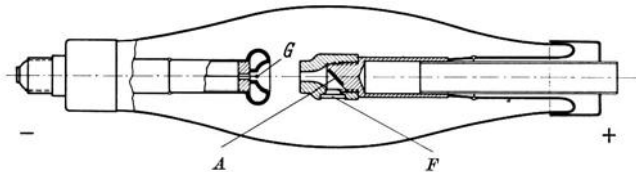


Abb. 3. Neuere Röntgenröhre. *G* Glühfaden der Kathode; *A* Antikathode; *F* Fenster für den Austritt der Röntgenstrahlen aus dem Anodenzyylinder.

strecke liegen, Gleit- und Sprühverluste müssen vermieden oder geregelt sein. In modernen technischen Anlagen erfolgt die Spannungszuführung in Hochspannungskabeln — Quelle, Zuleitung und Rohr liegen in geerdeten Hüllen. Der damit erreichte Spannungsschutz ist — ebenso wie

Abb. 4. Transportables Rohr für 1 Million Volt (A. BOUWERS).

der Strahlungsschutz — gerade im letzten Jahrzehnt selbstverständlich geworden. Besonders hohe Anforderungen stellen die über einige hunderttausend Volt hinausgehenden Anlagen. Sie sind technisch noch in der Entwicklung begriffen. Man unterteilt dort die gesamte Rohrlänge durch Zwischenelektroden, die entweder durch Abzweigen von einem parallel geschalteten großen Widerstand („Potentiometer“) oder mittels parallel liegender Sprühstrecken („Korona-Nebenschluß“) auf regelmäßig abgestuften Zwischenspannungen gehalten werden. Abb. 11 deutet rechts ein solches Stufen- oder „Kaskaden“-Rohr aus 20 aufeinander gesetzten Porzellanzyklindern an, zwischen denen die Zwischenelektroden eingeführt sind. Abb. 4 zeigt eine kürzlich von BOUWERS veröffentlichte dreistufige Konstruktion, die 1 Million Volt oder 1 „Megavolt“ verträgt und noch transportabel ist. Links liegt die Glühkathode *K*; die einzelnen beschleunigenden Elektroden, als Blenden nahe an die Elektronenbahn herangeführt, liegen bei 1, 2, 3; im rechten Rohrende liegt die Antikathode, von starkem Strahlungspanzer umgeben. Die eigenartigen Ein- und

Ausstülpungen der Rohrwand nahe den Zwischenelektroden, die den Rippen von Hochspannungsisolatoren entsprechen, hier aber an der Außenseite, wie bei „3“ zu sehen, durch isolierende Einsätze ergänzt werden, erlauben in der Einzelstufe mehrere hunderttausend Volt aufzunehmen, also mit wenigen Stufen, daher verhältnismäßig leichter Konstruktion, auszukommen.

Unter Umständen ist es wichtig, die Röntgenquelle möglichst nahe an den Gegenstand heranzubringen. Man löst diese Aufgabe, indem man

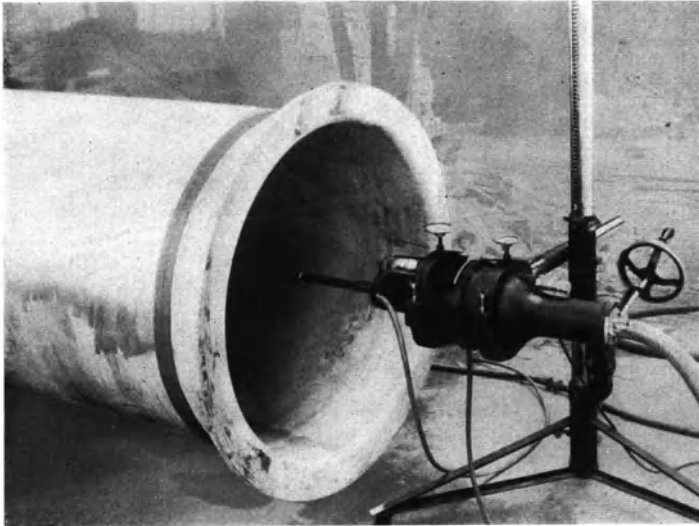


Abb. 5. Durchleuchtung der Schweißnaht eines Kessels mittels eingeschobener Röntgenquelle (Endpolröhre) (R. SEIFERT-Hamburg).

die Antikathode in die Außenwand des Rohrs an das Ende eines Rohrstutzens legt, wie es wohl zuerst SEITZ 1909 [127] getan hat und bereits an der letzterwähnten Röhre zu sehen war.

Solch starke Annäherung kann für therapeutische Zwecke wichtig sein. Lange Zeit war strittig, ob es grundsätzliche Unterschiede zwischen der Wirkung von γ -Strahlen radioaktiver Stoffe und der Wirkung von Röntgenstrahlen gebe. Man ist mehr und mehr zur Ansicht gelangt, daß bei den vom Mediziner praktisch beobachteten Unterschieden rein *geometrische* Bedingungen eine große Rolle spielten. Man konnte die Radiumpräparate viel näher an die Körperoberfläche heranbringen, als die Antikathode eines Röntgenrohres. Die Wirkung fiel daher beim Radiumpräparat wegen der räumlichen Ausbreitung der Strahlen viel schneller mit der Entfernung ab, sie war auf einen engeren Bereich des Gewebes konzentriert und das bedeutet für dessen Reaktion etwas ganz anderes, als wenn es gleichförmig in größere Tiefe hinein angegriffen wird, wie es durch die Strahlung einer ferner stehenden Antikathode geschieht.

Die endständige Antikathode erlaubt solch enge Annäherung, ja sogar Einführung in Körperhöhlen. Abb. 5 zeigt Ausnützung zu technischer Grobstrukturuntersuchung: Das die Antikathode enthaltende dünne Rohr-ende, in das die Elektronen hineingejagt werden, ist in einen Kessel hineingerückt. Ein als grauer Streifen sichtbares Filmband liegt außen entlang der zu untersuchenden Schweißnaht und zeichnet mittels der von innen

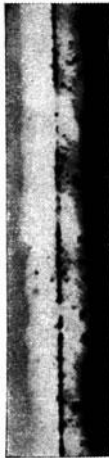
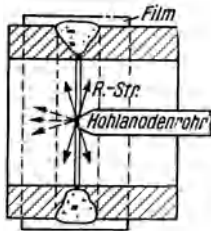


Abb. 6. Schaubild zu dem in Abb. 5 dargestellten Vorgang und Stück eines Films, der Poren und Schlackeneinschlüsse zeigt (Siemens).

kommenden Röntgenstrahlen deren Zustand auf. Abb. 6 zeigt einen derartigen Vorgang im Schaubild und ein Stück Film.

Wirkungsgrad. Die Ökonomie der Röntgenstrahlerzeugung ist leider überaus

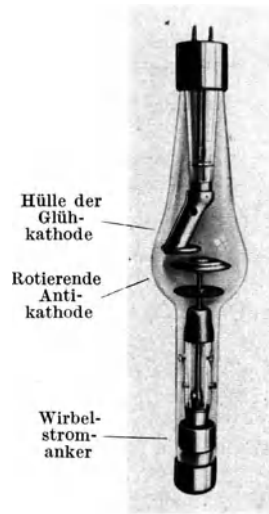


Abb. 7. Rohr mit rotierender Antikathode (Siemens-Reiniger).

schlecht. Sie nimmt, wie schon erwähnt, mit der Spannung, und ferner mit der Ordnungszahl der Antikathode zu — es werden aber selbst bei 100000 V an einer Wolfram-Antikathode nur 0,8% der Kathodenstrahlenergie in Röntgenstrahlen umgesetzt. Leider ist dieser geringe Nutzeffekt theoretisch durchaus verständlich; er ist mit dem Elementarvorgang der Bremsung im Feld des Atomkernes notwendig verknüpft und so besteht keine Hoffnung, ihn zu bessern. Die verlorene Energie wird ganz überwiegend unmittelbar zu Wärme und da man die Kathodenstrahlen eng im Brennfleck zusammenführt, kann die Erhitzung hier leicht die Antikathodenfläche zerstören und aufrauen, so daß die Schärfe des Brennflecks und die Bildqualität leiden. Dies altbekannte Konstruktionsproblem am Röntgenrohr — bei dem man wieder ganz unmittelbar

mit den Elektronen selbst zu tun hat — hat man z. B. durch Kühlflügel (Abb. 2) oder durch Ausbildung der Antikathode als Siedegefaß für Wasser (Aufbringung der Verdampfungswärme, „Siedekühlung“) angegriffen, — oder man hat die Wärme verteilt, indem man den Brennfleck in die Länge zog, und die Strahlen in einer Richtung benutzte, von der er zum Punkt verkürzt erschien (GOETZESCHER „Strichfokus“). Abb. 7 zeigt in moderner Form (Siemens) das elegante, zuerst von E. POHL-Kiel 1928 technisch durchgeführte Prinzip der rotierenden Antikathode. Der dem Glühfaden eng gegenüberliegende Brennfleck liegt auf dem Rand einer Scheibe, die mittels eines Drehfeldes von außerhalb des Vakuums in Rotation versetzt werden kann. Die Röntgenquelle steht also im Raum fest, in den Brennfleck tritt aber dauernd neues Material ein, das sich im weiteren Umlauf wieder abkühlt. So wird Erhitzung und Zerstörung hintangehalten.

Bei einer Untersuchung, die eines besonders feinen Brennflekes von wenigen Zehntel Millimeter Durchmesser bedurfte, fand DETERMANN, daß hier die Wärmeableitung verhältnismäßig günstiger sei als bei den üblichen, millimetergroßen Brennflecken. Dies wird in einer kürzlich erschienenen „Feinfokus“-Röhre (R. SEIFERT-Hamburg) benutzt, der ein besonders scharfes Zeichenvermögen für feine Fehler bei der Grobstrukturuntersuchung nachgerühmt wird.

Das heute in der laufenden Fertigung so wichtig gewordene Gebiet der Grobstrukturuntersuchungen selbst liegt außerhalb unseres heutigen Themas; wir betrachten nur die Grundlagen dazu, die mit dem Wirken der Elektronen zu tun haben.

Hochspannungserzeugung. Die durch Jahrzehnte herrschende Anwendung von Induktor und Unterbrecher, die einander regelmäßig folgende Hochspannungsstöße lieferte, ist verlassen. Als Beispiel für Einzelstöße, die zu Momentaufnahmen dienen können, daher z. B. medizinisch (etwa Lungenstruktur nah am schlagenden Herzen) interessieren, nennen wir das neue und physikalisch besonders elegante Verfahren von STEENBECK (Vortrag IV). Überwiegend benutzt man Quellen, die einer Gleichspannung möglichst nahe zu kommen suchen. Man geht etwa von technischem Wechselstrom aus, transformiert hoch und lädt durch Gleichrichter Kondensatoren auf, die dann eine noch im Takt des Wechselstromes schwankende Wellenspannung an das Rohr liefern. Hierbei tritt neben den zum Teil schon seit Jahrzehnten üblichen Schaltungen mit Gleichrichtern und Transformatoren neuerdings eine sehr elegante „Kaskaden“-Schaltung in den Vordergrund, die GREINACHER in Bern schon 1920 angegeben hat und die nur Gleichrichterröhren und Kondensatoren enthält. Schaltungsfragen liegen wiederum außerhalb unseres Themas; wir zeigen daher nur ein Bild vom Aussehen einer solchen Anordnung (Abb. 8). In dem vertikal

aufgebauten kettenartigen System von Kondensatoren und Gleichrichtern entsteht durch den in das unterste Kettenglied eingeführten hochgespannten Wechselstrom eine von Glied zu Glied nach oben anwachsende Gleichspannung. Die hier dargestellte Anlage arbeitet im Hochspannungsturm des Max-Planck-Institutes in Dahlem.

Man erreicht mit den Gleichrichteranlagen große Leistungen und hat die dabei entstehenden Einzelaufgaben (im letzten Beispiel etwa die

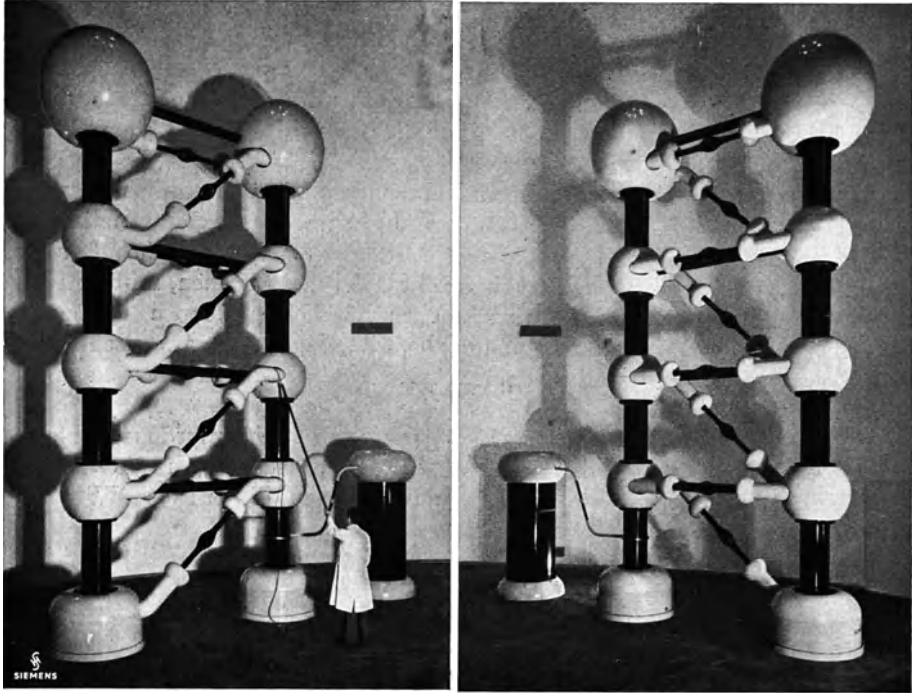


Abb. 8. Höchstspannungsanlage mit Kaskadenschaltung (GREINACHER) im Max-Planck-Institut in Dahlem (Siemens). Zwei Systeme entgegengesetzter Polarität für je 1,5 MV, zwischen den oberen Enden also 3 MV.

Überführung des Stromes für die Glühfäden der Gleichrichterröhren auf die von Stufe zu Stufe immer höher geladenen Einzelglieder) technisch gut durchgearbeitet. Grundsätzlich aber ist es natürlich ein Umweg, hohe Gleichspannung über Wechselstrom und Gleichrichtung zu erzeugen und der Aufwand an Apparatur ist dementsprechend beträchtlich.

Elektrostatische Hochspannungserzeugung. Der unmittelbare Weg, hohe Gleichspannung zu erzeugen, nämlich die Anwendung elektrostatischer Maschinen, ist wieder aufgelebt und verdient um so mehr Interesse, je höher die Spannungen sind, um die es sich handelt. Die elektrostatischen Maschinen haben lange Zeit ein etwas theoretisches

Dasein geführt, sie waren meist reine Demonstrationsapparate und zu ihnen gehörten umständliche Beschreibungen von Umladevorgängen in den Lehrbüchern. In Wirklichkeit ist der Vorgang der elektrostatischen Spannungserzeugung überaus einfach. In sehr eleganter Weise benutzt VAN DE GRAAFF (1933) einen Transportriemen, der durch Aufspritzen Ladung bekommt und damit in einen geschlossenen Körper hineinläuft, wo er sie abgeliefert. Abb. 9 zeigt ein Demonstrationsmodell¹, dessen Hochspannungskörper durchsichtig ist, so daß man im Innern die Rolle, über die das Band läuft und den die Ladung absaugenden Spitzenkamm sieht. Diese Maschine arbeitet mit Selbsterregung.

Die in ihr ablaufenden Vorgänge sind äußerst einfach. Sie ist deshalb auch sehr geeignet, in der Vorlesung die Grundgedanken elektrostatischer Maschinen zu erläutern. Die erste Erregung geschieht durch Reibung zwischen Band und Rolle, dann steigert sie sich weiter durch Influenzwirkungen wie bei TOEPLER und HOLTZ. Vor allem aber vermag man an

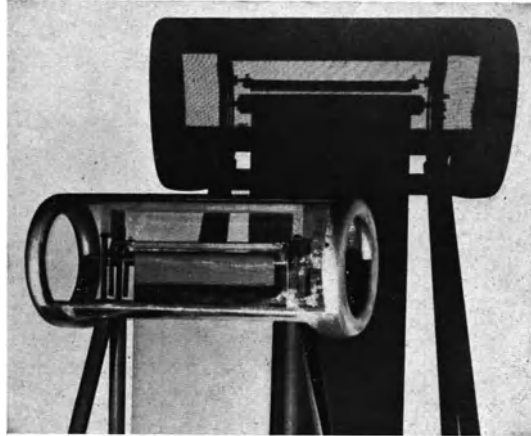


Abb. 9. Hochspannungskörper einer van de Graaff-Maschine (Demonstrationsmodell).

so einfacher Maschine auch die Leistung gut zu übersehen und so hoch zu steigern als möglich. Beide Faktoren der Leistung, Stromstärke und Spannung, sind durch die Durchschlagfestigkeit der Luft begrenzt. Was den Strom angeht, erregt sich eine richtig gebaute Maschine ganz von selbst bis zu der überhaupt möglichen Größenordnung; das Band oder die Scheibe nimmt 50 bis 75% der Ladungsdichte an, die sich an Luft halten kann. Erhöht man den Luftdruck — in Abb. 10 laufen die Bänder in einem Druckzylinder —, so wächst dementsprechend der Strom. Um auch in der *Spannung* möglichst hoch zu kommen, kann man ebenfalls Hochdruck verwenden, kommt aber zu großem Aufwand. So setzen neuere Anlagen für Kernforschung ganze van de Graaff-Maschinen in Hochdruckkessel, von denen z. B. ein in Washington errichteter einen Durchmesser von 11 m hat. Sehr groß ist bereits der Fortschritt, der sich bei Atmosphärendruck durch richtige *Formgebung* erreichen läßt. Bei Gleichspannung ist vor allem wichtig, dem Hochspannungskörper möglichst große Radien zu geben. Großer Abstand von

¹ Ausgeführt von F. HEISE [61a].

der Wand ist demgegenüber nicht so wichtig, wie man anzunehmen geneigt ist. Wichtiger ist, jede stärkere Krümmung zu vermeiden. Auf die Frage, wie groß man eine Kugel machen muß, damit sie in einem gegebenen Außenraum eine möglichst hohe Spannung aushält, findet man durch ganz elementare Überlegung die Antwort, daß ihr Radius halb so groß sein soll als der des Außenraums. Das heißt: Ihr Durchmesser soll doppelt so groß sein als der Abstand von ihrer Oberfläche zur Wand. So erreicht die in Abb. 10 wiedergegebene Maschine in einem normalen Laboratoriumsraum $\frac{3}{4}$ Millionen Volt.

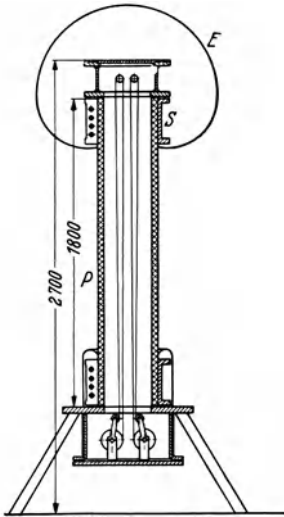


Abb. 10. Van de Graaff-Maschine für normalen Laboratoriumsraum (3,50 m Höhe) mit Erhöhung der Stromstärke durch Transport der Ladungen in Druckluft.

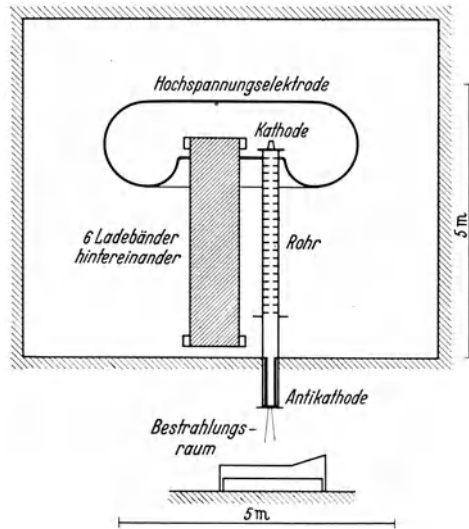


Abb. 11. Bestrahlungsanlage für Röntgenstrahlen von 1 Million Volt mit van de Graaff-Generator.

Abb. 11 zeigt an einem Schema, das nach Angaben über eine von VAN DE GRAAFF in einem Krankenhaus aufgestellte Maschine für 1 Million Volt gezeichnet ist, daß man sich auch in der Praxis bereits gelegentlich diesen theoretisch besten Bedingungen genähert hat. Man sieht, daß der Hochspannungskörper außerordentlich groß ist, und daß er nicht etwa einsam in einem riesigen Raum steht, vielmehr ein Abstandsverhältnis von etwa 1:3 eingehalten ist. Links steht das aufladende Bandsystem, rechts das 20teilige Kaskadenrohr, durch das die Elektronen auf die in den Patientenraum hineinragende Antikathode gejagt werden.

Man erzeugt mit so hohen Spannungen Röntgenstrahlen, die sich an Härte den γ -Strahlen des Radiums nähern, aber unvergleichlich intensiver sind. 1 g Radium leistet im Gleichgewicht etwa 0,16 Watt, wovon etwa $\frac{1}{15}$ auf γ -Strahlen kommt. Ein Rohr, das 1 kW (etwa 1 Million Volt

und 1 mA) aufnimmt, liefert also, selbst wenn man den Nutzeffekt nur zu 1% ansetzt, dieselbe Strahlungsleistung wie 1 kg Radium. Die *Leistung* von 100 g Radium zu erreichen, ist also leicht, die volle *Härte* seiner γ -Strahlung würde man erst mit 5 Megavolt erhalten.

Man hat lange darüber gestritten, ob es für Therapiezwecke überhaupt einen Wert habe, über 200000 V hinauszugehen. Man wies darauf hin, daß bei dieser Härte die Strahlung bereits durchdringend genug sei, auch durch die schwereren Körperteile durchzukommen und daß mit noch härteren Strahlen die Streuung stärker und damit die Dosierung unsicherer werde. In den spezifisch biologischen Wirkungen besteht nach HOLTUSEN kein Unterschied zwischen Röntgen- und γ -Strahlen. Man hat sich dennoch, besonders in Amerika, daran gemacht, die äußerst harten Strahlen auch ärztlich zu prüfen. Aus einer Statistik, die im vorigen Jahre in der Zeitschrift „Strahlentherapie“ erschien, geht z. B. hervor, daß man 1937 in den Vereinigten Staaten 15 Therapieapparate praktisch laufen hatte, die über 400000 V benutzten; davon fünf mit einer Million Volt und mehr. Die Meinungen über die Ergebnisse gehen auseinander.

Mit dieser Frage, die mitten in der Entwicklung ist und viel Interesse verdient, beenden wir den Abschnitt vom praktischen Entstehen der Röntgenstrahlen.

Eigenschaften der Bremsstrahlung. Wir beginnen hier mit der theoretischen Seite. Wie soll man sich das Auftreten von Wellen beim Bremsen eines Elektrons denken? Hier sind im Grunde noch immer die Gedanken lebendig, von denen die Theorie in ihrer ursprünglichen einfachsten Form ausging: Sie wandte die Gedanken des klassischen Elektromagnetismus an, wie sie sich bei der Ausstrahlung von Oszillatoren bewährt hatten. Wir sind gewohnt, daß eine *Antenne* Wellen aussendet (Abb. 12a). In der Abbildung ist mit einem Vektordiagramm angedeutet, daß die Ausstrahlung quer zu der — hier horizontal gelegten — Längsrichtung der Antenne (äquatorial) am stärksten ist. In engstem Vergleich damit betrachtet man in der Physik das harmonisch schwingende Elektron: Die Ausstrahlung dieser harmonisch hin und her schaukelnden Einzelladung ist ebenso verteilt. Man mag nun drittens die *Bremsung* (Abb. 12b) des Elektrons mit einer Viertelschwingung eines *schwingenden* Elektrons — vom Hindurchschießen durch die Ruhelage bis zum Stillstehen im Umkehrpunkt — vergleichen und sieht ein, daß es ebenso möglich sein muß, die vom Bremsvorgang forteilenden elektrischen und

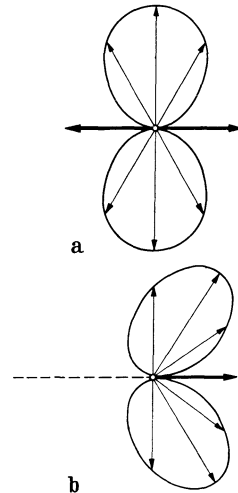


Abb. 12a und b. Ausstrahlung einer schwingenden Ladung (Antenne) (a) und einer gebremsten Ladung (b) (Anflug von links, Bremsweg in Richtung des stark ausgezogenen Pfeils).

magnetischen Felder zu berechnen, wie die vom schwingenden Elektron ausgehenden, das ja einfach ein harmonischer Oszillator ist. Freilich

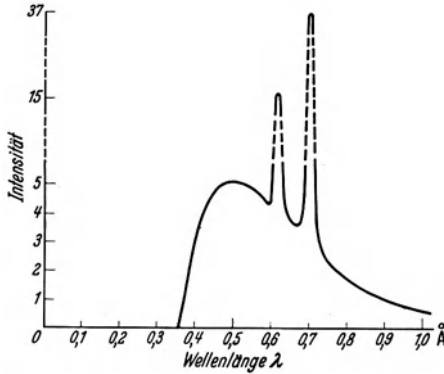


Abb. 13. Bremspektrum mit Eigenstrahlungslinien.

Intensitätsspitzen — entsprechend den scharfen Spektrallinien eines glühenden Metallampfes — und in der Tat sind sie ebenso wie jene bestimmten Elementen eigentümlich: Sie hängen vom Material der

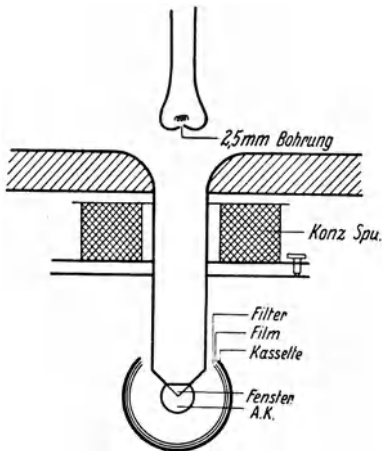


Abb. 14. Anordnung zur Beobachtung der Richtungsverteilung der Röntgen-Bremsstrahlung.

gibt der unperiodische Bremsvorgang nicht einfach eine einzige Wellenlänge aus wie der rein periodische Oszillator, sondern ein ganzes Spektrum.

Die Auflösung der Bremsstrahlung in ihre Wellenlängen — wie sie ausgeführt wird, berühren wir später — zeigt in der Tat ein ebenso stetiges Band von Wellenlängen wie das Spektrum des weißen Sonnenlichtes (Abb. 13). Man nennt daher die Bremsstrahlung auch den „weißen“ Anteil des Röntgenlichtes. Darin zeigen sich scharfe Spektrellinien eines Antikathode ab und entstehen durch einen besonderen Vorgang in deren Atomen („Eigenstrahlung“ BARKLA), sie gehen also nicht wie die Bremsstrahlung, von den hineingeschossenen Elektronen selbst aus.

Die Bremsstrahlung endet scharf bei einer kürzesten Wellenlänge (λ_g), d. h. sie reicht nur bis zu einer bestimmten höchsten Frequenz (ν_g) und es erweist sich, daß diese Grenzfrequenz nach der PLANCKSchen Grundbeziehung mit der Energie der einschlagenden Elektronen verbunden ist:

$$h \nu_g = e U$$

(vgl. Vortrag II, Gleichung (3]): die Energie des größten in der

Strahlung vorkommenden Lichtquants ist gleich der ganzen Energie, die das aufschlagende Elektron (Ladung e) in der angelegten Spannung U erworben hatte. Das anschließende Band längerer Wellen oder kleinerer ν bedeutet also kleinere Lichtquants und zeigt, daß meist nur ein Teil der Energie des einschlagenden Elektrons in ein Lichtquant der Bremsstrahlung verwandelt wird.

Schon hieraus geht hervor, daß eine strenge Theorie des Bremspektrums der Quantentheorie bedarf. Doch gibt die klassische Theorie schon wichtige Züge, vor allem über Richtungseigenschaften. So sagt sie, daß in der fortlaufenden Welle das elektrische Feld der Bremsrichtung parallel liegen muß — wie es ja auch in der von einer einfachen geradlinigen Antenne kommenden Welle der Antennenrichtung parallel liegt. Die Bremsstrahlung ist also polarisiert. Ferner gibt sie Auskunft über die Verteilung der Intensität ^a um die Bremsrichtung. Sind die Elektronen sehr langsam, so geschieht die stärkste Ausstrahlung wie bei der Antenne einfach quer zur Bremsrichtung (Abb. 12a) — mit wachsender Geschwindigkeit ^b indes rücken diese Ausstrahlungsmaxima im Sinn der Flugrichtung vor (Abb. 12b). Beides wird vom Experiment bestätigt.

Für die zweite, zuerst von SOMMERFELD abgeleitete Erscheinung geben wir ^c das Schema einer eleganten, auf HERWEG zurückgehenden Anordnung, die vor langen Jahren zuerst LOEBE [83] benutzt und kürzlich DETERMANN [32] fortgebildet hat (Abb. 14). Die Kathodenstrahlen aus einer Glühkathode werden mit

Hilfe einer Spule inmitten eines Beryllium-, Kohle- oder Aluminiumzylinders (A. K.) konzentriert. So ist erreicht, daß die Röntgenstrahlen, die inmitten der zylindrischen Antikathode entstehen, nach allen Richtungen die gleiche Materialdicke zu durchdringen haben. Ein um den Zylinder gelegter Film zeichnet also sauber die von der Quelle selbst gegebene Intensitätsverteilung auf. Abb. 15 zeigt Photometerkurven eines solchen Filmes bei verschiedenen Spannungen. Die Filmmitte ist die Richtung der einschlagenden Kathodenstrahlen. Der Erwartung gemäß rücken die Intensitätsmaxima mit wachsender Spannung mehr und mehr zur Mitte zusammen.

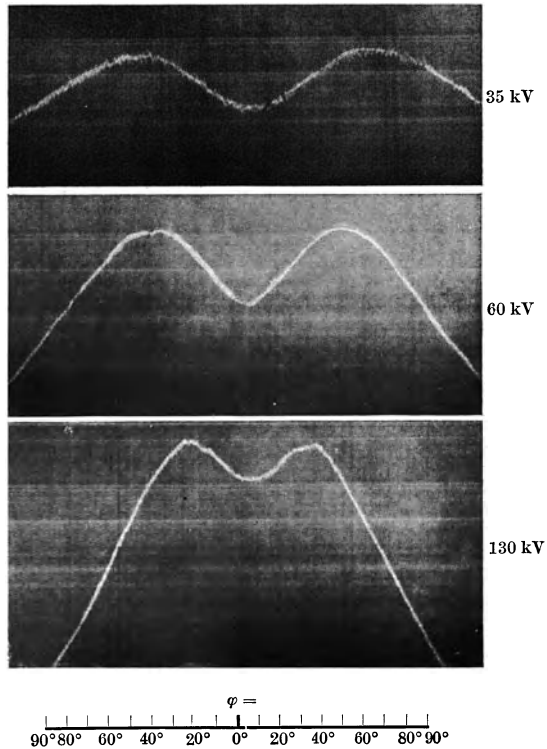


Abb. 15a bis c. Photometerkurven der Intensitätsverteilung der Bremsstrahlung um die Bremsrichtung (H. DETERMANN).

Da die Kathodenstrahlen in der Antikathode sehr schnell zu einem diffusen Bündel zerstreut werden, läßt sich die Theorie, die ja mit einheitlicher Flugrichtung rechnet, am besten mit sehr dünnen, die Elektronen noch wenig streuenden Antikathoden prüfen. Man verdankt KULENKAMPFF und Mitarbeitern [8] derartige wegen geringer Intensität der Strahlung große Sorgfalt erfordernde mühsame Messungen. Für die praktisch wichtigen massiven Antikathoden hat man die Folgen der in ihnen eintretenden Elektronenstreuung auf die Intensitätsverteilung der Röntgenstrahlung eine Zeitlang überschätzt, indem man meinte, daß praktisch kaum ein Richtungsunterschied übrigbleibe. Die DETERMANNsche Arbeit hat gezeigt, daß die Intensität in der Richtung des Maximums schon bei 100 kV an Antikathoden niederen Atomgewichts immerhin doppelt so hoch ist als quer zum Kathodenstrahl. Es ist also schon für die hier untersuchten Härten nicht mehr zweckmäßig, die Fenster für die Röntgenstrahlen in der gewohnten Weise unter 90° gegen den Kathodenstrahl zu setzen; man sollte sich vielmehr der Richtung der Kathodenstrahlen selbst nähern oder geradezu diese Richtung selbst benutzen. So geschieht es z. B. auch in dem in Abb. 11 gezeigten Therapierohr für 1 Million V: das Lager des Patienten steht in der Fortsetzung der Rohrachse, durch die die Elektronen herabkommen.

Man verdankt nach WIECHERT und J. J. THOMSON vor allem A. SOMMERFELD die Theorie der Bremsstrahlung von der ersten grundsätzlichen Behandlung (1909) bis zur leistungsfähigsten, der quantenmechanischen Form (1931).

2. Elektronenauslösung durch Röntgenstrahlen.

Wirkung der Röntgenstrahlen auf Materie. Die bekannten Wirkungen, etwa: Fluoreszenzerregung, photographische Wirkung, Leitendmachen von Gasen, Angriff auf lebendes Gewebe — sehen zunächst höchst verschiedenartig aus.

Der Kern der Vorgänge ist aber überall derselbe: der Röntgenstrahl reißt Elektronen aus der Materie ab. Am besten sieht man diesen Grundvorgang mit Hilfe einer Entdeckung, die ROBERT v. HELMHOLTZ, ein kurz darauf jung verstorbener Sohn von HERMANN v. HELMHOLTZ, 1887 hier in Berlin gemacht hat. Er fand, daß an aufgeladenen Luftmolekülen — Ionen — übersättigter Wasserdampf sich kondensiert. Dies Prinzip wurde 1910 von C. T. R. WILSON für Schnellaufnahmen ausgebaut (vgl. Vortrag I). Unmittelbar nachdem der Röntgenstrahl das feuchte Gas durchfahren hat, wird dieses expandiert und man sieht an den vermöge des Helmholtz-Effektes entstehenden Wassertröpfchen die Lage der Ionen vor sich, die der Strahl erzeugte. Abb. 16 zeigt eine der schönsten Aufnahmen WILSONs: ein ganz schmales Röntgenbündel kommt von rechts und ließ in der getroffenen Materie — hier Luft —

schnelle Elektronen entstehen (lichtelektrische Wirkung), die nun die neutralen Luftmoleküle durchschlagen und dabei von ihnen weitere Elektronen abreißen, also ganze Ionenketten entstehen lassen. Diese Elektronenbefreiung liegt sowohl der Fluoreszenzerregung wie dem photographischen Vorgang zugrunde und findet natürlich in dem leichten Material lebenden Gewebes ebenso statt, wie man sie hier in Luft vor sich sieht. Nur ist entsprechend der etwa tausendmal so hohen Dichte das ganze Bild auf etwa $\frac{1}{1000}$ mal so kleinen Maßstab reduziert. Die biologische Wirkung ist also im Grunde eine Kathodenstrahlenwirkung — die Röntgenstrahlen sind nur der durchdringende Träger, der die Energiequanten durch das vorgelagerte Material in die Tiefe des Gewebes bringt, wo sie wieder die Gestalt schneller Elektronen annehmen, die sie vor der Erzeugung des Röntgenstrahls schon einmal, im Rohr, besaßen. Die quantenmäßige Energiekonzentration bestimmt also



Abb. 16. Nebelspur-Aufnahme von der Auslösung von Elektronen durch Röntgenstrahlen (C. T. R. WILSON, nach MÜLLER-POULLETT, Physik, Bd. IV/3).

die *praktische* Strahlenwirkung — den Angriff auf erkranktes Gewebe. Sie hat darüber hinaus große *theoretische* Bedeutung für die Biologie. Der Angriff auf die vom Elektron durchfahrenen Bereiche ist scharf

auf die getroffenen Atome begrenzt — inmitten des lebenden Gewebes werden wie von einem äußerst scharfen Messer von atomistischer Feinheit einzelne Elektronen abgetrennt. Sowohl bei Schädigungen wie bei der sprunghaften Änderung von Erbfaktoren durch Röntgenstrahlen ist heute wahrscheinlich gemacht, daß die Anregung *eines* solchen atomistischen Einzelprozesses in einem Molekül zur Einleitung des biologischen Vorganges ausreichen kann.

Die drei Arten der Elektronenauslösung. a) Die Energie des *lichtelektrisch* ausgelösten Elektrons zeigt sich (bis auf die, oft geringfügige, Ablösearbeit) gleich der Energie $h\nu$ des auslösenden Röntgenstrahles. Die Umwandlung Röntgenquant \rightarrow Energie eines freien Elektrons erweist sich also vollständig als Gegenspiel zur Erzeugung des Röntgenquants mittels der Energie des freien Elektrons im Rohr. Die Konzentration, mit der das $h\nu$ des Röntgenstrahles bei der Auslösung des Elektrons zur Verfügung steht, ist eines der stärksten

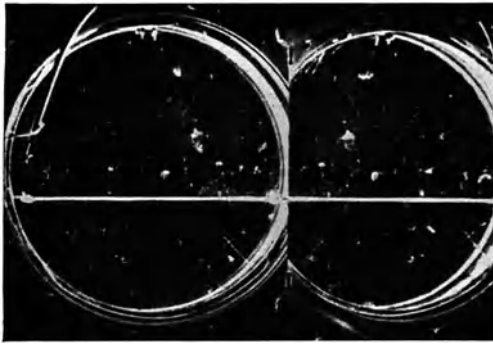


Abb. 17. Nebelspuren eines von harter γ -Strahlung (17 Millionen Volt) ausgelösten Elektronenpaares (Aufnahme von DELSASSO, FOWLER und LAURITSEN 1937) (Doppelaufnahme aus verschiedenen Richtungen).

Argumente für eine teilchen- nicht wellenartige Natur des Röntgenlichtes (vgl. auch Vortrag V).

b) Im gleichen Sinn spricht die Beobachtung *stoßartiger* Wirkungen der Röntgenstrahlen auf einzelne Elektronen, wobei das Elektron nur einen Teil der Energie übernimmt und beide Partner nach dem Vorgang Energien und Richtungen zeigen, wie sie den klassischen Stoßgesetzen (Impuls- und Energieerhaltung) entsprechen. Diese „Comptonelektronen“ (in Abb. 16 als ganz kurze punktartige Spuren auf der Bahn des Röntgenstrahles sichtbar) werden um so schneller und häufiger, je härter die Strahlung, und treten oberhalb 100000 V in der als praktisches Meßmittel so wichtigen Luftionisation allmählich in den Vordergrund neben den lichtelektrischen Elektronen (vgl. auch Vortrag I).

c) Oberhalb 1 Megavolt (Million Volt) tritt ein dritter Vorgang auf und später in den Vordergrund: die Röntgenquanten erzeugen *Paare* von negativen und positiven Elektronen. Es fährt etwa (Abb. 17) von einem Punkt einer durch γ -Strahlung von unten getroffenen Bleiplatte ein Paar von Teilchen aufwärts, die in dem Magnetfeld, das die Bildebene von vorn nach hinten durchquert, entgegengesetzte Krümmung zeigen, also entgegengesetzt geladen sind. Wiederum ist der Vorgang nur

quantenhaft zu verstehen, aber die Energiekonzentration, die im Lichtquant des Röntgenstrahles anzunehmen ist, wird nun zu einem ganz neuen Zweck verwendet: zum Aufbau der Eigenenergie von Teilchen, die aus dem Lichtquant entstehen.

Die aus der Masse des Elektrons zu folgernde Eigenenergie ist der kinetischen Energie gleich, die ein Elektron beim Durchfallen einer halben Million Volt annimmt. Um zwei Elektronen — das Paar — entstehen zu lassen, muß die Energie des Lichtquants also zum mindesten einer Million entsprechen.

Gegenüber der Milliarden Volt und mehr betragenden Härte von Höhenstrahlungsvorgängen ist diese Million geringfügig und so vermögen sich hier die Paarbildungsvorgänge vielfach zu wiederholen, so daß schließlich ein ganzer Schauer von Teilchen gebildet ist. Abb. 18 deutet in einem ganz groben Schema an, wie die beiden gegenläufigen Prozesse, die wir bisher, in den beiden ersten Teilen dieses Vortrags, betrachtet haben — Entstehung von Röntgenstrahlen durch aufprallende Elektronen und wiederum Elektronenbefreiung durch Röntgenstrahlen — oder: Elektron erzeugt Lichtquant, Lichtquant erzeugt Elektron — in solcher „Kaskade“ einander abwechselnd folgen, und Abb. 19 führt den Vorgang selber vor: in der obersten Bleiplatte entsteht ein Bündel von vier Teilchen, in der zweiten sind es schon etwa sechzehn geworden. Der ganze Vorgang, der aus einer von oben kommenden Bewegung hervorgeht, behält bei so extremer Härte eine charakteristisch Gerichtetheit nach vorn, von der wir sahen (Abb. 15 und 16), wie sie sich schon bei geringerer Härte allmählich ausbildet, ausgehend von der bevorzugten

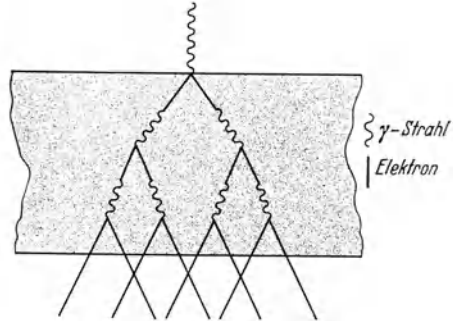


Abb. 18. Schema der Entstehung eines Elektronenschauers durch abwechselnde Paarbildung und Bremsstrahlung („Kaskade“).



Abb. 19. Entwicklung eines Kaskadenschauers (Aufnahme von FUSSEL 1938).

Emission in der Querrichtung, die dem klassischen Oszillator und der Bremsung sehr langsamer Teilchen zukommt. An dieser Seite der Erscheinung hat man also eine stetige Umbildung vor Augen, die mit den Verhältnissen beginnt, die der klassischen Schwingungs- und Wellenvorstellung entsprechen und zu dem für Teilchen bezeichnenden Verhalten hinüberführt. Bei diesen Vorgängen extremer Härte tritt der Quantencharakter der Röntgenstrahlen ganz in den Vordergrund.

Um die Übersicht abzurunden, erwähnen wir, daß oberhalb 10 Millionen Volt nochmals ein neuer Prozeß beginnt. Die Röntgen- oder vielmehr harten γ -Strahlen beginnen jetzt aus dem *Kern* Teilchen auszulösen, und zwar *Neutronen*, Teilchen von der Masse des Wasserstoffkernes, aber ohne Ladung (Kernphotoeffekt).

3. Röntgenoptik.

Den Erfahrungen, die eine Konzentration der Röntgenenergie in einzelnen Geschossen — Lichtquanten — nachweisen, stehen andere gegenüber, die für wellenhafte Ausbreitung sprechen. Dieser Widerspruch, die Doppelnatur als Welle und Teilchen, gilt allgemein für das Licht. Er zeigt sich im Gebiet der Röntgenstrahlen am deutlichsten, weil hier beide Seiten etwa gleich gut experimentell zugänglich sind. Zugleich bestehen hier Beziehungen zur Struktur des Elektrons — das Hauptthema wird von einer neuen Seite berührt.

Wellennatur der Röntgenstrahlung. Den Nachweis der Wellennatur verdankt man M. LAUE (München 1912). Seiner Anwendung des Kristalls als Beugungsgitter lag der Gedanke zugrunde, daß sich in den Atomen Elektronen befinden müssen, die von einem auffallenden Röntgenstrahl, falls er Welle ist, ins Schaukeln gebracht und so erneut elektrische Wellen — „gestreute“ Röntgenstrahlen — aussenden müssen. Die von den regelmäßig angeordneten einzelnen Atomen des Kristalls ausgehenden Wellen stehen, da sie von derselben Primärwelle angelegt sind, in bestimmten Phasenbeziehungen und verstärken einander daher in bestimmten Richtungen. Hier zeigen sich Interferenzmaxima.

BRAGG hat LAUES Überlegung in folgende einfache Form gebracht (Abb. 20). Man setzt das gesamte „Raumgitter“ der Kristallatome in Gedanken aus „Netzebenen“ zusammen. So bedeuten die waagerechten Punktreihen der Abbildung die Schnitte horizontaler Netzebenen. Die Atome jeder Netzebene wirken wie ein Spiegel (Zusammensetzung ihrer Wirkungen nach dem Huyghens-Prinzip, wie von der Betrachtung des Spiegels in der Optik gewohnt); sie geben als Interferenzresultat einen „reflektierten“ Strahl. Diese von den einzelnen Netzebenen kommenden gespiegelten Strahlen ($S_1 S_2$), die vom selben Primärstrahl (P) stammen, unterstützen einander aber nur dann, wenn die Wege über die Nachbarebenen sich um ganze Vielfache der Wellenlänge unterscheiden. Der

Wegunterschied hängt natürlich vom Abstand d der Netzebenen und vom Einfallswinkel ϑ ab, er ist $2d \sin \vartheta$. Insgesamt kommt also Reflexion an der ganzen Schar paralleler Netzebenen nur bei einzelnen scharf bestimmten Winkeln ϑ zustande. Für sie gilt:

$$n\lambda = 2 \cdot d \sin \vartheta$$

wo n eine ganze Zahl sein muß.

Die Anwendung dieser LAUESchen Interferenzen geht in zwei Richtungen:

man ermittelt die Wellenlänge λ gegebener Röntgenstrahlen mit bekanntem d : *Spektroskopie* der Röntgenstrahlen,

man bestimmt die in einem Kristall vorkommenden Netzebenenabstände d mit bekannter Wellenlänge λ : *Strukturbestimmung* chemischer Elemente und Verbindungen.

Beide Kapitel sind heute sehr weit durchforscht: die charakteristischen Röntgenstrahlen, die, wie CH. BARKLA entdeckt hat, jedes Element aussenden kann (vgl. S. 118), sind in Spektrallinien aufgelöst, deren Wellenlängenmessung längst den Rang von Präzi-

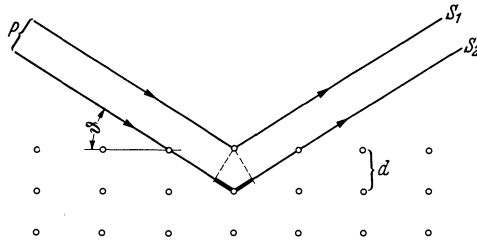


Abb. 20. Aufbau der Interferenz aus Spiegelung an Netzebenen (BRAGG).

sionsmessungen erreicht hat. Diese Eigenstrahlungen waren uns sehr wertvoll, um unsere Vorstellungen vom Bau des Atoms zu entwickeln. Ich habe zwar damals hieran mitgearbeitet und gerade von den Anregebedingungen der Röntgenspektren die erste Begründung zu der dann an der Chemie der heteropolaren Verbindungen durchentwickelten Vorstellung vom Aufbau abgeschlossener Elektronengruppen im Atom erhalten, es ist aber heute nicht mehr an der Zeit, davon zu sprechen, denn diese Gedanken sind jetzt schon ein Vierteljahrhundert alt, ihre Entwicklung ist längst in alle Einzelheiten durchgebildet und abgeschlossen. Ebenso befinden sich die röntgenspektroskopischen Wellenlängenmessungen selbst in einem Spätstadium; es sind heute Anwendungen hochentwickelter Präzisionsmethoden zur letzten Verschärfung der Genauigkeit oder zur Klärung von Einzelfragen.

Auf der anderen Seite hingegen, bei der Strukturbestimmung, überhaupt allgemein beim Interferenzvorgang im Kristall, ist noch mehr im Fluß. So hat die Strukturforschung, nachdem der Bau reiner Verbindungen weitgehend geklärt ist, die *Legierungen* mit großem Erfolg in Angriff genommen. Die vollständige Untersuchung eines aus *drei* Metallen bestehenden Systems wird überhaupt erst durch die Röntgenanalyse möglich. Die Beobachtung der Gitterabstände ist verfeinert

genug, um ihre Änderung zu systematischer Ermittlung von *Spannungszuständen* des Materials benutzen zu können. Ferner ist man von der einfachen Frage nach der *Lage* der ganzen Atome (Raumgitter, Abb. 21) längst zu der feineren Frage übergegangen, wie denn die Dichte der Elektronen im Atom und zwischen den Atomen *verteilt* ist (durch aufgesetzte Dichtekurve angedeutet). Man beantwortet sie durch Messung der Intensitätsverteilung in Beugungsbildern. Sie verdeutlichen zu-

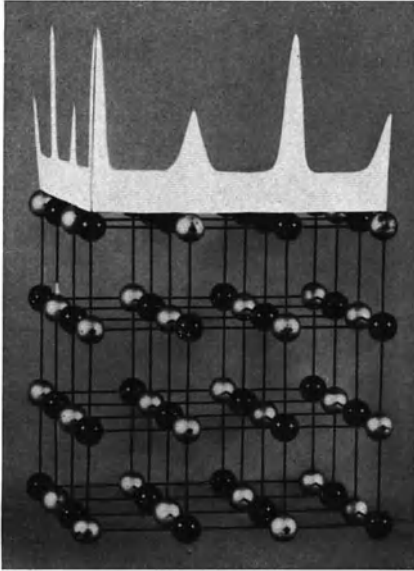


Abb. 21. Raumgittermodell und Kurve der Ladungsdichte längs einer Atomkette¹.

nächst die Struktur des Atoms selbst („Atomformfaktor“) und zeigen die Brücken, die sich zwischen manchen Atomen in einer Verbindung bilden. Sie werden in letzter Zeit besonders auch auf organische Moleküle angewandt. Abb. 22 zeigt mit Hilfe von Linien konstanter Dichte, die den Höhenlinien einer Landkarte entsprechen, die Dichteverteilung für einen Querschnitt durch das Naphthalinmolekül. Schließlich soll Abb. 23 auf die Aufklärung hinweisen, die der Bau der Kettenmoleküle hochpolymerer Verbindungen durch die Röntgenanalyse erhalten hat. Nach Beobachtungen von ASTBURY an Haaren, die gedehnt wurden, ist hier ein Stück aus der Hauptvalenzkette des fadenförmigen Keratinmole-

küls in drei Zuständen dargestellt, in der Mitte normal, oben gestreckt, unten superkontrahiert. Man sieht, daß die Verkürzung dadurch entsteht, daß sich jeweils ein Stück der Kette zu einem Ring zusammenfaltet. Da man am Myosin des Muskels ganz analoge Diagramme erhält, hat sich hier ein neuer Zugang zu dem alten Problem der Muskelkontraktion aufgetan.

In all dem bewährt sich die reine Wellentheorie. Sie hält auch noch schärferer Prüfung stand. Läßt man die Strahlung nicht von irgendwo außen her auf den Kristall kommen, sondern mitten im Kristall *entstehen*, so zeigt sich, daß die Wellenbewegung vom strahlenden Atom nach allen Seiten zugleich auseinanderläuft, ganz anders, als man nach ihrer Konzentration in Lichtquanten zu erwarten hätte. Man setzt zu diesem

¹ Neue exakte Beobachtungen von BRILL und Mitarbeitern lassen die Dichte von den einzelnen Ionen her etwas weiter in die Zwischenräume hineinreichen als obige nach älteren Beobachtungen gezeichnete Darstellung.

Zweck einen Metallkristall als Antikathode ins Röntgenrohr. Dann können Wellen, die von einem zum Kristallgitter gehörenden, zur Linienausseendung angeregten Atom ausgehen, durch Reflexion an den Netzebenen in eine andere Richtung gesteuert werden und mit denen interferieren, die von vornherein in dieser Richtung gingen. In der Tat ist das Feld der von solcher Kristallantikathode ausgehenden Strahlung durchzogen von den Spuren an verschiedenen Netzebenen im Kristall reflektierter Strahlen (Abb. 24, Aufnahme H. VOGES). Sie müssen mit den unmittelbar nach vorn gegangenen interferieren und damit ist das seltsame Aussehen mancher Linien zu deuten, die nebeneinander an ihrem Rand heller, am anderen dunkler sind als der Untergrund [z. B. die Linie (111) (Oktaederreflex)]. Augenscheinlich unterstützen sich Linie und Untergrund an der einen Linienkante mit übereinstimmender Phase, an der anderen wirken sie sich entgegen.

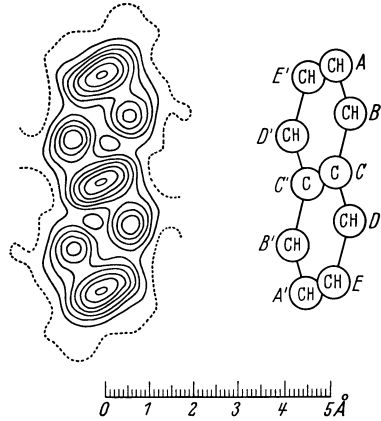


Abb. 22. Linien gleicher Ladungsdichte im Naphthalinmolekül. Rechts ist die gewählte Schnittrichtung (senkrecht zur *b*-Achse) angedeutet (ROBERTSON).

In der Tat muß beim Hindurchgehen durch die Reflexionsrichtung die Phase um 180° herumgehen. Einem einfachen Reflex für sich kann man das nicht ansehen. Hier aber, beim „Gitterquellen“-Versuch, überlagert er sich der direkten Strahlung, dem Untergrund, und so bekommt man den Phasenwechsel als „Hell-dunkellinie“ vor Augen.

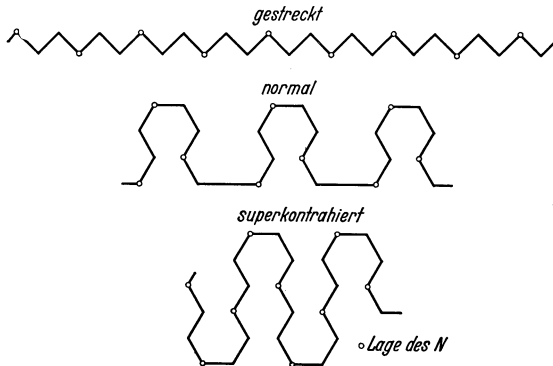


Abb. 23. Struktur von Fadenmolekülen (Keratin) in verschiedenen Kontraktionszuständen.

Abb. 25 zeigt den Intensitätsverlauf quer über eine solche Linie nach der Rechnung von LAUE. Derartiges kann nur zu Stande kommen, wenn wirklich vom gleichen Atom aus die Strahlung nach verschiedenen Seiten zugleich in fester Phasenbeziehung ausläuft. Wir haben eine sehr bezeichnende Wirkung des Wellencharakters der Röntgenstrahlen vor uns [73a].

Abb. 26 zeigt eine der besten, kürzlich von BORRMANN gewonnenen, Gitterquellenaufnahmen (Eisen), Abb. 27 das Aussehen, das sich bei

harten Strahlen (112 kV) einstellt und deutlich die Ähnlichkeit mit Elektroneninterferenzen — denen ja noch kürzere Wellenlängen zugrunde liegen —, zu Tage treten läßt.

Auch die geringfügigen, aber heute gut bekannten Brechungs- und Dispersionserscheinungen entsprechen theoretischen Ansätzen, die in der Wellenvorstellung wurzeln.

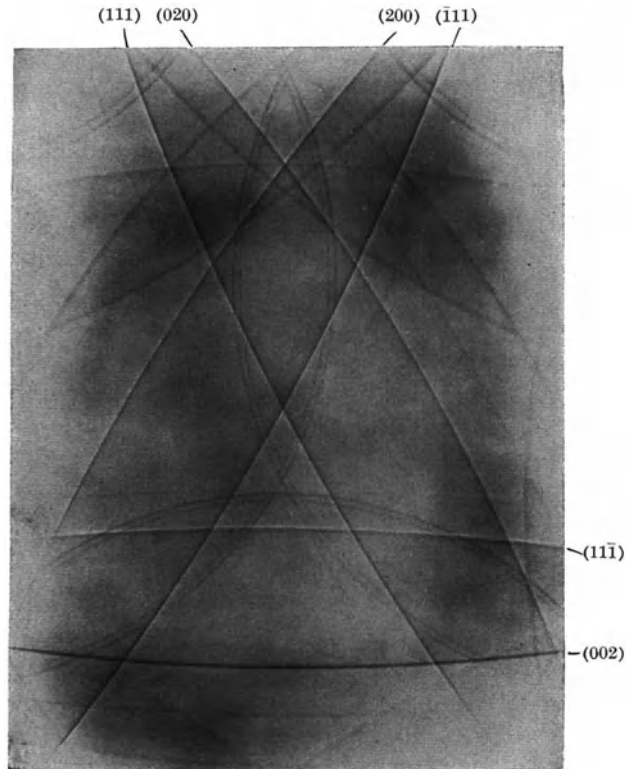


Abb. 24. Emission der Kupfer-Einkristall-Antikathode im Gebiet um den Oktaederpol. Übersicht. Abstand 20 cm. Auf $\frac{2}{3}$ verkleinert (H. VOGES).

Allgemein sind Ausbreitungserscheinungen am besten der Wellenauffassung, Umsetzungserscheinungen der Quantendarstellung zugänglich.

Grenzen der Wellentheorie. Der Wettstreit der Wellen- und der Teilchenauffassung verschiebt sich mit wachsender Schwingungszahl immer stärker zu Gunsten der letzteren. Bei Rundfunkfrequenzen $\lambda \sim 1 \text{ km} = 10^6 \text{ cm}$, denkt niemand an etwas anderes als Wellen, beim Licht ($\lambda \sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$) kann die Umsetzung (chemische Wirkung, Auge) nur mit Lichtquanten verstanden werden, bei Röntgenfrequenzen ($\lambda \sim 10^{-8} \text{ cm}$) sehen wir in allen Wirkungen die quantenhafte Energie-

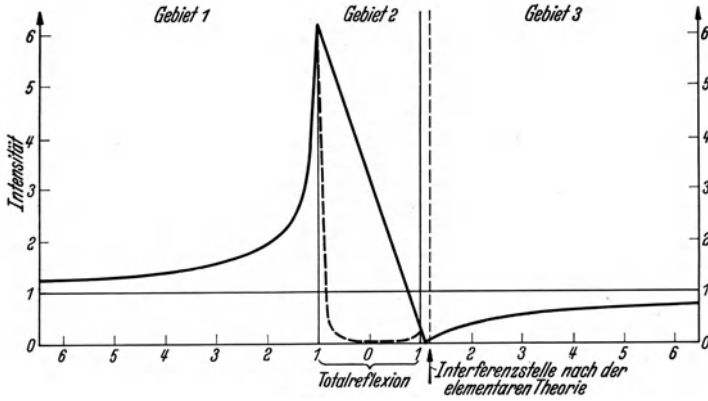


Abb. 25. Theoretischer Intensitätsverlauf über eine Gitterquellenlinie (V. LAUE).

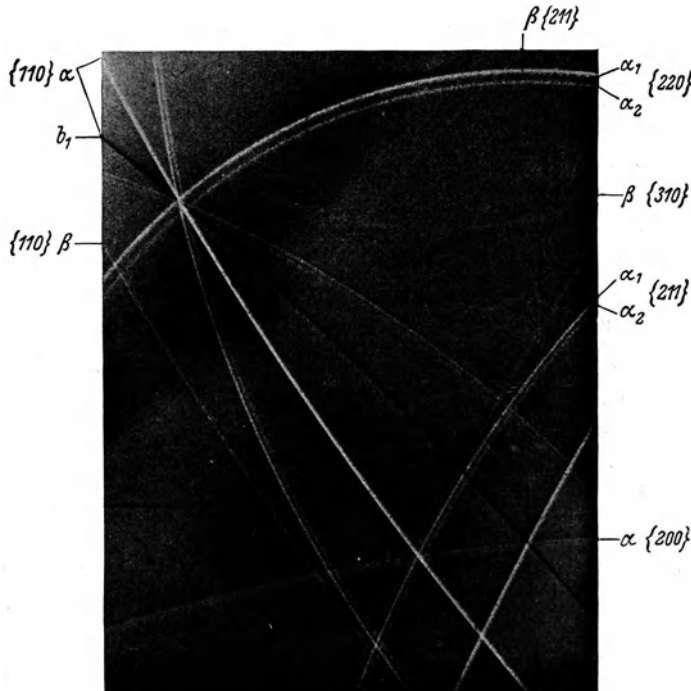


Abb. 26. Gitterquellenaufnahme von Eisen (BORRMANN).

konzentration im Vordergrund, in der kosmischen Strahlung schließlich ($\lambda < 10^{-10}$ cm) beherrscht sie auch die Ausbreitung. Interferenzerscheinungen sind dort nicht beobachtet.

Die Wellentheorie stößt indes auch nach rein klassischen Gesetzen auf Grenzen, wenn man sie auf Elektronen als Lichtquellen anwendet.

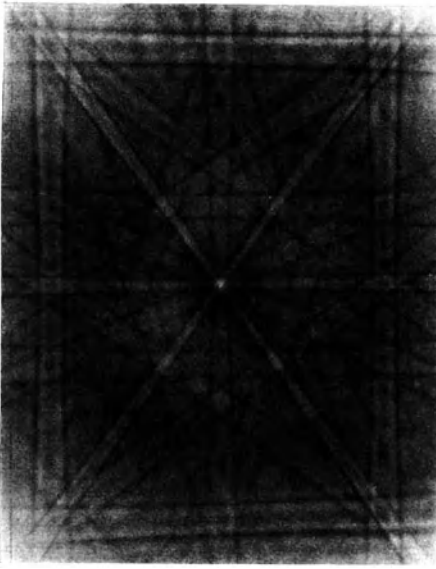


Abb. 27. Strahlung einer Einkristall-Antikathode bei großer Härte (112 kV) (DETERMANN).

Der von einem schwingenden Elektron ausgesandte Wellenzug bedeutet einen Energieverlust. Er kann also nicht unbegrenzt weiterlaufen, sondern muß abklingen. Die klassische Theorie des elektromagnetischen Oszillators vermag diese Strahlungsdämpfung zu berechnen. Man findet, daß der von einem einmal in Gang gesetzten Elektron ausgehende Wellenzug um so kürzer ist, je höher die Frequenz. Schließlich wird er so kurz wie die Wellenlänge selbst: das Elektron gibt keinen Wellenzug mehr aus, sondern nur noch einen knallartigen, aperiodisch gedämpften Feldstoß.

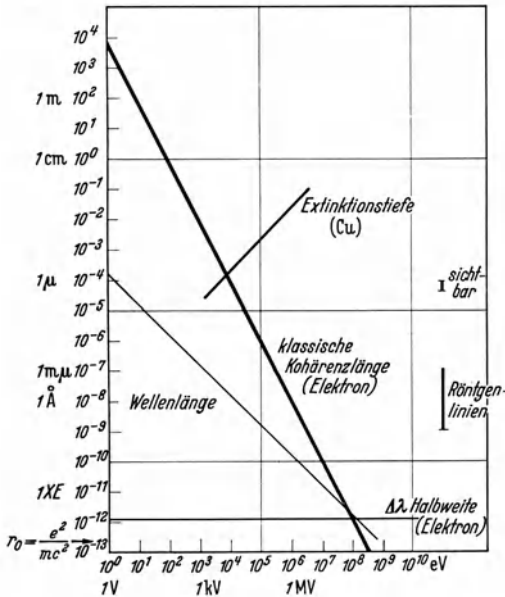


Abb. 28. Zusammenhang zwischen Energie, Wellenlänge und Länge des Wellenzuges.

Abb. 28 soll uns diesen Zusammenhang vor Augen führen. Unten ist die Spannung angetragen, mit der wir die Röntgenstrahlen erzeugen, wir lesen 1 V, 1 kV, 1 MV. Als Ordinate sind Längen aufgetragen. Zunächst finden wir das uns schon bekannte Gesetz von der Grenzwellenlänge des Bremsspektrums: Sie wird um so kürzer, je höher die anregende Spannung. Die Kurve beginnt in der Gegend der einzelnen Volt mit sichtbarem Licht. Da $\lambda \sim \frac{1}{U}$, haben wir in dieser logarithmischen Darstellung eine unter 45° fallende Gerade. Darüber ist nun die Länge des gedämpften Wellenzuges (die Strecke, in der die

Amplitude auf $1/e$ abklingt) aufgetragen, wie ihn der klassische Elektromagnetismus für ein strahlendes Elektron berechnet. Beim Licht

ist er meterlang und in der Tat kann man hier ja über Strecken von vielen Dezimetern Interferenzerscheinungen beobachten, was heißt, daß über so lange Strecken feste Phasenbeziehungen bestehen (Kohärenzlänge). Dann aber fällt die Länge des ganzen Zuges mit dem Quadrat der Wellenlänge ab, also steiler als diese, und holt sie schließlich ein, der ganze Zug ist nur noch eine Welle lang, er wird zu einem Impuls. Interessanterweise ist die Wellenlänge, bei der dies Unglück passiert, von der Größe des sog. Durchmessers des Elektrons, von dem ja schon im ersten Vortrag dieser Reihe die Rede gewesen ist. Wir können das Resultat also auch so auffassen: Wenn die Wellen so kurz werden, wie das Elektron dick ist, kann ich mit dem Elektron überhaupt keinen Wellenzug mehr beschreiben. Es ist so, wie wenn ich hier an der Tafel mit einem Stück Kreide eine Welle zeichnen wollte, deren Wellenlänge kürzer wäre als die Dicke der Kreide. Was wir hier, um es uns zu merken, mit solch grobem Bild erläutern, ist von großer grundsätzlicher Bedeutung. Wir haben eine Stelle erreicht, an der die Wellentheorie selbst eine Grenze findet — von Quanten ist bei dieser Überlegung nirgends die Rede. Und diese Grenze ist bestimmt durch die Masse und die Ladung des Elektrons — denn sowohl in die Dämpfung geht Masse und Ladung des schwingenden Teilchens ein, wie in den aus der elektrostatischen Energie der Ladungsanhäufung berechneten Radius des Elektrons — und deshalb begegnen einander die beiden Überlegungen beim selben Zahlenresultat von einigen 10^{-13} cm. Wir werden also durch die Problematik der Wellennatur der Röntgenstrahlen wieder auf die Frage nach der Konstitution des Elektrons selbst zurückgeführt.

Man könnte, sagt die Theorie, Züge von noch kürzeren Wellen erhalten, wenn man ein schwereres Teilchen als Oszillator verwendete, als das Elektron. Die Höhenstrahlung enthält weit härtere Anteile. Über ihre Kohärenzlänge läßt sich experimentell nichts sagen, weil die kohärente Streuung im Gitter, auf der unsere Spektroskopie beruht, bei diesen Härten längst an Intensität ganz hinter quantenhaften Prozessen zurückgetreten ist. Es ist aber, schon mit Rücksicht auf unser Hauptthema, bemerkenswert, daß unter den geladenen Teilchen, die die kosmische Strahlung enthält, in diesem Härtebereich Elektronen von etwa hundertfacher als der gewohnten Masse — „*schwere Elektronen*“ — auftreten. Sie werden jetzt „Mesotronen“ oder „Mesonen“ genannt (die kurze Form ist zugleich die sprachlich richtige), weil sie eine Mittelstellung zwischen Elektron und Proton einnehmen — wir berühren hier das große Problem der Existenz der Elementarteilchen überhaupt, unter denen das gewohnte Elektron nur eines unter mehreren von gleich großer Ladung ist.

Da wir im Gebiet der Röntgenstrahlen sowohl für die Wellennatur wie für die Teilchennatur des Lichtes ganz unmittelbare experimentelle

Nachweise führen können, prägt sich hier das stärkste Problem der Optik, das der Struktur des Lichtes, am schärfsten aus. Deshalb sind die Röntgenstrahlen aus einem entlegenen Grenzgebiet heute zu einem zentralen Gebiet der Optik geworden, von dem aus sich, mitten inne stehend zwischen der klassischen Optik des Sichtbaren und den extremen Härten der kosmischen Strahlen, die im Fluß befindlichen Fragen am besten überblicken lassen. Wer das Gebiet der Röntgenphysik kennt, weiß, daß wir in diesem Vortrag mit wahren Siebenmeilenstiefeln vorwärts gegangen sind und diese und jene schöne Landschaft mit einem raschen Schritt übersprungen haben. Innerhalb dieser Vortragsreihe konnte unser Zweck nur ein rascher Überblick sein, der besonders die Beziehungen zum Hauptthema beleuchten und im übrigen versuchen sollte, anzudeuten, warum dies Gebiet sowohl nach erreichten Leistungen wie nach spannenden Aufgaben heute Bearbeitung verdient.

B. Das freie Elektron in der Technik.

VII. Systematik der Elektronengeräte.

Von

E. BRÜCHE.

Wenn man sich mit dem Elektron als Gegenstand des *technischen* Handelns beschäftigen will, so wird man sich zuerst die Frage vorlegen: Warum benutzen wir für die Anwendungen gerade Elektronen und nicht andere Korpuskularstrahlen, insbesondere positive Teilchen? Die Antwort auf diese Frage ist eine doppelte.

Erstens: Die spezifische Ladung (e/m) der Elektronen ist in ganz besonderer Weise für technische Anwendungen günstig, denn der Wert des (e/m) ist bei Elektronen sehr groß im Verhältnis zu dem anderer Ladungsträger (vgl. Vortrag I). Das bedeutet, daß Elektronen im Gegensatz zu anderen Ladungsträgern schon durch schwache Felder in der Bahn merklich beeinflußt werden können, und daß sie auch im Beschleunigungsfeld bereits bei kleinen Spannungen hohe Geschwindigkeiten erreichen, so daß die Laufzeiteffekte erst bei sehr hohen Frequenzen auftreten. Bei allen Ladungsträgern, außer Elektron und Positron, ist das (e/m) infolge der größeren Masse ungünstiger. Außerdem bedeutet ein Ionenstrom einen Massentransport anderer Art als bei einem Elektronenstrom. So würde z. B. bei einem Strom von Kaliumionen bei 1 A und 100 Brennstunden eine Masse von rd. 150 g zur Gegenelektrode abtransportiert werden, wo das Kalium sich an der Oberfläche absetzen würde.

Zweitens: Wir könnten an sich auch Positronen für technische Zwecke wählen. Jedoch sind Positronen selten, während es Elektronen in großer Menge gibt. Jedes Materiestück ist voll von Elektronen, die wir auf verschiedene, technisch einfache Weise befreien können (vgl. Vortrag III).

1. Bewegungsgesetze der Elektronen.

Zur technischen Anwendung der Elektronenstrahlung nehmen wir durch geeignete Felder Einfluß auf die Elektronen und zwingen sie,

Anmerkung bei der Revision: Unter Hinweis auf das Vorwort des Herausgebers sei der Leser darauf aufmerksam gemacht, daß der Verfasser, der auf S. 141 ff. das Thema der Abbildungsgeräte streift, mit den Ausführungen in dem Beitrag des Herrn Dr. RUSKA über das gleiche Thema in mehreren Punkten nicht übereinstimmt.

diejenigen Bahnen zu beschreiben, die wir ihnen vorschreiben. So vollbringen die Elektronen diejenigen Leistungen, die wir wünschen. Die Felder sind also das Werkzeug, mit dem wir die Elektronen lenken, und damit ist die Bewegungslehre, der wir uns kurz zuwenden wollen, das allgemeine Fundament jeglicher technischen Anwendung. Wiederholen wir zunächst die einfachsten Gesetze:

Energiesatz. Der Energiesatz lautet in der Bewegungslehre von Elektronen im elektrischen Felde: $\frac{mv^2}{2} = eU$. In dieser Gleichung, die sinngemäß auch für die Bewegung von Masseteilchen im Gravitationsfeld gilt, bedeutet $\frac{mv^2}{2}$ die kinetische Energie und U das vom Elektron im Beschleunigungsfeld durchfallene Potential. Es ist also eU (oder im konstanten Gravitationsfeld mgh) die potentielle Energie, die sich in kinetische Energie umgesetzt hat.

Ablenkgesetze. Schießen wir ein Elektron senkrecht zur Richtung der Kraftlinien in ein elektrisches Feld der kleinen Länge l , so wird das Elektron unter der Wirkung der elektrischen Kräfte um den kleinen Winkel Θ_e aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt werden (vgl. Vortrag I, Abb. 4). Es gilt:

$$\Theta_e = \frac{l}{2} \frac{\mathfrak{E}}{U},$$

wenn \mathfrak{E} die Stärke des ablenkenden Feldes und U die Potentialdifferenz ist, die das Elektron durchfallen hat, als es von der Ruhe aus beschleunigt wurde. Der Krümmungsradius r_e der Parabelbahn wird dabei im Scheitel gegeben durch den Ausdruck

$$r_e = \frac{m}{e} \frac{v^2}{\mathfrak{E}} = 2 \frac{U}{\mathfrak{E}}.$$

Im magnetischen Feld \mathfrak{H} gilt entsprechend für den kleinen Ablenkwinkel Θ_m und den Kreisbahnradius r_m :

$$\Theta_m = \frac{e}{mv} l \mathfrak{H} = \frac{l}{3,4} \frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{U}}, \quad r_m = \frac{m}{e} \frac{v}{\mathfrak{H}} = 3,4 \frac{\sqrt{U}}{\mathfrak{H}},$$

wobei auf der rechten Seite U in Volt und \mathfrak{H} in Oerstedt einzusetzen ist. Der Radius r_e bzw. r_m ergibt sich dann in Zentimetern.

Die Ablenkung im elektrischen und magnetischen Felde und damit auch alle Bewegungen der Elektronen in den beiden Feldern unterscheiden sich, wie es die Gleichungen zeigen, grundsätzlich. Im elektrischen Feld ist die Ablenkung \mathfrak{E}/U , im magnetischen ist sie \mathfrak{H}/\sqrt{U} proportional. Die Eigenart, daß bei der elektrischen Ablenkung gerade das Verhältnis \mathfrak{E}/U auftritt, besagt für die Betätigung eines Elektronengerätes, das nur mit elektrischen Feldern arbeitet und bei dem die Elektronen von der Ruhe aus beschleunigt sind, folgendes: Wenn wir alle Potentiale in dem gleichen Verhältnis ändern, so bleiben die Krümmungsradien der Bahnen, die Ablenkwinkel, die Fokussierung usw. erhalten.

Wir haben es hier mit dem für die elektrische Elektronenoptik sehr wichtigen Dimensionsgesetz (Ähnlichkeitssatz) zu tun. Diese Beziehung besagt z. B.: Ein elektrisches Elektronenmikroskop kann man grundsätzlich mit Wechsellspannung betreiben; es wird also insbesondere gegenüber Spannungsschwankungen unempfindlich sein, während beim magnetischen Mikroskop gerade auf die Konstanz der Spannungen sehr geachtet werden muß.

2. Ausnutzung der Grundeigenschaften¹.

Das freie Elektron ist Träger von Ladung und Masse. Als Ladungsträger stellt es in seiner Bewegung einen Strom dar, der sich zu bestimmten Raumpunkten lenken und praktisch trägheitslos steuern läßt. Als Massenträger vermag das Elektron Bewegungsenergie anzusammeln und nun Stoßprozesse vorzunehmen. Bei diesen atomistischen Stoßprozessen spielt die Ladung meist eine besonders wichtige Rolle.



Abb. 1. Zentralanodenzellen [72].

Das Elektron als Ladungsträger. Die einfachsten Elektronengeräte sind die, bei denen nur von der Ladung der Elektronen Gebrauch gemacht wird, die als Strom zu einer Elektrode (Anode) fließt. Zu diesen Geräten, die man zusammenfassend als *Intensitätsgeräte* bezeichnen kann, gehören Photozelle und Elektronenröhre.

Die *Photozelle* dient der Umwandlung einer Lichtintensität in eine Stromintensität. Sie beruht auf dem lichtelektrischen Effekt, d. h. der Möglichkeit, durch ein Lichtquant von bestimmter Energie $h\nu$ ein Elektron auszulösen, wenn die erforderliche Austrittsarbeit des Elektrons diese verfügbare Energiemenge nicht übersteigt (rote Grenze). Abb. 1 zeigt zwei neuere Zentralanodenzellen mit der üblichen Kathode, die als dünner Zäsium-Belag auf oxydiertem Silber hergestellt wird. Wegen der Trägheitsfreiheit der Auslösung der Elektronen, deren Menge der Lichtintensität proportional ist, vermag die Photozelle zur Übertragung schnell schwankender Lichtströme, z. B. in der Lichttelephonie und im Tonfilm, benutzt zu werden.

¹ Der Verf. lehnt sich in seinen Ausführungen an das in Vorbereitung befindliche Buch: von BRÜCHE und RECKNAGEL: „Elektronengeräte“ an, aus dem auch Einteilung und Bezeichnungen der Geräte übernommen sind (Berlin: Julius Springer 1941). Vgl. auch die Zusammenstellung S. 155.

Die *Elektronenröhre* arbeitet im Gegensatz zur Photozelle mit einem vorgegebenen Elektronenstrom, der einer Glühkathode entnommen wird. Auf diesen Elektronenstrom wird durch das Steuernetz eingewirkt, d. h. seine Intensität wird durch eine geringe vorgegebene Spannung — im Idealfall proportional dieser Spannung — geändert. Die Elektronenröhre ist als Verstärker- und Senderöhre wohl das wichtigste Elektronengerät überhaupt (vgl. Vortrag VIII).

In Abb. 2 sind Photozelle und Elektronenröhre einander in schematischen Bildern gegenübergestellt, um die Gleichartigkeit und die Unterschiede dieser beiden Intensitäts-

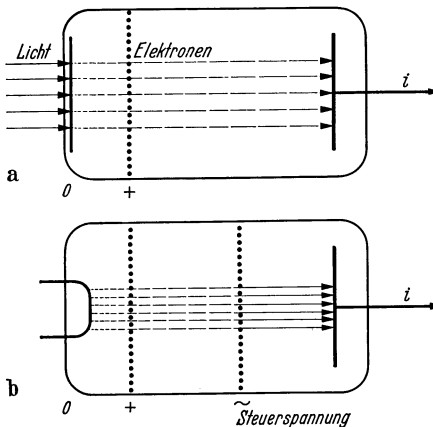


Abb. 2a und b. Vergleich von Photozelle (a) und Elektronenröhre (b) in schematischen Bildern.

geräte deutlich hervortreten zu lassen. Bei beiden Geräten wird ein Strom von Elektronen hergestellt und zur Anode geleitet. Die Steuerung der Elektronenintensität erfolgt bei der Photozelle durch den sich ändernden Lichtstrom, bei der Elektronenröhre durch die Steuerspannung. Bei der Photozelle liefert der Lichtstrom selbst die Energie zur Elektronenauslösung, die sich in ihrer Menge je nach den Schwankungen der Lichtintensität ändert. Bei der Elektronenröhre dagegen wird leistungslos auf

einen vorher erzeugten Elektronenstrom eingewirkt, der in einen weitergeführten und einen zurückgehaltenen Anteil zerlegt wird.

Bei der leistungslosen Steuerung in der Elektronenröhre haben wir es mit dem eigentlichen Steuerprinzip zu tun, bei dem eine Lenkung der vorgegebenen Energie in verschiedenen „Bahnen“ erfolgt. Dieses Steuerprinzip als leistungsloser, aber doch den Endeffekt bestimmender Eingriff in einen Vorgang ist nicht nur bei den Elektronengeräten verwirklicht, sondern ist ein allgemeines, wichtiges Prinzip der Natur.

Interessiert das Elektron nur als Ladungsträger, so bleibt die Energie oft als unerfreuliche Zugabe übrig. Sie äußert sich in Erwärmungen (Senderöhre) oder Störungen, wie Sekundärelektronenauslösung (Verstärkeröhre), zu deren Unschädlichmachen besondere Maßnahmen angewendet werden (Bremsgitter).

Das Elektron als Massen- bzw. Energieträger. Die Speicherung von Bewegungsenergie im Elektron durch Beschleunigung im elektrischen Felde gibt die Möglichkeit, durch Elektronen energetische Prozesse vorzunehmen. Ein wichtiger Vertreter der hierauf beruhenden Geräte ist die Röntgenröhre, die als ein hinsichtlich der Anwendung spezialisiertes

Lenardrohr aufgefaßt werden kann. Lenard- und Röntgenröhre ist die Herstellung eines Elektronenbündels gemeinsam, das bei der Röntgenröhre durch die „Antikathode“, gerichtet wird.

Beim Lenardrohr wird ein Strahlenbündel schneller Elektronen erzeugt, das nun durch ein „Fenster“ aus dem Rohr austritt. Über die Verwendung der Elektronen ist dabei noch keine Verfügung getroffen. Bei der Röntgenröhre läßt man das wie bei der Lenardröhre erzeugte Bündel schneller Kathodenstrahlen bereits in der Röhre auf einen Metallkörper auftreffen. Bei der „Bremsung“ strahlen die Elektronen elektromagnetische Energie ab bzw. sie regen innere Elektronen der getroffenen Atome zu „charakteristischer Strahlung“ an (vgl. Vortrag VI).

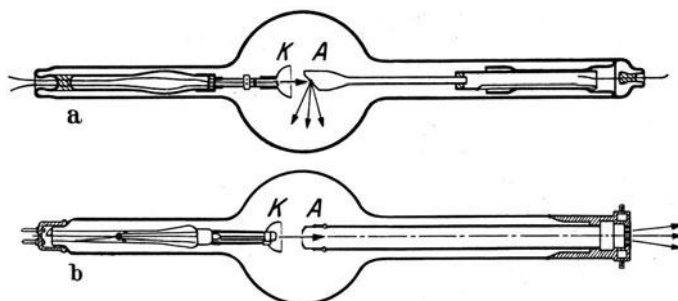


Abb. 3 a und b. Ähnlicher Aufbau bei Lenard- und Röntgenröhre.
a Röntgenröhre nach COOLIDGE; b Lenardröhre nach HOFMANN.

Lenard- und Röntgenröhre bilden zusammen eine besondere Gruppe der Elektronengeräte, für die die Stoßwirkung der Elektronen mit ihren energetischen Wirkungen das Bestimmende ist. Die enge Verwandtschaft der beiden Geräte geht recht deutlich aus Abb. 3 hervor, in der die Röntgenröhre von COOLIDGE [28] mit Glühkathode und ein etwa um die gleiche Zeit von HOFMANN [67] konstruiertes Lenardrohr mit Glühkathode einander gegenübergestellt sind.

Bei Lenard- und Röntgenrohr ist die Entwicklung in den letzten Jahren immer mehr zur Anwendung hoher Spannungen fortgeschritten. Einerseits interessierten solche Geräte für 1 Million Volt und mehr für medizinische Zwecke, andererseits für kernphysikalische Untersuchungen. Auch in der neueren Entwicklung zeigt sich die Verwandtschaft der beiden Röhren, indem immer zuerst eine Lenardröhre gebaut wurde, die dann auch als Röntgenröhre Anwendung fand. Abb. 4 stellt eine vollständige, neuere Anlage dar, bei der die erforderliche hohe Spannung von 2,5 Millionen Volt durch eine Stoßanlage erzeugt wird, an deren oberen Teil das eigentliche Lenardrohr eingebaut ist. Abb. 5 gibt den Schnitt durch dieses Höchstspannungsrohr nach der Bauart von BRASCH und LANGE [17]. Es ist aus einer Reihe von Metallringen aufgebaut, zwischen denen Isolierscheiben liegen. Die Dichtung des Rohres wird durch

Gummischeiben erzielt. Legt man an ein solches Rohr kurzzeitig Spannung an, so bildet sich ein Spannungsgefälle aus, das im wesentlichen linear ist. Dieses lineare Spannungsgefälle bewirkt, daß ein Überschlag nicht stattfindet. Man findet das Prinzip der Spannungsunterteilung in allen modernen Höchstspannungsröhren¹, wenn auch in den Einzelheiten verschiedenartig ausgeführt (vgl. Vortrag VI).

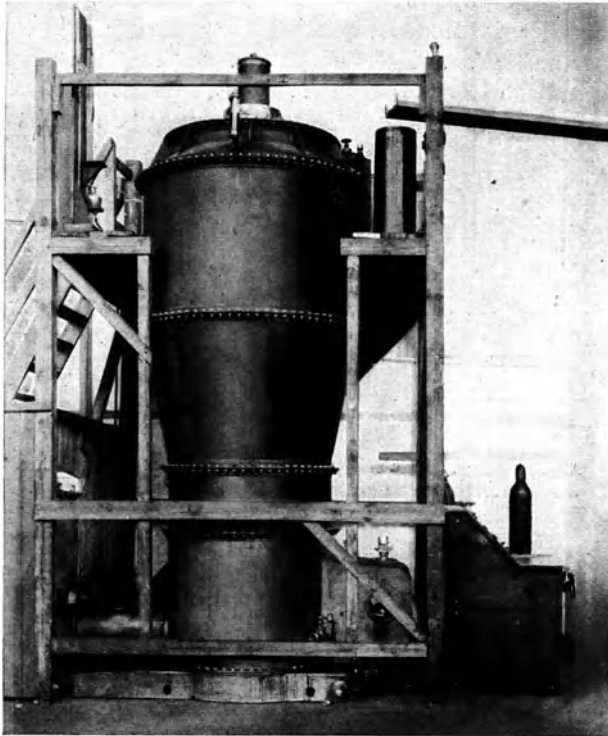


Abb. 4. Stoßspannungsanlage für 2,5 Millionen Volt mit zentral eingebautem Lenardrohr.

Das Elektron als Energie- und Ladungsträger. Betrachten wir nun ein Gerät, für dessen Funktion Ladung und Energie in gleicher Weise wichtig sind, den *Vervielfacher*. Abb. 6 zeigt ihn in der Form des Prallgitter-Vervielfachers [133]. Die lichtelektrisch an der Kathode ausgelösten Elektronen werden zum ersten Netz durch eine Spannung von etwa 100 V beschleunigt. Dort lösen die aufprallenden Elektronen neue Elektronen aus. Die Beschleunigungsspannung ist dabei so gewählt und das Gitter so präpariert, daß mehr Sekundärelektronen ausgelöst werden als Primärelektronen aufgetroffen sind. So werden nun zum

¹ *Anmerkung bei der Korrektur:* Neuerdings hat Osram eine Röntgenröhre für 1,2 Millionen Volt nach diesem Prinzip gebaut.

zweiten Gitter hin z. B. doppelt so viel Elektronen beschleunigt, als ursprünglich von der Kathode ausgelöst wurden. Hinter dem dritten Gitter ist der Elektronenstrom schon vervierfacht usw. Bei diesem Gerät wird also die Energie in Ladungsmenge umgesetzt. Da es aber letzten Endes doch nur auf den Strom selbst ankommt, ist das Gerät zur Gruppe der Intensitätsgeräte wie die Elektronenröhre zu zählen. Der Elektronenröhre gegenüber hat die

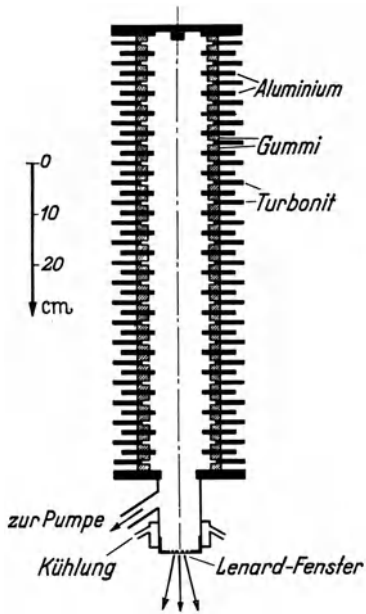


Abb. 5. Lenard-Hochspannungsrohr.



Abb. 6. Prallnetz-Vervielfacher (rechts) und Elektronenröhre.

Verstärkung mit dem Vervielfacher den Vorteil, daß bei letzterem der Störspiegel gering ist und daß die Verstärkung proportional bis zu höchsten Frequenzen erfolgt.

Oft ergeben, wenn es auf energetische Effekte ankommt, die Elektronen eine störende Aufladung. So ladet sich z. B. ein Leuchtschirm gelegentlich negativ auf. Entweder hilft sich die Natur selbst gegen diese Aufladung (Sekundäremission) oder es muß für eine Entladung gesorgt werden (Ableitung).

3. Die beiden statischen Prinzipien der Elektronenführung: Fokussierung und Dispersion.

Die Grundeigenschaften des Elektrons: Ladung und Masse ermöglichen es uns, mittels des geeignet zu wählenden Feldes auf die Bewegung der Teilchen Einfluß zu gewinnen. So gelingt es, durch die Lenkung der Elektronen die grundsätzlichen Möglichkeiten nutzbar zu machen, die in den Bewegungsgesetzen versteckt liegen.

Betrachtet man allein Elektronenstrahlengänge, bei denen die Strahlen ihre Lage zeitlich nicht ändern, so lassen sich neben der bereits genannten Energiespeicherung, deren Organ das Beschleunigungsfeld ist (Lenard- und Röntgenröhre), zwei besonders wichtige, „geometrische Prinzipien“ unterscheiden:

Fokussierung

Dispersion

Der Anwendung dieser „Prinzipien“ dienen bestimmte Elemente des Strahlenganges, nämlich:

Elektronenlinse

Dispersionsprisma

(rotationssymmetrisches
elektrisches oder magnetisches Feld)

(elektrisches und magnetisches Querfeld)

Den „Prinzipien“ kann man Gerätegruppen zuordnen, für deren Anwendung sie grundsätzliche Wichtigkeit haben bzw. bei denen sie in besonders ausgeprägter Form Verwendung finden:

Abbildungsgeräte

Spektrographen

Fokussierung und Linse. Unter Fokussierung schlechthin — oder genauer gesagt: unter Richtungsfokussierung — versteht man die Wieder-

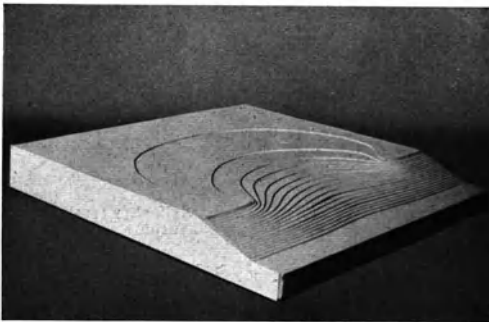


Abb. 7. Potentialgebirge einer Lochblenden-Sammellinse.

zusammenführung eines Strahlenbündels, das von einem Raumpunkt (unter kleinen Winkeln) ausgeht. Sind auf diese Weise die Punkte einer Fläche denen einer zweiten in entsprechender Reihenfolge zugeordnet, so spricht man von Abbildung. Die optische Abbildung kommt in der einfachsten Form durch die Linse zustande, die so geschliffen ist, daß die Ablenkungen der in die Linse eintreffenden Strahlen proportional zur Eintrittsentfernung von der Achse erfolgen.

Diese optischen Gesetzmäßigkeiten lassen sich sinngemäß auch auf die Bewegungslehre der Elektronen übertragen, wie es in der geometrischen Elektronenoptik geschieht. Als Elektronenlinse wirkt hier jedes rotationssymmetrische elektrische oder magnetische Feld. Die Wirkung der elektrischen Linse ist sofort einzusehen. Wir betrachten dazu als einfachste Linse das Feld, das sich an dem Kreisloch in der Platte eines Kondensators ausbildet. Stellen wir dieses Feld als ein Potentialgebirge dar (Abb. 7), so sehen wir sogleich, daß eine Schar von Kugeln, die diese Mulde — gleich in welcher Richtung — durchläuft, eine Fokussierung erfahren wird. Abb. 8 und 9 zeigen zwei kompliziertere Felder, die durch drei Elektroden gebildet werden. Bei Abb. 8 handelt

es sich um das Feld der „Einzellinse“, die der Glaslinse insofern entspricht, als auf beiden Seiten gleicher Brechungsindex vorliegt. Ganz gleich,

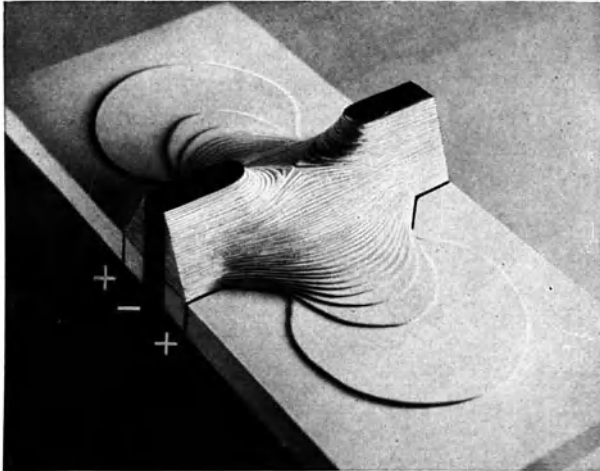


Abb. 8. Potentialgebirge einer „Einzellinse“.

welches Vorzeichen das Potential der Mittelelektrode hat, ist die Einzellinse eine Sammellinse. Abb. 9 zeigt das Potentialfeld des Immersionsobjektivs, in dem die Elektronen von der Kathode aus beschleunigt und dabei fokussiert werden.

Die Wirkungsweise der magnetischen Elektronenlinse ist wegen der Bahnverschraubung, auf der ihre Wirksamkeit beruht, schwerer zu übersehen. In Abb. 10 ist eine gekapselte Spule und ihr Feld dargestellt. Solche Kapselungen, wie sie GABOR [46] angegeben hat, werden heute meist in der von RUSKA und KNOLL [115] angegebenen Form benutzt, bei der im Innern der Spule nur ein schmaler Spalt in der Linsenpanzerung frei ist.

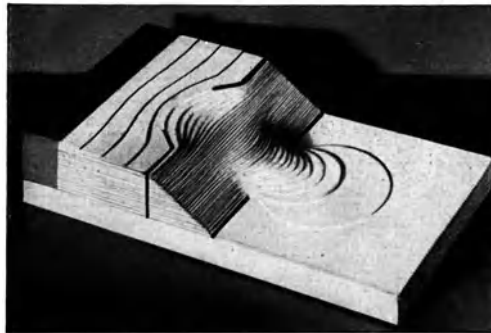


Abb. 9. Potentialgebirge eines „Immersionsobjektivs“.

Abbildungsgeräte. Die Abbildungsgeräte sind Elektronengeräte, bei denen unter Benutzung von Elektronenlinsen Abbildungen erzeugt werden. Die wichtigsten Typen dieser Geräte sind der Bildwandler und das Elektronenmikroskop.

Der *Bildwandler* dient zur Abbildung eines auf eine Photokathode projizierten Lichtbildes, das dann — oft in natürlichem Maßstab — in ein Elektronenbild umgewandelt wird. In seiner vollendetsten Form, wie sie zuerst SCHAFFERNICHT [119] benutzte, arbeitet er als „Zweipol-system“¹ mit nur zwei Elektroden und ohne magnetisches Feld. Der Bildwandler findet z. B. Anwendung, um einen strahlenden Gegenstand, dessen Strahlung außerhalb der Empfindlichkeitskurve des Auges liegt, sichtbar zu machen (z. B. Beobachtung grauglühender Körper) oder bei der Fernschaufnahme, um das Lichtbild in ein Ladungsbild durch

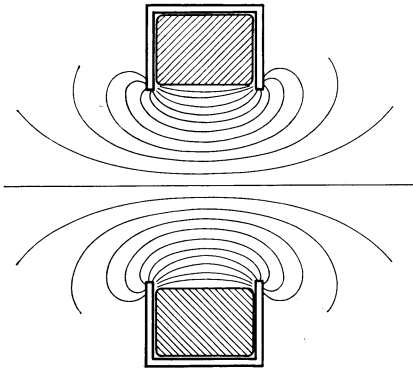


Abb. 10. Kraftlinienbild einer gepanzerten Spule.

den Elektronenstrahl umzuwandeln (Bildzerleger, Superikonoskop) (vgl. Vortrag XI).

Die Abbildungsgüte, die 1936 bereits mit derartigen Geräten erreicht war, beweist Abb. 11, die die Photographie eines Leuchtschirmbildes zeigt, das von der Natur nach Abfilterung des kurzwelligen und sichtbaren Lichtes auf die durchscheinende Photokathode des Bildwandlers übertragen wurde. Die grünen Bäume erscheinen im Infrarotbild hell.

Das *Elektronenmikroskop* dient der Beobachtung lichtoptisch schwer zugänglicher oder überhaupt nicht zugänglicher Objekte. Es sind dabei zwei Hauptarbeitsrichtungen zu unterscheiden:

1. Untersuchungen von emittierenden Kathoden. Die Beobachtung erfolgt meist bei kleinen Vergrößerungen bis 100fach. Es werden untersucht: Emissionsvorgänge, metallographische Fragen (z. B. Umkristallisation bei der Umwandlung), Wanderungsvorgänge von Atomen auf Kristallen usw. [84].

2. Untersuchungen durchstrahlter Objekte. Die Beobachtung wird über die Auflösungsgrenze des Lichtmikroskops hinaus ausgedehnt, was infolge der kleinen Wellenlänge der Elektronenstrahlung grundsätzlich möglich ist. Die Auflösungsgrenze des Lichtmikroskops liegt unter günstigen Bedingungen bei $200\text{ m}\mu$. Elektronenoptisch hat man mit dem „Elektronen-Übermikroskop“² weniger als $10\text{ m}\mu$ erreicht, wie

¹ Ein Zweipolssystem ist die Anordnung eines Elektronengeräts, bei dem alle vorhandenen Elektroden entweder mit dem positiven oder negativen Pol der Spannungsquelle verbunden sind.

² Ein Übermikroskop ist ein Mikroskop, das über die Auflösungsleistung des Lichtmikroskops hinausgeht. Ein Elektronen-Übermikroskop ist nach dem seit 1933 üblichen Sprachgebrauch (vgl. die Definition von JOHANNSSON [70], S. 403) ein Elektronenmikroskop, das in seiner Auflösung infolge der Kurzwelligkeit der Elektronenstrahlung über die Auflösung des Lichtmikroskops hinausgeht. Über eine abweichende Definition vgl. den Vortrag RUSKA.

es die Abbildungen zeigen, die KRAUSE [74], VON BORRIES und RUSKA [13—16], MAHL [86] und v. ARDENNE [3a] erzielt haben¹ (vgl. Vortrag XI).

Bei beiden Arbeitsrichtungen lassen sich elektrische und magnetische Linsen verwenden. Dabei scheint auch hier die allgemeine Regel zu gelten, daß die Entwicklung im allgemeinen für die technischen Geräte von magnetischen zu elektrischen Abbildungssystemen strebt. Magnetische Systeme sind für erste Versuche bequemer, da sie außerhalb der Versuchsröhre angebracht und justiert werden können. In einem späteren Stadium der Entwicklung bevorzugt man gern die elektrischen Systeme insbesondere als Zweipol-systeme wegen ihrer großen Einfachheit, des leistungsfreien Arbeitens und der geringen Anforderungen, die hinsichtlich der Spannungskonstanz an die Spannungsanlage zu stellen sind. Magnetische Systeme behält man bei, wo es auf diese Vorzüge der elektrischen Systeme nicht ankommt, oder wo — wie z. B. bei hohen Elektronenenergien — Vorzüge magnetischer Systeme deutlich in Erscheinung treten.

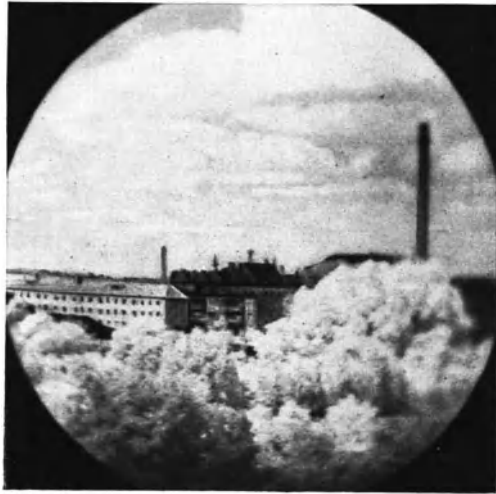


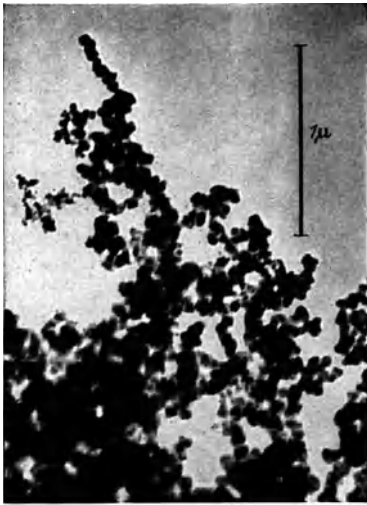
Abb. 11. Bildwandleraufnahme einer Landschaft.

In diesem Sinne werden beim Bildwandler (auch beim Superikonoskop) heute fast ausschließlich elektrische Systeme angewendet². Bei den wenig vergrößernden Mikroskopen werden, je nach den Verhältnissen, elektrische oder magnetische Linsen bevorzugt. Bei dem Übermikroskop sind bisher vorwiegend Erfahrungen mit magnetischen Linsen gesammelt worden. Daß jedoch auch mit elektrischen Linsen die Auflösungsgrenze des Lichtmikroskops überschritten werden kann, zeigte neuerdings MAHL³ [85]. Abb. 12 zeigt zwei Aufnahmen von Ruß in der gleichen 25000fachen Vergrößerung, von denen die eine mit magnetischen, die andere mit elektrischen Linsen aufgenommen wurde. Die Rußteilchen des Benzols sind etwas größer als die des Zedernöls.

¹ Die Hinweise auf die Arbeiten von MAHL und v. ARDENNE sind dem Vortrag nachträglich zugesetzt.

² Über den rein elektrisch arbeitenden Bildwandler vgl. SCHAFFERNICHT [119], über das rein elektrisch arbeitende Superikonoskop vgl. HELMANN [60].

³ Bei dem Vortrag wurden diese Ergebnisse noch nicht erwähnt. Es wurde nur gesagt, daß man nicht behaupten dürfe, mit elektrischen Linsen sei die Auflösungsgrenze des Lichtmikroskops nicht überschreitbar. Ebenso sind die Abb. 12 und 13 dem Manuskript zugefügt worden.

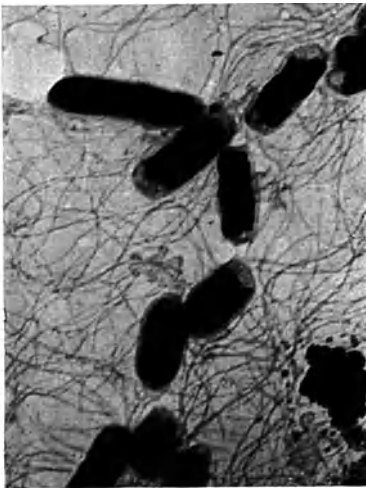


a



b

Abb. 12 a und b. Übermikroskopische Aufnahmen von Ruß. a Zedernölluß nach v. BORRIES und RUSKA [14]. Magnetisches Übermikroskop 1939. Gesamtvergrößerung 25 000:1. b Benzolluß nach MAHL [36 a]. Elektrostatisches Übermikroskop 1940. Gesamtvergrößerung 25 000:1.



a



b

Abb. 13 a und b. Übermikroskopische Aufnahmen von begeißelten Bakterien. a Proteusbakterien nach PIEKARSKI und H. RUSKA [96 a]. Magnetisches Übermikroskop 1939. Gesamtvergrößerung 9000:1. b *Bacillus tertius* nach JAKOB und MAHL [69 a]. Elektrostatisches Übermikroskop 1940. Gesamtvergrößerung 9000:1.

Der Vergleich der beiden Bilder, die aus entsprechenden Entwicklungsperioden stammen, zeigt, daß sich sowohl mit elektrischen als auch magnetischen Linsen die Auflösungsgrenze überschreiten läßt und daß beide Geräte praktisch gleichscharf abbilden. Auch Abb. 13, die begeißelte Bakterien zeigt, bestätigt diese Folgerung.

Dispersion und Querfeld. In der Lichtoptik ergibt die Dispersion, d. h. die verschiedene Wirkung eines optischen Elements auf Strahlen verschiedener Wellenlänge, eine verschieden starke Brechung (Ablenkung, Brennweite) der Strahlen von Licht verschiedener Farbe. Die Dispersion ist hier ein atomistisch-physikalischer Vorgang, der mit den Resonanzstellen im Medium zusammenhängt. Sie ist für verschiedene Medien verschieden. In der Elektronenoptik, deren Medium das Feld ist, ist die Dispersion im Gegensatz zur Lichtoptik durch die Ablenkgesetze universell gegeben. Hier sind nur zwei Fälle möglich: Im elektrischen Feld ist auf einem differentialen Wegstück die Beeinflussung (Ablenkung durch ein Querfeld) der Energie umgekehrt proportional, im magnetischen ist sie der Geschwindigkeit umgekehrt proportional (vgl. S. 134).

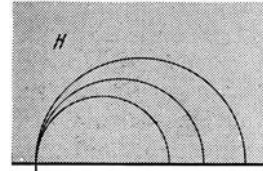


Abb. 14. Elektronen verschiedener Geschwindigkeit im homogenen magnetischen Querfeld.

Spektralgeräte. Unter Spektralgeräten sollen wie in der Optik Geräte verstanden werden, die zur Entmischung und damit Analyse eines Bündels verschiedenartiger Strahlen dienen. Die einfachste Aufgabe dieser Art ist in der Elektronenoptik die Analyse eines Bündels verschieden schneller Elektronen, z. B. eines β -Strahls. Zu diesem Zweck dient etwa das homogene magnetische Querfeld, in dem man die Elektronen Halbkreise beschreiben läßt (Abb. 14).

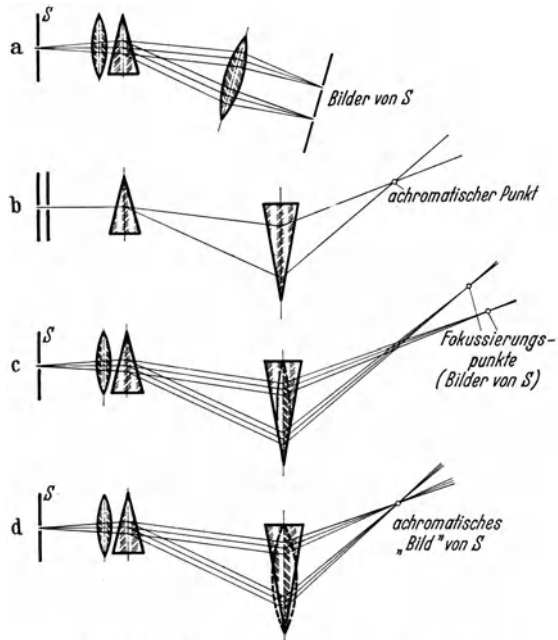


Abb. 15. Zur Erklärung des Massenspektrographen.

Schwieriger ist die Aufgabe der Massenanalyse, deren Analogon es in der Lichtoptik nicht gibt. In diesem Falle ist ein Bündel von Teilchen verschiedener Geschwindigkeit und verschiedener Masse vorgegeben. Ist außerdem die Richtung der von einem Punkt ausgehenden Strahlen verschieden, so lautet die Aufgabe: Hinsichtlich der Masse die Strahlen zu trennen, hinsichtlich der Geschwindigkeit und der Richtung aber zu fokussieren. Diese Aufgabe, die

Doppelfokussierung, ist heute durch eingehende ionenoptische Untersuchungen gelöst.

Der Grundgedanke, der der Lösung zugrunde liegt, ist aus der schematischen Abb. 15 zu entnehmen. Hier ist zunächst im ersten Teilbild gezeigt, wie lichteoptisch zwei Prismen und eine oder zwei Linsen zusammenwirken, wenn ein Bündel weißes Licht in das System eintritt. Das erste Prisma zerlegt die Strahlung nach der Farbe z. B. in zwei Bündel. Das zweite Prisma knickt sie nach der entgegengesetzten Seite, wobei sich ein Überschneidungspunkt bilden möge, an dem das Licht wieder weiß erscheinen wird. Die im Strahlengang befindlichen Linsen bedingen, daß sich Bilder des Eintrittsschlitzes in gewissen Entfernungen

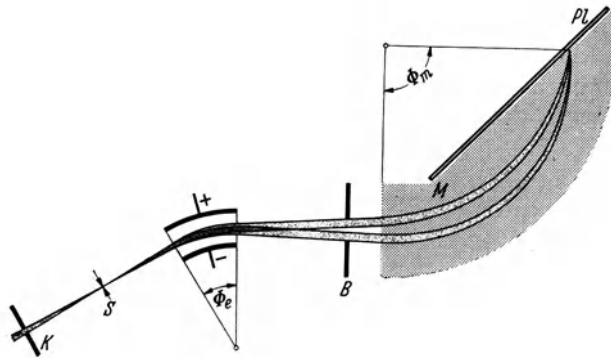


Abb. 16. Massenspektrograph mit Doppelfokussierung nach HERZOG und MATTAUCH.

ausbilden. Fallen diese Bildorte mit dem Überschneidungspunkt zusammen, so haben wir eine achromatische Abbildung vor uns. Im ionenoptischen Fall ist die Strahlung insofern komplizierter, als die Strahlen im optischen Analogon nach dem Passieren beider Prismen vier Bündel bilden würden (Abb. 15c), die normalerweise Geschwindigkeits- und Richtungsfokussierung an verschiedenen Orten zeigen werden. Legt man durch geeignete Wahl der Linsenbrennweiten auch hier wieder die zusammengehörigen Punkte zusammen (Abb. 15d), so würde man zwei Punkte erhalten, in denen jeweils Strahlen gleicher Masse, aber verschiedener Richtung und Geschwindigkeit vereinigt sind.

Den wirklichen Massenspektrograph mit Richtungs- und Geschwindigkeitsfokussierung, wie ihn MATTAUCH und HERZOG [87] entwickelten, zeigt Abb. 16. Das Strahlenbündel durchläuft erst einen gekrümmten Ablenkcondensator bestimmter Länge, der eine Zerlegung nach mv^2 vornimmt. Im Magnetfeld geeigneter Dimensionen und Stärke findet dann eine Zerlegung nach mv bei gleichzeitiger Fokussierung statt. Auf der Platte *Pl* entsteht das Massenspektrogramm. Ein Beispiel für die Güte eines solchen Spektrogramms zeigt Abb. 17. Hier ist eine Strahlengruppe der Massenzahl 20 feiner analysiert, indem der Spektrograph mit

hoher Dispersion auf diese Masse des Gesamtspektrums eingestellt wurde. Im Versuchsrohr war etwas schweres Wasser, das die Hauptlinie OD_2 ergab. Außerdem ist aber noch eine ganze Reihe von Trabanten da, so von kleinen Beimengungen anderer Gase herrührend CD_4 , d. h. Kohlenstoff der Masse 12, an den vier Deuteronen angelagert sind. Ferner ist ND_3 da, d. h. Stickstoff mit drei Deuteronen. Beide Moleküle CD_4 und ND_3 unterscheiden sich nur dadurch, daß beim zweiten von ihnen ein Deuteron dem Kohlenstoffkern angelagert, d. h. ein Neutron und ein Proton ins Innere des Kernes aufgenommen wurde. Dadurch ist ein Unterschied in der Bindungsenergie von rd. 10 Millionen eV bedingt, der einem Unterschied in der Masse entspricht, den das Massenspektrogramm deutlich erkennen läßt. Wir können an Hand der Aufnahmen verfolgen, wie die Kernprozesse weitergehen. Durch abermalige Einführung eines der Deuteronen in den Kern wird aus dem Stickstoff- ein Sauerstoff-Atom, wobei abermals Energie (Masse) frei wird usw.

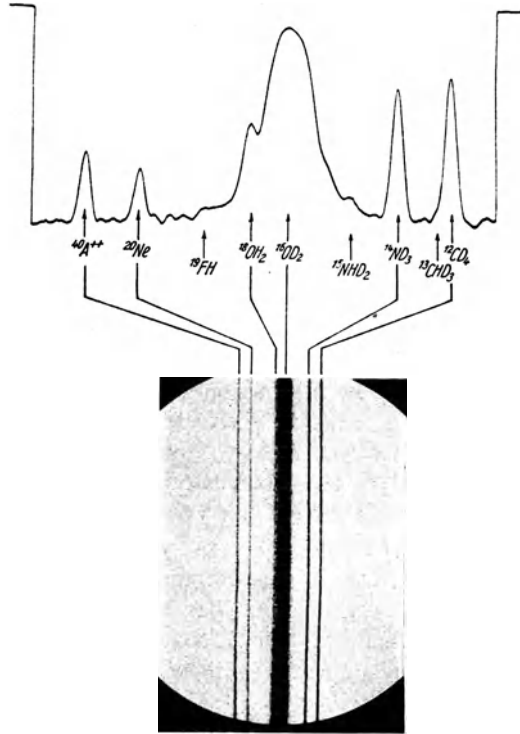


Abb. 17. Massenspektrogramm der Massenzahl 20 nach MATTAUCH.

4. Die beiden Steuerungsprinzipien der Elektronentechnik: Richtungs- und Intensitätssteuerung.

Neben den statischen Strahlengängen, deren Verlauf sich nicht mit der Zeit ändert, spielen diejenigen eine besondere Rolle, bei denen diese Bedingung nicht erfüllt ist. Wie bei dem statischen Strahlengang lassen sich auch hier „Prinzipien“ von besonderer Wichtigkeit angeben, und zwar:

Richtungssteuerung

Intensitätssteuerung

Die beiden Steuerungen beziehen sich auf Veränderungen des ganzen Strahlenganges, wobei die Bewegung der Elektronen im Strahl selbst

als schnell anzusehen ist. Der Strahl folgt daher trägheitsfrei den vorgenommenen Veränderungen. Den beiden Steuerarten dienen als Organe des Strahlenganges:

<i>Ablenkprisma</i>	<i>Elektronenspiegel</i>
(elektrisches und magnetisches Querfeld)	<i>oder Ablenkorgan und Blende</i>

Die Gerätegruppen, für die die Steuerungen von besonderer Wichtigkeit sind, sind:

<i>Strahlgeräte,</i>	<i>Intensitätsgeräte,</i>
z. B. BRAUNsche Röhre, Ikonoskop	z. B. Elektronenröhre

Richtungssteuerung und Ablenkelement. Die Richtungssteuerung wird im allgemeinen durch zwei Ablenkelemente vorgenommen, die senkrecht zueinander wirken und deren Kraftlinien senkrecht zum Strahlengang stehen. Durch diese Anordnung ist es möglich, einen Elektronenstrahlengang aus der ursprünglichen Richtung nach jeder anderen Richtung in gewissem Maße trägheitslos zu verschieben. Projiziert man durch den Strahlengang z. B. einen Leuchtfleck auf einen Leuchtschirm, so ist es möglich, diesen Leuchtfleck stetig auf der ganzen Fläche durch die beiden Ablenkfelder zu verschieben. Die Anzeige geht demnach grundsätzlich weiter als bei der Anzeige eines Zeigers auf einer Skala.

Als Ablenkelemente werden entweder die elektrischen Felder von Ablenkplattenpaaren oder die magnetischen Felder von Ablenkspulenpaaren benutzt. Die Elemente bedingen Ablenkungen, auf die in ihrer Abhängigkeit von den Daten der Elemente und der Elektronengeschwindigkeit bereits auf S. 134 eingegangen wurde. Sie sollen symmetrisch nach beiden Seiten von der Richtung des unabgelenkten Strahles und außerdem proportional der angelegten Spannung arbeiten. Erwähnt sei noch, daß Ablenkung und Dispersion wie in der Lichtoptik auch in der Elektronenoptik miteinander gekoppelt sind. Da jedoch die technische Elektronenstrahlung im allgemeinen praktisch monochromatische Strahlung ist, spielt die Dispersion bei Elektronen keine Rolle. Anders ist es bei positiven Teilchen, bei denen das bereits behandelte Problem der Massendispersion interessant ist.

Strahlgeräte. Für das Strahlgerät, dessen Grundtyp die BRAUNsche Röhre ist, ist das feine Elektronenbündel (Strahl, Elektronenpinsel) charakteristisch, dessen Endpunkt auf einer Fläche mittels gekreuzter Ablenkelemente wunschgemäß bewegt werden kann. Die Erzeugung des Strahles geschieht durch ein elektronenoptisches Projektionssystem, das im allgemeinen als Elektronenmikroskop mit vorgeschalteter Projektionslinse aufgebaut ist.

Abb. 18a zeigt den grundsätzlichen Aufbau eines solchen Systems, wie es heute für die Fernseh- und Oszillographenröhre in sehr verwandter Art benutzt wird. Die Elektronen einer indirekt geheizten Kathode

werden durch ein Immersionssystem (Abb. 9) stark fokussiert. Dabei durchkreuzen sich die Elektronenstrahlen in kurzer Entfernung vor der Kathode, so daß hier eine Einschnürungsstelle des Strahlenganges entsteht. Diese Einschnürungsstelle wird nahe an die Öffnung einer Lochblende von 0,5 mm gelegt, die Streuelektronen zurückhalten soll. Der Einschnürungsquerschnitt selbst dient einer Immersionslinse als Gegenstand der Abbildung auf dem Schirm. Abb. 18 b zeigt den wirklichen Aufbau einer solchen von STEUDEL [130] entwickelten

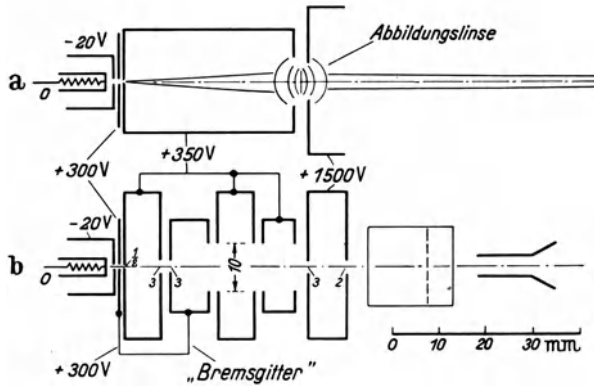


Abb. 18 a und b. System einer Oszillographenröhre nach STEUDEL. a Schema des Aufbaus; b maßstäbliche Anordnung.

modernen Oszillographenröhre aus einzelnen Blenden und Zylindern. Da von den Rändern der feinen Blende leicht Sekundärelektronen ausgelöst werden, ist in den Strahlengang noch ein „Bremsgitter“ in Gestalt einer gegen diese Blende negativ aufgeladenen Doppelblende eingeschaltet, die die Sekundärelektronen zurückhält. Hinter der Hauptbeschleunigungslinse ist noch eine Lochblende angebracht, die es verhindern soll, daß die Felder der Abbildungslinse und des naheliegenden Ablenkplattenpaares sich stören. Abb. 19 zeigt eine mit zwei solchen Systemen ausgerüstete Oszillographenröhre.



Abb. 19. Doppelstrahlröhre mit System nach Abb. 18b.

Die Fernsehschreibröhre unterscheidet sich im Aufbau nur wenig von einer Oszillographenröhre. Auch hier wird die Einschnürungsstelle des Strahlenganges als Gegenstand benutzt. Jedoch pflegt man beim Fernsehen meist mit magnetischen Ablenkelementen zu arbeiten, da nicht zu hohe Anforderungen an die Empfindlichkeit gestellt werden und man den Leistungsbedarf der magnetischen Ablenkfelder gegenüber der einfachen Handhabung der Spulen außerhalb der Röhre und der Möglichkeit, breitere Bündel zu wählen, gern in Kauf nimmt.

Schließlich muß, wenn es sich um eine Wiedergaberöhre handelt, das Blendensystem nahe der Kathode so ausgebildet sein, daß es eine Intensitätssteuerung des Strahlstromes (s. nächsten Abschnitt) zuläßt.

Zu den Strahlgeräten gehört noch der Kaltkathodenoszillograph (Abb. 20), der ebenso wie die beschriebene Oszillographenröhre der anschaulichen Aufzeichnung schneller, elektrischer Schwingungen dient, wobei diese Schwingungen entweder von Natur aus elektrisch sein können (z. B. Wanderwellen) oder zur Aufzeichnung in elektrische Spannungen

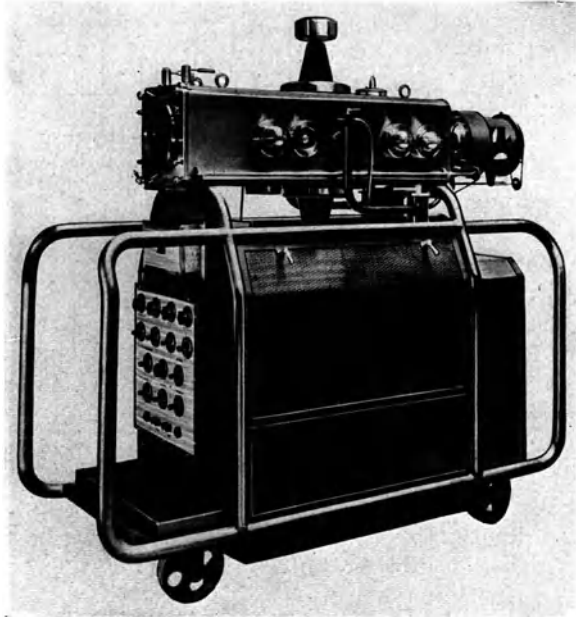


Abb. 20. Kalt-Kathoden-Oszillograph der Rogowski-Schule.

umgesetzt werden. Der Kaltkathodenoszillograph erreicht Schreibgeschwindigkeiten, die in die Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit kommen¹.

Ferner gehört zu den Strahlgeräten das Ikonoskop bzw. das Superikonoskop. Es ist die Fernschaufnahmeröhre, bei der ein durch ein Lichtbild erzeugtes Ladungsbild vom Strahl abgetastet wird (vgl. Vortrag XI).

Intensitätssteuerung und Elektronenspiegel. Die Intensitätssteuerung beruht auf der Abteilung eines trägheitsfrei wählbaren Teiles des

¹ *Anmerkung bei der Korrektur:* Auch mit abgeschmolzenen Röhren sind photographische Aufnahmen bei Schreibgeschwindigkeiten von 50000 km/s heute erreicht. Über die Anfänge dieser Entwicklung vgl. H. KATZ u. E. WESTENDORF [71a].

vorgegebenen Elektronenstromes von der Hauptelektrode zu anderen Elektroden. Es sind zwei Möglichkeiten zu unterscheiden:

Bei der Verwendung der Richtungssteuerung zur Intensitätssteuerung wird das Elektronenbündel mehr oder minder gegenüber der Öffnung einer feststehenden Blende verschoben. Das Verfahren ist durchführbar mit Ablenkelement oder Elektronenlinse (gelegentlich im Fernsehen angewandt).

Bei der eigentlichen Intensitätssteuerung wird im Strahlengang ein Potentialgebirge aufgebaut, das einen Teil des Elektronenstromes reflektiert. Zu unterscheiden sind drei Hauptfälle: a) Eine oder mehrere Elektronenlinsen (Netz) werden teilweise in Elektronenspiegel umgewandelt. b) Das sperrende Potentialgebirge wird bis unmittelbar an die Kathodenoberfläche herangebaut, so daß die Kathode nur noch in „Inseln“ emittiert. c) Bei Vorhandensein einer Raumladungswolke vor der Kathode findet bereits durch diese Wolke eine teilweise Reflexion der Kathodenelektronen statt. Die Aufgabe der Steuerelektrode ist es hier nicht, ein sperrendes Potentialgebirge aufzubauen, sondern das Raumladungsgebirge teilweise einzureißen oder zu erhöhen (Raumladungssteuerung).

Das Steuernetz der Elektronenröhre.

Die Intensitätssteuerung findet bei der Elektronenröhre und bei der Fernsehrohr-Anwendung. Bei letzterer liegt der einfachere Fall vor. Es können hier unter Verwendung einer einzelnen Elektrode alle oben angeführten Steuerungssysteme vorkommen. Praktisch am häufigsten ist die Raumladungssteuerung.

Bei der Intensitätssteuerung der Elektronenröhre ist ebenfalls die Raumladungssteuerung bei weitem am häufigsten. In dem z. B. von ebener Kathode und Anode gebildeten Kondensator sei parallel zu den Platten das Steuernetz gestellt. Dieses Netz bewirkt durch seine Ladung eine Störung in dem linearen Potentialgefälle zwischen Kathode und Anode. Von dieser Störung, die nahe dem Netz einen komplizierten Potentialverlauf bedingt, bleibt in größerer Entfernung, d. h. nahe der Kathode nur eine Änderung des linearen Potentialgefälles gegenüber der netzfreien Anordnung übrig (Abb. 21). Diese Änderung des Gefälles bedingt einen geänderten Strom von der Kathode zur Anode. Die

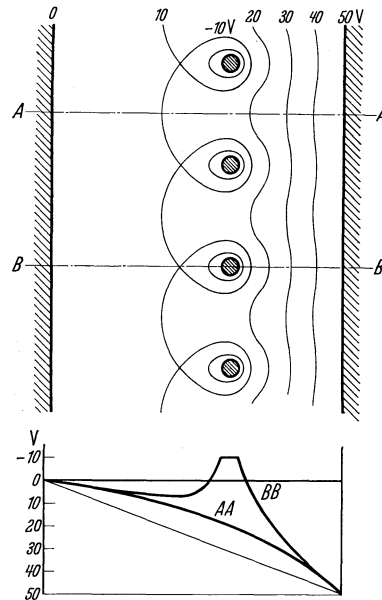


Abb. 21. Beeinflussung des Potentialverlaufs durch das Steuernetz.

Wirkung des Gitters auf die Saugwirkung der Anode wird durch den „Durchgriff“ beschrieben.

Soeben wurde vorausgesetzt, daß das Steuergitter so weit von der Kathode entfernt ist, daß keine Störungen durch die Maschenstruktur an der Kathode mehr bemerkbar sind. Nähern wir das Gitter mehr und mehr der Kathode an, so daß der Abstand von derselben Größenordnung wird wie die Größe der Netzmaschen, so bleiben von der gleichmäßig emittierenden Fläche nur noch einzelne Inseln übrig.

Auch die Steuerung durch Umstellung von Linsen in Spiegel kommt bei der Elektronenröhre vor. Denken wir uns mit RECKNAGEL [106] eine Röhre mit „Raumladegitter“ gegeben, d. h. eine Röhre, bei der durch ein Beschleunigungsnetz vor der Kathode zunächst alle Elektronen in den Strahlengang geführt werden. Das Steuernetz, das in diesen Strahlengang eingeschaltet ist, erzeugt, wenn es negativ aufgeladen wird, ein sperrendes Potentialgebirge mit einem welligen Kamm. Man kann das Steuernetz auch als eine mit kleinen Elektronenlinsen ausgestattete Wand auffassen, wobei die einzelnen Linsen sich bei Erhöhung der negativen Gitterspannung teilweise bzw. ganz in Spiegel umwandeln und damit den Elektronendurchtritt sperren werden.

5. Laufzeiterscheinungen.

Zum Schluß dieser Übersicht sei noch ein Gebiet erwähnt, in dem die gewohnten Bewegungsgesetze dem Beobachter in einer neuen Form entgegentreten. Es ist das Gebiet der Laufzeit. Während bei dem ersten Abschnitt über Fokussierung und Dispersion der Strahlengang stillstand, und die Elektronen also längs konstanter Bahnen flogen, bewegten sich bei den Steuerungen die Strahlengänge quasistatisch. Im Laufzeitgebiet stellen sich die Felder so schnell um, daß sie sich, während die Elektronen oder andere Ladungsträger das Feld durchheilen, merklich ändern. Die Laufzeit, die ein Elektron von 100 eV zu einem Weg von 1 cm braucht, ist rund 10^{-9} s. Liegt eine Hochfrequenzspannung von 10^9 Hz an den Feldelektroden, so sind ausgeprägte Laufzeiterscheinungen zu erwarten.

Eine der wichtigsten Eigenarten im Laufzeitgebiet ist folgende: Ein Ladungsträger, der wieder an die gleiche Raumstelle gelangt, und dort auch das gleiche Potential vorfindet, braucht im Hochfrequenzfeld *nicht* die gleiche Geschwindigkeit zu haben wie vorher, ein Fall, der bei statischen und quasistatischen Feldern wegen der Gültigkeit des Energieintegrals natürlich unmöglich ist. Man kann sich diese Eigenart durch folgenden Gedankenversuch verständlich machen (Abb. 22): Eine Kugel bewege sich in einem Fahrstuhl, der nun, während die Kugel ihn durchrollt, aufwärts fährt. Wenn die Kugel auf der anderen Seite des Fahrstuhls angekommen ist, und nun auf einer schiefen Ebene wieder auf das

ursprüngliche Potentialniveau rollt, wird sie eine höhere Geschwindigkeit erlangen, die um so größer sein wird, je mehr sich der Fahrstuhl gehoben hat, d. h. je schneller der Feldanstieg erfolgt ist.

Die ungewohnten energetischen Wechselwirkungen im Hochfrequenzfeld werden vorzugsweise bei drei Geräten ausgenutzt: Bei dem Vielfach-

beschleuniger werden positive Teilchen durch Hochfrequenzspannung von wenigen 100 V auf Energien von vielen Millionen eV gebracht, wie sie zur Durchführung von Kernversuchen erforderlich sind. Abb. 23a zeigt

den grundsätzlichen Aufbau: Von einer Quelle von Ladungsträger Q treten Teilchen durch ein relativ schwaches Beschleunigungsfeld in den FARADAYSchen Raum I ein. Während dieser Raum durchlaufen wird,

kehrt die Hochfrequenzspannung ihr Vorzeichen an dem folgenden Beschleunigungsfeld um, so daß die Teilchen weiter beschleunigt werden. Das nun schnellere Teilchen durchläuft den Käfig II, um beim Eintritt in III wieder ein Beschleunigungsfeld vorzufinden. LAWRENCE und LIVINGSTON [76] machen bei ihrer sehr eleganten Anordnung von der Tatsache Gebrauch, daß ein Ladungsträger zu einem

Umlauf in einem bestimmten magnetischen Feld stets die gleiche Zeit unabhängig von seiner Geschwindigkeit braucht. Abb. 23c zeigt ihr Zyklotron. Die in der Mitte des Feldes befreiten, positiven Teilchen beschreiben Halbkreisbahnen, wobei nach jedem Durchgang durch die Beschleunigungsschicht zwischen den Duanten die Geschwindigkeit größer wird (Abb. 24).

Die Umkehrung des Vielfachbeschleunigers sind Anordnungen zur Erzeugung hochfrequenter Schwingungen. Wir denken uns den Ladungsträger in Abb. 23a nun in umgekehrter Richtung, also von rechts nach links, die Reihe der Faraday-Käfige durchlaufen. Bei jedem Durchgang

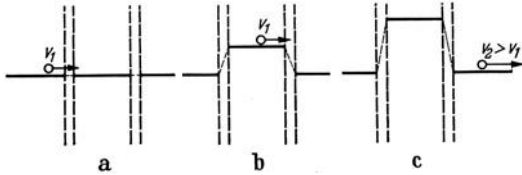


Abb. 22 a bis c. „Fahrstuhl-Modell“ zur Erläuterung der Energieaufnahme in Hochfrequenz.

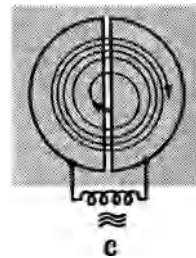
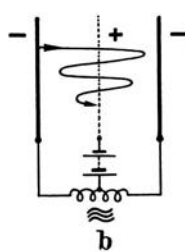
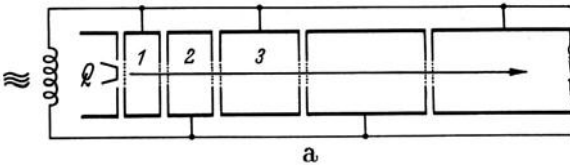


Abb. 23 a bis c. Vielfachbeschleuniger und Vielfachverzögerer. a Wideroe-Beschleuniger; b Barkhausen-Kurz-Röhre; c Zyklotron.

möge er infolge richtiger Abpassung der Geschwindigkeit und der Wechselspannung ein Verzögerungsfeld vorfinden. Er wird abgebremst und gibt dabei jedesmal einen Energiebetrag an den Schwingungskreis ab. Technisch durchgebildete Anordnungen des Vielfachbeschleunigers sind die Barkhausen-Kurz-Röhre, bei der das Elektron um ein positiv geladenes Gitter pendelt und seine Energie an den Schwingungskreis abgibt, und das Magnetron, das insofern dem Zyklotron entspricht, als auch ein magnetisches Überlagerungsfeld zur Führung der Elektronen in

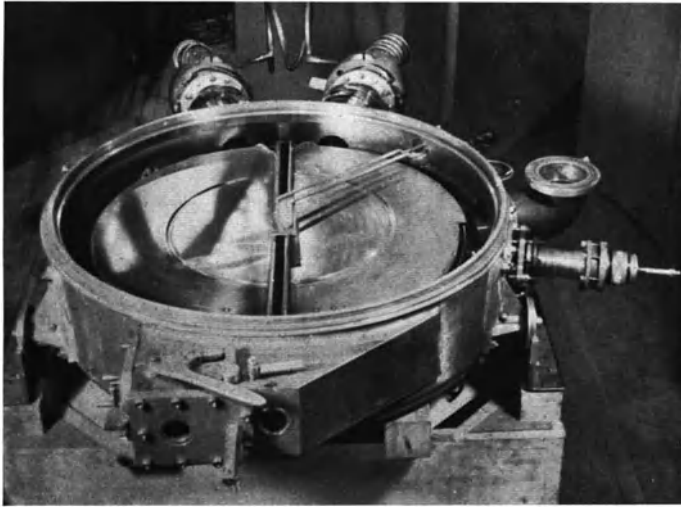


Abb. 24. Zyklotron (geöffnet).

kreisartigen Bahnen benutzt wird. Schließlich sei noch der Pendelvervielfacher von FARNSWORTH erwähnt, bei dem unter Benutzung der Sekundärelektronenauslösung die einem Hochfrequenzfeld entnommene Energie am Ende jeder Beschleunigungsstrecke benutzt wird, um neue Elektronen auszulösen. Es werden die Elektronen ähnlich wie bei dem auf S. 138 beschriebenen, statischen Vervielfacher vermehrt und von den an den Plattenkondensator gelegten Absaugelektroden aufgenommen.

Wir haben das große Gebiet der Geräte, die mit freien Ladungsträgern, insbesondere mit Elektronen arbeiten, schnell durchleitet. Dabei haben wir die Geräte, die auf Tabelle 1 nochmals systematisch zusammengestellt sind, unter großen Gesichtspunkten zu betrachten gesucht. Wir sind bei einigen Geräten, die als Beispiele für große Gruppen dienen, etwas länger verweilt. In den anschließenden Beiträgen werden andere Elektronengeräte, die hier nur erwähnt werden konnten, eine ausführlichere Behandlung finden.

Taballe 1. Systematik der Geräte, die mit freien Ladungsträgern arbeiten.
(Gasgeräte sind nicht berücksichtigt, Laufzeitgeräte sind eingeordnet worden.)

Gerätegruppe	Charakteristik	Gerät	Aufgabe und Charakteristik
Intensitätsgeräte (Mengengeräte)	Es interessiert nur die Intensität des aus dem Gerät fließenden Stromes	<i>Photocelle</i> <i>Vervielfacher</i> <i>Elektronenröhre:</i>	Umsatz von Strahlung in Strom Verstärkung von Strömen durch Sekundäremission Diode zur Gleichrichtung Drei- und Mehrelektrodenröhre zur Verstärkung von Spannungen bzw. Erzeugung von Schwingungen durch Benutzung des Steuerprinzips
	Herstellung eines energiereichen Teilchenstromes für allgemeine Stoßprozesse	<i>Vielfachverzögerer:</i> z. B. Magneton- oder Barkhausen-Kurz-Röhre <i>Lenardröhre</i> <i>Röntgenröhre</i> <i>Vielfachbeschleuniger:</i> z. B. Zyklotron	{ Zur Erzeugung von Schwingungen durch Ausnutzung des Laufzeiteffektes Herstellung eines Elektronenbündels zu Stoßprozessen verschiedener Art außerhalb des Rohres Herstellung eines Elektronenbündels zur Erzeugung von Röntgenstrahlen Herstellung eines Ionenbündels zu Stoßprozessen
Strahlgeräte (Zeigergeräte)	Charakteristisch ist der feine schreibende Elektronenstrahl	<i>BRAUNsche Röhre:</i> Kalkathodenoszillograph Niederspannungs-Oszillographenröhre Fernsehröhre Ikonoskop Raster-Elektronenmikroskop	{ Aufzeichnung des Verlaufs elektromagnetischer Größen als Oszillogramm Fernsehen wie Elektronenmikroskop
Abbildungsgeräte	Charakteristisch ist das Elektronenbild als Mittel oder Zweck des Gerätes	<i>Elektronenmikroskop</i> <i>Bildwandler</i>	Abbildung in vergrößertem Maßstab Umwandlung eines Lichtbildes in ein Elektronenbild (Bildzerlegung, Abtastung, Verstärkung, spektrale Umwandlung)
Spektralgeräte	Charakteristisch ist die Aufspaltung des Teilchenstrahls zur Monochromatisierung oder Analyse	<i>Geschwindigkeitseisspektrograph</i> <i>Massenspektrograph</i>	Analyse eines Teilchenstrahls hinsichtlich der Geschwindigkeit Analyse eines Teilchenstrahles hinsichtlich der Masse

VIII. Verstärker- und Senderöhren. (Stationäre Vorgänge.)

Von

H. RUKOP.

Elektronenröhren, in denen die Stärke freier Elektronenströme durch Spannungen an den Elektroden gesteuert wird, sind heute in Form der Verstärker- und Senderöhren zu unentbehrlichen Hilfsmitteln in der Nachrichtentechnik, Meßtechnik, Elektromedizin und manchen anderen Gebieten der modernen Technik geworden und sind insbesondere durch ihre Verwendung im Rundfunkempfänger allgemein bekannt. Von den verschiedenen Möglichkeiten der Elektronenbefreiung ist die Glühemission im Hochvakuum vorherrschend. Zunehmende Bedeutung gewinnt daneben die Sekundäremission.

Unter *stationären* Vorgängen, die Gegenstand dieses Vortrages sind, werden solche verstanden, bei denen die Ladungsübergänge (Konvektionsströme) durch jeden Querschnitt zwischen zwei aufeinanderfolgenden Elektroden praktisch einander gleich sind. Man könnte sie auch als Vorgänge mit reiner Mengensteuerung bezeichnen im Gegensatz zu den Bahn- und Geschwindigkeitssteuerungen, von welchen der IX. Vortrag handelt.

Die Arbeitsweise der Verstärker- und Senderöhren, auch der komplizierteren, wird durch einige einfache Gesetze bestimmt. Wir werden zunächst im ersten Teil des Vortrages diese Gesetze für die Röhre mit *einem* Gitter, die Triode, zusammenstellen, nachdem vorher die grundlegenden Emissionsgesetze für die Diode behandelt sind. Hieran wird sich in großen Zügen ein Abriß über die wichtigsten Anwendungen der Triode in Verstärker-, Schwingungserzeuger-, Modelungs- und Rückmodelungsschaltungen anschließen. Er wird das Verständnis für die durch die komplizierteren Röhren erzielten Fortschritte erleichtern, die Gegenstand des letzten Teiles des Vortrages sind.

Grundgesetze der Entladung und Steuerung.

1. Emissionsgesetze der Glühkathode (Diode).

Im Vortrag IV (Abb. 3a) hatten wir bereits die Stromspannungskurve einer Röhre, der Diode, kennengelernt, die aus einer Glühkathode und einer Anode besteht. Diese Kennlinie ist in ihrem charakteristischen

Verlauf in Abb. 1, in der jetzt auch der Einfluß der Anfangsgeschwindigkeit der Glühelctronen berücksichtigt wird, nochmals dargestellt.

Bei einer Diodenkennlinie unterscheidet man drei verschiedene Teile (vgl. Abb. 1): das Gebiet des Anlaufstromes I_a , des Raumladungsstromes I_q und des Sättigungsstromes I_s . Zwischen den angegebenen Bereichen liegen Übergangsbereiche, die unter Umständen erhebliche Breite besitzen können.

Anlaufstrom. Wegen der Eigengeschwindigkeit der Elektronen fließt bereits bei *negativen* Anodenspannungen ein Elektronenstrom zur Anode, der Anlaufstrom. In diesem Gebiet der Kennlinie wird die Beziehung zwischen dem Strom I_a und der Spannung U^1 durch ein exponentielles Gesetz wiedergegeben:

$$I_a = I_0 e^{U/U_0}, \quad (1)$$

wobei U_0 die Spannung bedeutet, die der mittleren Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen entspricht.

Es zeigt sich, daß der Anlaufstrom bei Anodenspannungen über -3 V hinaus praktisch vernachlässigt werden kann.

Raumladungsstrom. Im Raumladungsgebiet kann der Verlauf der Kennlinie für zwei besondere Elektrodenanordnungen angenähert durch einfache Formeln beschrieben werden. Diese Fälle sind:

1. planparallele Elektroden und
2. koaxiale Zylinderelektroden.

Setzt man bei der theoretischen Ableitung die Anfangsgeschwindigkeit der Elektroden an der Kathodenoberfläche gleich Null, so ergibt sich:

1. für ebene parallele Elektroden im Abstände d cm der Strom je cm^2 Elektrodenfläche

$$i_q = 2,33 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1}{d^2} \cdot U^{3/2}; \quad (2)$$

2. für koaxiale Zylinderelektroden (Länge l cm und Anodendurchmesser r cm; der Kathodenradius sei als klein gegenüber r vorausgesetzt) der Strom

$$I_q = 14,6 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1}{r} \cdot U^{3/2}. \quad (3)$$

Diese Formeln enthalten die auch auf andere Elektrodenformen zutreffende wichtige Beziehung, daß der Strom im Raumladungsgebiet der $3/2$ -ten Potenz der Anodenspannung proportional ist:

$$I_q = K \cdot U^{3/2}. \quad (4)$$

¹ Genauer: U ist die um das Kontaktpotential zwischen Kathode und Anode korrigierte Anodenspannung.

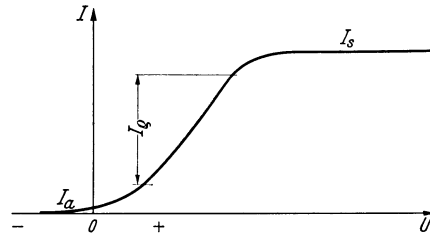


Abb. 1. Kennlinie einer Diode.

Wegen der endlichen Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen gilt dieses Gesetz nur angenähert. Berücksichtigt man die MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, so ergibt sich eine Potentialschwelle dicht vor der Kathode im Abstände d_m mit einer maximalen Gegenspannung U_m . An die Stelle der Formel (2) tritt daher folgende korrigierte Formel:

$$i_e = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{1}{(d - d_m)^2} (U - U_m)^{3/2}. \quad (5)$$

In praktischen Fällen hat das Potentialminimum einen Kathodenabstand d_m von der Größenordnung eines tausendstel Millimeters. Bei planparallelen Elektroden ist die Korrektur für i_e erheblich und kann z. B. 25% betragen. Dagegen macht bei koaxialen Zylinderelektroden die Berücksichtigung der Austrittsgeschwindigkeit relativ wenig aus (unter praktischen Bedingungen z. B. 5%). Es erübrigt sich daher die Angabe der korrigierten Formel für Gleichung (3).

Sättigungsstrom. Von einem gewissen Wert der Anodenspannung ab werden sämtliche aus der Kathode austretenden Elektroden nach der Anode übergeführt. Bei weiterer Anodenspannungserhöhung bleibt also der Elektronenstrom konstant, es fließt der „Sättigungsstrom“. Die theoretische Abhängigkeit des Sättigungsstromes I_s je cm^2 Kathodenoberfläche von der absoluten Temperatur T der Kathode lautet:

$$i_s = 120 \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{B}{T}}, \quad (6)$$

worin B eine Materialkonstante ist, welche die Ablösespannung der Elektronen enthält. Das Sättigungsstromgebiet spielt bei Röhren mit Wolfram-Heizdrähten — heutzutage also nur noch bei größeren Senderöhren — eine wesentliche Rolle. Bei Thorium- und Oxydkathoden, die zur Erzielung gleicher Emission geringere Heizleistung erfordern, wird das Sättigungsstromgebiet unter normalen Betriebsbedingungen nicht erreicht.

Steilheit. Die Kennlinien der weiter unten beschriebenen Röhren mit Steuergitter lassen sich trotz der Abhängigkeit des Emissionsstromes von mehreren Spannungen in Diodenkennlinien umdeuten, indem die Spannungen durch die „resultierende Spannung“ ersetzt werden. In solchen Anwendungsfällen setzt sich die den Strom bestimmende Spannung aus einer Gleichspannung U_- und einer überlagerten Wechselspannung U_{\sim} zusammen. Der Strom besteht entsprechend aus einem Gleichstromanteil I_- und einem Wechselstromanteil I_{\sim} . Der Wechselstromanteil ist hierbei der allein interessierende. Der Gleichstromanteil bestimmt lediglich den „Arbeitspunkt“ auf der Kennlinie. Bei *kleinen* Wechselstromamplituden kann man den benutzten Teil der Diodenkennlinie als linear ansehen. Die Neigung dieser Geraden, die sich sofort zu $S = \frac{I_{\sim}}{U_{\sim}}$ bestimmen läßt, heißt „Steilheit“. Ihr Wert im *Raum-*

ladungsgebiet, wo üblicherweise der Arbeitspunkt liegt, ergibt sich mathematisch aus der angegebenen allgemeinen Beziehung (4) für den Strom im Raumladungsgebiet, nämlich:

$$S = \frac{dI_q}{dU} = \frac{3}{2} \cdot K \cdot U_{=}^{1/2}, \quad (7)$$

oder, wenn wir zum Strom $I_{=}$ übergehen:

$$S = \frac{3}{2} \cdot K^{2/3} \cdot I_{=}^{1/3}. \quad (8)$$

Die Steilheit ist also im Raumladungsgebiet der Wurzel aus der Anodenspannung oder der dritten Wurzel des Stromes im Arbeitspunkte proportional.

Der Begriff der Steilheit ist für die Diode selbst von untergeordneter Bedeutung, da bei ihrer technischen Anwendung als Gleichrichter entweder die ganze Kennlinie durchlaufen oder zumindest an einem stark gekrümmten Teil gearbeitet wird, also in Gebieten möglichst variabler Steilheit, wobei es auf die Änderung des mittleren Gleichstromes, den Richtstrom, ankommt.

2. Röhre mit Steuergitter (Triode).

Im folgenden soll die Glühkathodenröhre mit drei Elektroden besprochen werden. Die dritte Elektrode ist ein zwischen Kathode und Anode liegendes Drahtgitter oder Drahtnetz, das Gitter. Bei dieser Anordnung muß sich für den Emissionsstrom eine Formel ergeben, in der sowohl das Anodenpotential als auch das Gitterpotential, beides gegen die Kathode gerechnet, vorkommt. Wie die elektrostatische Potentialtheorie zeigt, ist die Spannung in irgendeinem Punkte des Kathodenraumes, wenn man von Raumladungen absieht, eine lineare Funktion der Gitter- und Anodenspannung gegen die Kathode. Diese lineare Überlagerung der beiden Felder bleibt trotz der tatsächlich vorhandenen Raumladungen sehr weitgehend gültig. Daher lautet die Formel für den Emissionsstrom im *Raumladungsgebiet*:

$$I_q = K' (U_G + D \cdot U_A)^{3/2}. \quad (9)$$

K' und D sind Anordnungs konstanten. Die Konstante K' der Eingitterröhre kann bei koaxialer Elektrodenanordnung gemäß Formel (3) genähert berechnet werden, wobei jetzt r der Abstand des Gitters von der Kathode ist. Den Ausdruck in der Klammer nennt man die „resultierende Spannung“ oder „Steuerspannung“ U_{st} . Mit diesem neuen Potential ergibt sich also für den Raumladungsstrom wieder das $U^{3/2}$ -Gesetz.

Durchgriff. Die Konstante D heißt „Durchgriff“, indem man von dem Bilde ausgeht, daß die Anodenspannung mit ihren Feldlinien durch das Gitter in den Kathodenraum hindurchgreift. Da das Anodenpotential

durch die Gitterelektrode in seiner Einwirkung auf den Kathodenraum erheblich abgeschwächt wird, ist der Durchgriff $D < 1$. (Messung von D siehe in den folgenden Abschnitten.)

Steilheit. Wie vorher erwähnt, handelt es sich bei der Anwendung von Trioden, z. B. als Verstärkerröhren, oft um sehr kleine Amplituden, so daß jeweils nur ein kleiner Teil der U_{st}/I_Q -Kennlinie durchlaufen wird, der dann als gradlinig angesehen werden kann. Die Neigung eines derartigen Kennlinienstückes, die für die Praxis besonders wichtig ist — die „Steilheit“ —, ist bei der Triode als das Verhältnis von Anoden-

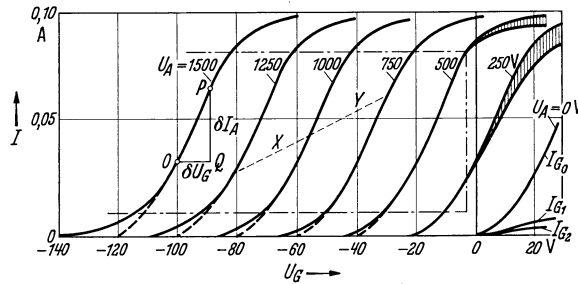


Abb. 2. Gitterspannungs-Kennlinienfeld.

strom- zu Gitterspannungsänderung definiert, die Anodenspannung ist hier also konstant gedacht. Man findet für die Steilheit S der Triode im Raumladungsgebiet:

$$S = \frac{dI_A}{dU_G} = \frac{3}{2} K' (U_G + D \cdot U_A)^{1/2} = \frac{3}{2} \cdot K'^{2/3} \cdot I^{1/3}. \quad (10)$$

Sie ist von dem jeweiligen Betriebsstrom (Arbeitspunkt) abhängig. Praktisch kann man aber im Raumladungsgebiet von einem annähernd konstanten Wert für S sprechen, da die Kennlinie über einen großen Teil fast gradlinig verläuft — die beginnende Sättigung gleicht den zunächst mit $U^{3/2}$ erfolgenden Anstieg des Stromes wieder aus. Graphisch mißt man die Steilheit durch das Dreieck OPQ (vgl. Abb. 2).

Es wird

$$S = \left(\frac{\delta I_A}{\delta U_G} \right)_{U_A = \text{const}} = \frac{QP}{OQ}. \quad (11)$$

In Abb. 2 ist etwa

$$S = \frac{0,030 \text{ A}}{10 \text{ V}} = 3 \frac{\text{mA}}{\text{V}}.$$

Kennlinienfelder. Die durch Messung gewonnene Abhängigkeit des Emissionsstromes einer Triode von den Anoden- und Gitterspannungen wird durch Kurvendarstellung übersichtlich. Man benutzt zwei Darstellungsarten:

1. das Gitterspannungs-Kennlinienfeld mit der Gitterspannung als Abszisse und dem Anoden- bzw. Gitterstrom als Ordinate, wobei die Anodenspannung als Parameter dient;

2. das Anodenspannungs-Kennlinienfeld mit der Anodenspannung als Abszisse. Parameter ist die Gitterspannung.

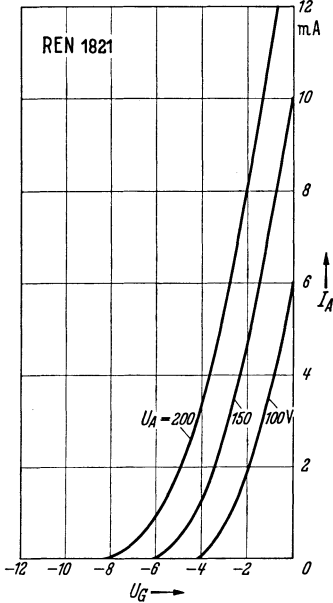


Abb. 3. Gitterspannungs-Kennlinienfeld der Verstärkerröhre REN 1821.

Abb. 2 zeigt das Gitterspannungs-Kennlinienfeld dem allgemeinen Aufbau nach, die Abb. 3 und 4 enthalten zwei

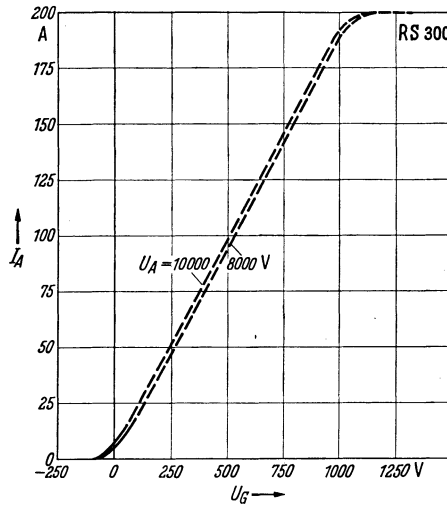


Abb. 4. Gitterspannungs-Kennlinienfeld der Senderöhre RS 300.

solche für Röhren der Praxis, und zwar Abb. 3 für eine Verstärker- und Abb. 4 für eine 300 kW-Senderöhre. In Abb. 5 ist das Anodenspannungs-Kennlinienfeld einer technischen Verstärkerröhre wiedergegeben.

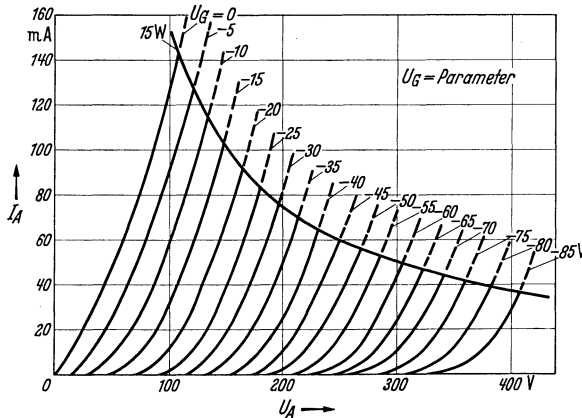


Abb. 5. Anodenspannungs-Kennlinienfeld der Endtriode AD 1.

Bei jeder der in Abb. 2 stark gezeichneten Kurven (Gesamtstrom) steigt der Strom proportional der 3/2-ten Potenz der Steuerspannung

$(U_G + D \cdot U_A)$ an, bis sich die Sättigung bemerkbar macht. Subtrahiert man vom Gesamtstrom den Gitterstrom, so bleibt der Anodenstrom übrig; die betreffende Kurve verschiebt sich um den schraffierten Teil nach unten. Die Gitterströme bei 0, 250 und 500 V Anodenspannung sind besonders dargestellt und mit I_{G_0} , I_{G_1} und I_{G_2} bezeichnet. Ein Gitterstrom tritt ein, wenn das Gitter positive Spannung gegen die Kathode hat. Jedoch ist dieser Satz nur angenähert richtig. Wie vorher erwähnt, tritt wegen der Eigengeschwindigkeit der Elektronen bereits bei kleinen negativen Gitterspannungen (äußerstenfalls -3 V) ein schwacher Gitterstrom auf, eine Tatsache, die zumindest beim Verstärkerbau, soweit es auf leistungslose Steuerwirkung des Gitters ankommt, zu beachten ist.

Eine Stromkurve im Kennlinienfeld der Abb. 2 erscheint gegen eine beliebige andere um einen Betrag ΔU_G nach rechts oder links parallel verschoben. Aus der Formel (9) für den Emissionsstrom ergibt sich, wenn I_q konstant gehalten wird:

$$U_G + D \cdot U_A = U_G + \Delta U_G + D(U_A + \Delta U_A),$$

also

$$\Delta U_G = -D \cdot \Delta U_A$$

und somit

$$D = - \left(\frac{\Delta U_G}{\Delta U_A} \right)_{I_q = \text{const}} \quad (12)$$

Das Beispiel der Abb. 2 ergibt aus zwei benachbarten Kennlinien:

$$D = \frac{20 \text{ V}}{250 \text{ V}} = 0,08 = 8\%.$$

Dies ist die einfachste Methode zur Bestimmung des Durchgriffes D , einer Konstanten, die für die Arbeitsweise der Röhre, insbesondere für die Verstärkung von Wichtigkeit ist, wie wir noch zeigen werden. In der Praxis sind genauere Messungen mit Wechselstrommethoden erforderlich, und man findet oft, daß der Durchgriff nicht völlig konstant ist, sondern für kleine und kleinste Stromstärken etwas ansteigt. So liegen die Fußpunkte der Kennlinien in Abb. 2 anomal weit nach links. Man nennt diese Erscheinung „Durchgriffsverzerrung“. Sie beruht einerseits auf „Inselbildung“ des Emissionsstromes der Kathode (infolge ungleichförmiger Feldverteilung durch die Abschirmwirkung des Gitters) und andererseits auf der Wirkung der in der Steuerspannung unberücksichtigten Raumladung. Bei gewissen Problemen der Verstärkertechnik ist die Durchgriffsverzerrung schädlich und muß durch sorgfältigen Aufbau der Röhre bekämpft werden.

Anodenspannungs-Kennlinienfelder sind für die richtige Anwendung der Röhre nützlich, da sich der Einfluß des Außenwiderstandes auf die Wirkungsweise der Röhre einfacher in dieser Darstellungsart berücksichtigen läßt (Arbeitsdiagramm im Kennlinienfeld). Man findet z. B.

den Arbeitspunkt für eine vorgegebene Spannung E_A der Anodenstromquelle und für einen bestimmten OHMSchen Außenwiderstand R_a , indem man die von dem Punkt $U_A = E_A$ auf der Abszisse ausgehende Widerstandsgerade $U_A = E_A - I_A R_a$ in das Anodenspannungs-Kennlinienfeld einzeichnet. Die Neigung β der Widerstandsgeraden wird:

$$\operatorname{tg} \beta = - \frac{I_A}{E_A - U_A} = - \frac{1}{R_a}.$$

Je größer R_a , um so geringer ist die Neigung. Der Schnittpunkt mit der zur gegebenen Gittergleichspannung gehörenden Kennlinie ist der Arbeitspunkt. In Abb. 16 z. B. würde die gezeichnete Widerstandsgerade für $E_A = 500$ V und $R_a = 3500 \Omega$ gelten, vorausgesetzt, daß der OHMSche Widerstand unmittelbar im Anodenkreis liegt. In der Praxis ist dies allerdings nur bei Vorstufenröhren der Fall, nicht bei Endröhren (s. 3), wo vielmehr mit übertragenem Widerstand (Transformator) gearbeitet wird, so daß $E_A = U_A$ im Arbeitspunkt sein muß. Die Widerstandslinie gestattet das unmittelbare Ablesen der Spannungsverstärkung, nämlich der durch eine kleine Gitterspannungsänderung hervorgerufenen Anodenspannungsänderung. Für jede Röhre gibt es ferner eine Gleichstrom-Anodenverlustleistung $N_A = U_A I_A$, die nicht überschritten werden darf. Im Anodenspannungs-Kennlinienfeld wird sie durch eine Anodenverlustleistungshyperbel angegeben (vgl. Abb. 5 für eine Röhre mit $N_A = 15$ W).

Röhrenschaltungen.

Als Folge der beschriebenen Strom-Spannungsgesetze ergeben sich die zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten der Röhre mit Steuergitter, die für die Technik so bedeutungsvoll geworden sind. Ein Vortrag über Verstärker- und Senderöhren wäre ohne ein Eingehen auf die wichtigsten praktischen Anwendungen unvollständig. Zudem sind die noch zu erwähnenden Vervollkommnungen der Röhren, die Mehrgitterröhren, aus den Erkenntnissen der Schaltungslehre geboren.

3. Verstärkertheorie.

Die Röhre arbeitet als Verstärker so, daß eine Wechselspannung zwischen Gitter und Kathode angelegt wird ($U_{G\sim}$ in Abb. 6). Wie das Gitterspannungs-Kennlinienfeld in Abb. 2 erkennen läßt, treten dann im Anodenkreis Wechselströme auf, die bei kleinen Amplituden ein etwa lineares Abbild der Gitter-Wechselspannung sind. Diese Ströme fließen durch einen Verbraucher, an welchem eine Spannung entsteht, bzw. welcher Leistung aufnimmt.

Spannungsverstärkung. Für mehrstufige Verstärker (Kaskadenverstärker) ist es vorteilhaft, an einem äußeren OHMSchen Widerstand R_a eine möglichst hohe Spannung entstehen zu lassen. Die Wechselspannung

$U_{A\sim}$ über R_a kann, solange es sich um *kleine* Wechselspannungsamplituden handelt, für welche die Kennlinie als gradlinig angesehen werden kann, in einfacher Weise berechnet werden. Denn es gilt in diesem Falle für den Anodenwechselstrom $I_{A\sim}$ die lineare Gleichung:

$$I_{A\sim} = S(U_{G\sim} + D \cdot U_{A\sim}). \quad (13)$$

Der Spannungsabfall über dem Außenwiderstand ist:

$$U_{A\sim} = -R_a \cdot I_{A\sim} \quad (14)$$

Aus den Gleichungen (13) und (14) findet man:

$$I_{A\sim} = \frac{U_{G\sim}}{D} \frac{1}{R_a + \frac{1}{SD}} \quad (15)$$

und endlich

$$-U_{A\sim} = \frac{U_{G\sim}}{D} \frac{R_a}{R_a + \frac{1}{SD}}. \quad (16)$$

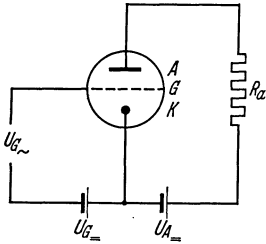


Abb. 6.
Spannungsverstärkerschaltung.

Die Formel (16) zeigt, daß es bei Veränderung des äußeren Widerstandes R_a kein Optimum für die Spannungsverstärkung

$$\mathfrak{B} = -\frac{U_{A\sim}}{U_{G\sim}}$$

gibt. Sie wächst mit Vergrößerung von R_a bis zum Grenzwert $1/D$. In der Literatur wird die Größe $1/D$ oft der Verstärkungsfaktor der Röhre genannt. Es handelt sich hierbei aber nur um einen theoretischen Wert. Praktisch wird bei der Spannungsverstärkung dieser Idealfall nur angenähert erreicht, weil der äußere Widerstand nicht genügend groß gemacht werden kann.

Die Steilheit S spielt in diesem Falle eine weniger wichtige Rolle als der Durchgriff D . Je kleiner der Durchgriff, um so größer ist die Verstärkung.

Innerer Widerstand. Die Größe $\frac{1}{SD}$, die in Gleichung (15) neben dem äußeren Widerstand R_a auftritt, ist der innere Widerstand R_i der Röhre. Macht man nämlich, wie bei anderen Spannungsquellen, den bekannten Ansatz:

$$R_i = \frac{dU_{A\sim}}{dI_{A\sim}},$$

so findet man aus der linearen Röhrengleichung (13):

$$R_i = \frac{1}{SD}. \quad (17)$$

Scheinbare EMK. Ferner kann aus Gleichung (15) eine Anschauung hergeleitet werden, die oft gute Dienste leistet. Gleichung (15) läßt sich nämlich, wie folgt, umschreiben:

$$I_{A\sim} \cdot \frac{1}{SD} + I_{A\sim} \cdot R_a - \frac{U_{G\sim}}{D} = 0$$

und gleicht dann der Formel für die Summe der Spannungen in einem Stromkreise. Das erste Glied bedeutet den Spannungsabfall über dem inneren, das zweite den über dem äußeren Widerstand. Daher ist das dritte Glied die EMK. Sie heißt scheinbare oder innere EMK E_i der Röhre:

$$E_i = -\frac{U_{G\sim}}{D}. \tag{18}$$

Leistungsverstärkung. Unter Leistungsverstärkung könnte man das Verhältnis der im Anodenkreis entstandenen zu der im Gitterkreis aufgewandten Wechselstromleistung definieren. Jedoch ist diese Definition für die Praxis unzuweckmäßig. Solange nämlich bei hinreichend negativer Gittergleichspannung kein Gitterstrom fließt und, wie es bis zu sehr hohen Frequenzen hinauf der Fall ist, der Aufbau des elektrischen Feldes zwischen Gitter und Kathode einschließlich der Raumladungen leistungsmäßig keine Rolle spielt, ist es möglich, mit einer unmeßbar kleinen Leistung im Gitterkreis der Röhre endliche Leistungen im Anodenkreis zu erzeugen, so daß sich nach dieser Definition eine fast „unendliche“ Leistungsverstärkung ergeben würde, eine Angabe, die ohne praktischen Wert ist. Vielmehr soll hier die bei einer bestimmten angelegten Gitterwechselspannung $U_{G\sim}$ erzielbare Anodenwechselstromleistung abgeleitet werden, eine für die Praxis wichtige Feststellung.

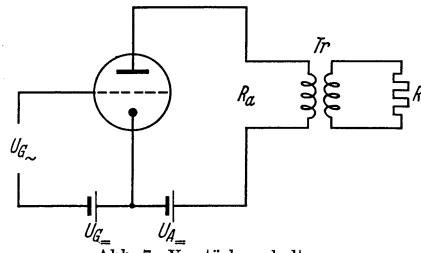


Abb. 7. Verstärkerschaltung.

Wir betrachten einen idealen Transformator T_r , der auf einen OHM-schen Widerstand R arbeitet (Abb. 7). Diese Zusammenschaltung können wir als einen übertragenen Widerstand $R_a = \dot{u}^2 R$ ansehen, der für die Anodenspannung keinen Gleichspannungsabfall verursacht. Solange eine *lineare* Betrachtungsweise zulässig ist, erhalten wir für den Anodenwechselstrom wieder die Gleichung (15):

$$I_{A\sim} = \frac{U_{G\sim}}{D} \frac{1}{R_a + \frac{1}{SD}}.$$

Daher ergibt sich für die Leistung $N_{A\sim}$ im Anodenkreis:

$$N_{A\sim} = \frac{1}{2} R_a \cdot I_{A\sim}^2 = \frac{U_{G\sim}^2}{2D^2} \frac{R_a}{\left(R_a + \frac{1}{SD}\right)^2}. \tag{19}$$

Hier findet sich ein Maximum für $N_{A\sim}$ bezüglich R_a . Es ist nämlich $\frac{dN_{A\sim}}{dR_a} = 0$ für $R_a = \frac{1}{SD}$, d. h. bei Gleichheit von innerem und äußerem

Widerstand. In diesem Sonderfall ist

$$N_{A\sim} = \frac{U_{G\sim}^2}{8} \cdot \frac{S}{D}. \quad (20)$$

Man müßte also, um eine gute Verstärkerröhre zu erhalten, S möglichst groß und D möglichst klein machen. Die Größe der Steilheit S ist durch die Röhrenkonstruktion begrenzt. Dagegen könnte man leicht den Durchgriff D besonders klein, annähernd gleich Null machen. Hierbei müßte aber die Anodenspannung sehr groß gemacht werden, damit der Arbeitspunkt nicht in das Gebiet der Kennlinien fällt, das außerhalb der in Abb. 2 strichpunktierten Linien liegt. Denn dort wird der Leistungsgewinn infolge des verkleinerten Durchgriffes durch die wesentlich verringerte Steilheit wieder aufgehoben; außerdem werden die Vorgänge nicht linear. Die Größe S/D bezeichnet man als die „Güte der Röhre“.

Arbeitskennlinie. Aus der Tatsache, daß beim Verstärkervorgang über dem Verbraucher R_a in Abb. 7 eine bestimmte Wechselfspannung liegt, ergibt sich, daß auch zwischen Anode und Kathode dieselbe Wechselfspannung mit entgegengesetztem Vorzeichen auftritt. Demgemäß spielt sich der Verstärkervorgang nicht auf einer einzelnen Kennlinie im Gitterspannungs-Kennlinienfeld der Abb. 2 ab, sondern auf allen Kennlinien, die den jeweiligen Anodenspannungen entsprechen. Die Phasenbeziehungen liegen nun, wie bereits bemerkt, bei einem *Wirkwiderstand* im Anodenkreis so, daß an der Anode bei größtem Anodenstrom die kleinste Spannung auftreten muß. In diesem Fall beschreibt der Arbeitspunkt praktisch eine gerade Linie im Kennlinienfeld (XY in Abb. 2). Die Neigung dieser „Arbeitskennlinie“, die Arbeitssteilheit S_A , ergibt sich aus den Gleichungen (15) und (17) zu:

$$S_A = \frac{I_{A\sim}}{U_{G\sim}} = S \frac{1}{1 + \frac{R_a}{R_i}}. \quad (21)$$

Im Falle $R_a = R_i$ findet man:

$$S_{A_{opt}} = \frac{S}{2}. \quad (22)$$

Enthält der äußere Widerstand einen *Blindwiderstand*, so sind die Arbeitskennlinien Ellipsen.

Betriebsarten bei Starkstromröhren. Bei großen Röhrenleistungen ist die Aufgabe im allgemeinen nicht, eine vorgegebene Gitterwechselspannung bestens zu verstärken, sondern sowohl die Röhre hinsichtlich ihrer Leistung voll auszunutzen, als auch einen möglichst großen Wirkungsgrad zu erzielen. Eine gewisse Gittersteuerleistung wird dabei in Kauf genommen. Zur Erzielung voller Nutzleistung ist die vorgenannte Bedingung für maximale Leistungsverstärkung, nämlich daß der äußere Widerstand gleich dem inneren Widerstand der Röhre sein muß, ohne

Bedeutung. Der günstigste äußere Widerstand zur Erzielung einer möglichst großen Nutzleistung, der Grenzwiderstand, hängt lediglich von den Betriebsverhältnissen, also von der Anodengleichspannung und dem ausnutzbaren Anodengleichstrom, ab.

Man unterscheidet bei Starkstromröhren drei, mit A-, B- und C-Betrieb bezeichnete Betriebsarten. Die hierbei auftretenden Verhältnisse können am besten an Diagrammen gezeigt werden, in denen die zeitliche Abhängigkeit der Ströme, Spannungen und Leistungen bei sinusförmiger Gitterwechselspannung unter Zugrundelegung einer einseitig linearen Kennlinie wiedergegeben ist. Der Anodenwiderstand möge ein schwach gedämpfter Schwingungskreis sein, so daß auch bei verzerrter Anodenstromkurve die Anodenwechselspannung praktisch sinusförmig ist. In den Abb. 8, 9 und 10 sind die Kurven *I* die Gesamtanodenströme I_A , die Kurven *II* die Gesamtspannungen U_A über der Strecke Anode—Kathode. Die Kurven *III* sind die Verlustleistungen N_A der Röhre, also die Produkte der Augenblickswerte der Anodenspannung und des Anodenstromes. Die mit *I* bezeichnete Stromkurve kann gleichzeitig als Kurve für die aus der Anodenspannungsquelle entnommene Gleichstromleistung N gedeutet werden, die gleich der Summe aus Nutz- und Verlustleistung sein muß. Da überdies die Einheit des Leistungsmaßstabes für die Kurven *I* und *III* gleich gewählt wurde, so ist aus den Abbildungen eine Abschätzung des Wirkungsgrades möglich.

A-Betrieb. Sollen die Anodenstromverzerrungen möglichst klein bleiben, so wählt man den A-Betrieb. Hier muß der Arbeitspunkt in der Mitte des benutzten, möglichst gradlinigen Teiles der Kennlinie liegen. Meist wird bei A-Verstärkern durch geeignete Wahl der Gitter-

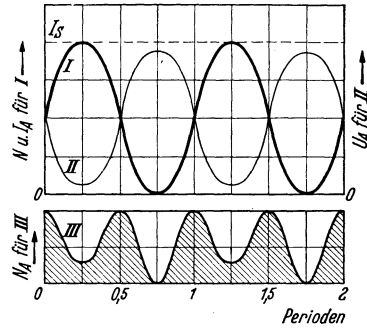


Abb. 8. A-Betrieb.

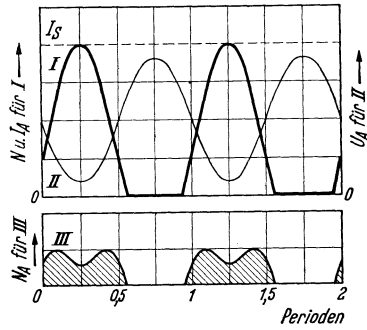


Abb. 9. B-Betrieb.

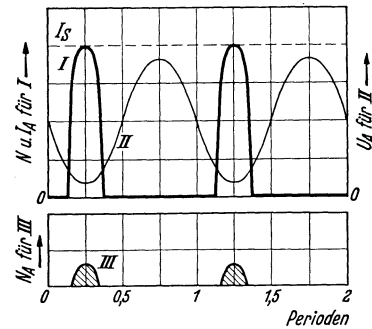


Abb. 10. C-Betrieb.

spannung das Gebiet des Gitterstromes vermieden. Die günstigsten Amplituden für die Gitterwechselspannung und — durch geeignete Wahl des äußeren Widerstandes — für die Anodenspannung und den Anoden-

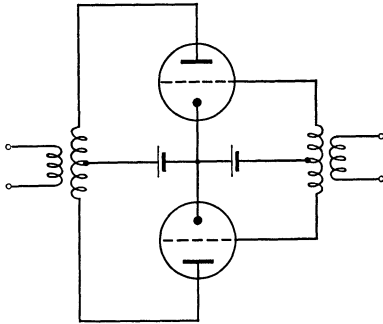


Abb. 11. Gegentakt-Verstärkerschaltung.

strom sind geometrisch feststellbar. In Abb. 8 ist der etwa günstigste Fall gezeichnet. Es ergibt sich, daß der Wirkungsgrad im A-Betrieb kaum über 40% betragen kann.

B-Betrieb. Beim B-Betrieb legt man den Arbeitspunkt in den untersten Teil der Kennlinie. Daher entsteht im Anodenkreis eine nicht-lineare, also verzerrte Wiedergabe, wie die Kurve *I* in Abb. 9 zeigt. Trotzdem ist diese Betriebsart in zwei Fällen anwendbar: beim Kraft-

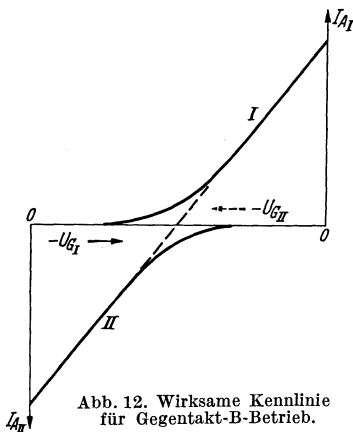


Abb. 12. Wirksame Kennlinie für Gegentakt-B-Betrieb.

verstärker in Form der Gegentakt-B-Schaltung (Abb. 11), wobei durch passendes Zusammenwirken der beiden Kennlinien doch eine praktisch lineare gemeinsame Kennlinie erzielbar ist (Abb. 12), und beim Sender-

verstärker, bei dem der Anoden-Nutzkreis ein wenig gedämpfter Schwingungskreis ist, so daß auch bei stark verzerrtem Anodenstrom die Anodenspannung, wie in Abb. 9 (Kurve *II*) gezeichnet, rein sinusförmig ist. Es läßt sich praktisch ein Wirkungsgrad von etwa 70% erreichen.

C-Betrieb. Beim C-Verstärker liegt der Arbeitspunkt beim Anodenstrom Null, so daß eine stark verzerrte Wiedergabe entsteht. Der C-Betrieb wird im allgemeinen nur bei Sendern verwendet, bei denen man — wie beim B-Betrieb — die durch die Verzerrung entstehenden Oberwellen durch sorgfältige Siebung mittels abgestimmter

Schwingungskreise unschädlich macht, so daß die ausgestrahlte Hochfrequenz doch überschwingungsfrei ist. Es gelingt unter günstigsten Bedingungen (Abb. 10) bei Senderöhren im C-Betrieb einen Wirkungsgrad von annähernd 90% (ohne Berücksichtigung der Heizleistung) zu erzielen. Unter durchschnittlichen Bedingungen der Praxis werden etwa 75 bis 80% erreicht.

4. Rückkopplung.

Führt man einen Teil der verstärkten Wechselspannung der Anodenseite zum Gitterkreis zurück, so nennt man diese Schaltungsmaßnahme „Rückkopplung“. Man unterscheidet je nach dem Kopplungssinn

fördernde Rückkopplung (zur Schwingungserzeugung bzw. Entdämpfung) und hindernde (Gegenkopplung).

Schwingungserzeugung. Abb. 13 zeigt eine Röhre mit einem schwingungsfähigen, aus der Selbstinduktion L , der Kapazität C und dem Widerstand R bestehenden Kreis auf der Anodenseite. Zwischen diesem Kreis und einer im Gitterkreis liegenden Spule L_G sei die gegenseitige Induktion M vorhanden. Bei linearer Kennlinie läßt sich für die Spannung U_C über dem Kondensator C die Differentialgleichung herleiten:

$$\frac{d^2 U_C}{dt^2} + \left(\frac{R}{L} + \frac{S(D-\mathfrak{R})}{C} \right) \frac{dU_C}{dt} + \frac{1}{LC} [1 + RS(D-\mathfrak{R})] U_C = 0, \quad (23)$$

$$\mathfrak{R} = - \frac{U_{G\sim}}{U_{A\sim}} = - \frac{M}{L} \quad (24)$$

ist der Rückkopplungsfaktor. Die Lösung der Differentialgleichung lautet:

$$U_C = A \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{R}{L} + \frac{S(D-\mathfrak{R})}{C} \right) t} \cdot \sin(2\pi f t) \quad (25)$$

oder, wenn man das Dämpfungsdekrement ϑ :

$$\vartheta = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{L} + \frac{S(D-\mathfrak{R})}{C} \right) \quad (26)$$

einführt:

$$U_C = A \cdot e^{-\vartheta t} \cdot \sin(2\pi f t). \quad (27)$$

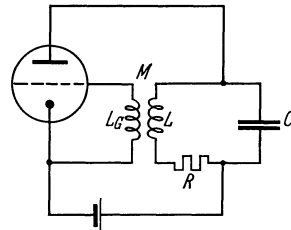


Abb. 13.
Schwingungserzeugerschaltung.

Ist durch entsprechend gewählten Kopplungssinn von M , also durch richtige Transformatorpolung, der Rückkopplungsfaktor \mathfrak{R} positiv, so kann das Dekrement ϑ durch Null hindurchgehen und negativ werden, d. h. es tritt Selbsterregung ein. Das Dekrement Null stellt die Grenze zwischen dem noch nicht schwingenden und dem zur Selbsterregung führenden Zustand dar. Die Bedingung für $\vartheta = 0$ ist:

$$\mathfrak{R} = D + \frac{1}{S} \frac{CR}{L}$$

oder, da — für kleines R — der Ausdruck $\frac{L}{CR}$ praktisch gleich dem Resonanzwiderstand \mathfrak{R}_a der Schwungradschaltung — von den Verzweigungspunkten aus betrachtet — ist:

$$\mathfrak{R} = D + \frac{1}{S \mathfrak{R}_a}. \quad (28)$$

Dies ist die wichtige Selbsterregungsformel für die Schwingungserzeugung mit einer Röhre. Die Frequenz f der entstehenden Schwingungen ist bis auf kleine Korrekturen identisch mit der Eigenfrequenz des Schwungradkreises.

Eine quantitative Darstellung, die auch die Amplitude A der Schwingungen anzugeben gestattet, verlangt ein Eingehen auf die gekrümmten Kennlinien.

Die Bedingung für $\vartheta = 0$ läßt sich auch durch den inneren Widerstand der Senderöhre ausdrücken. Für diesen findet man infolge der Rückkopplung einen anderen Wert, als den für die Verstärkerröhre in Gleichung (17) angegebenen. Er läßt sich aus der linearen Gleichung für den Anodenwechselstrom $I_{A\sim}$ unter Einbeziehung der Rückkopplung ableiten. Es ist:

$$I_{A\sim} = S(U_{G\sim} + D \cdot U_{A\sim} - \mathfrak{R} \cdot U_{A\sim}).$$

Hieraus findet man für

$$\mathfrak{R}_i = \frac{dU_{A\sim}}{dI_{A\sim}}$$

die Gleichung:

$$\mathfrak{R}_i = \frac{1}{S(D - \mathfrak{R})}. \quad (29)$$

Die Bedingung für $\vartheta = 0$ lautet daher:

$$\mathfrak{R}_i = -\frac{L}{CR} = -\mathfrak{R}_a, \quad (30)$$

der innere Widerstand ist also negativ. Weiter ergibt sich, daß für $\vartheta < 0$ der negative innere Widerstand dem Betrage nach *kleiner* sein muß als der äußere Widerstand. Bei Elektronenröhren liegt also ein anderes Gesetz vor, als das DUDDELSche Kriterium, das für negative Widerstände vom Lichtbogencharakter gilt, und bei dem \mathfrak{R}_i dem Betrage nach *größer* sein muß als \mathfrak{R}_a .

Entdämpfung. Bei etwas geringerer Rückkopplung, als sie sich aus der Selbsterregungsformel ergibt, wird das Dekrement positiv bleiben, kann aber zahlenmäßig sehr klein gemacht werden. Dies ist für Empfangskreise, die eine hohe Selektion brauchen, von Nutzen. Gleichzeitig wird durch die Rückkopplung die Verstärkung erhöht, da bei gleichbleibender Eingangsspannung $U_{G\sim}$ die Leistung der inneren EMK:

$$N = \frac{E_i^2}{\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i}$$

durch Annähern des Nenners an Null gesteigert wird.

Gegenkopplung. Man verwendet bei Breitbandverstärkern häufig die hindernde Rückkopplung (Gegenkopplung). Sie setzt zwar die Verstärkung herab, vermindert aber Verstärkungsschwankungen, z. B. infolge Betriebsspannungsänderungen und gleicht die Krümmungen der Kennlinien aus, so daß die nichtlinearen Verzerrungen kleiner werden.

5. Modelung und Rückmodelung.

Modelung. Hochfrequenzsender werden u. a. dazu benutzt, Sprache, Musik, Fernsehbilder usw. zu übertragen. Dies geschieht bei der zur Zeit meist angewandten Amplitudenmodelung durch Änderungen der Hochfrequenzamplitude entsprechend der Niederfrequenz.

Die hochfrequente Schwingung $H \cdot \cos(2\pi f_h t)$ soll mit der Tonfrequenz $N \cdot \cos(2\pi f_n t)$ gemodelt werden. Es ergibt sich daher für den Hochfrequenzstrom I_{\sim} :

$$I_{\sim} = [H + N \cdot \cos(2\pi f_n t)] \cdot \cos(2\pi f_h t). \quad (31)$$

Man bezeichnet das Verhältnis von N zu H als den Modelungsgrad m . Eine einfache Rechnung zeigt, daß bei der Modelung zusätzliche Frequenzen, die Seitenbänder, entstehen. Aus Gleichung (31) erhält man durch Umformung:

$$I_{\sim} = H \cdot \cos(2\pi f_h t) + \frac{N}{2} \cdot \cos[2\pi(f_h + f_n)t] + \frac{N}{2} \cdot \cos[2\pi(f_h - f_n)t]. \quad (32)$$

Der sinusförmig gemodelte Hochfrequenzstrom setzt sich also aus drei Frequenzen konstanter Amplitude, der Trägerfrequenz und der oberen und unteren Seitenfrequenz, zusammen. Der Abstand der beiden Seitenfrequenzen, die Bandbreite, ist gleich $2f_n$.

Es seien hier nur die Namen der wichtigsten Amplitudenmodelungsschaltungen erwähnt: Gitterspannungs-, Anodenspannungs- und Anodenwiderstandsmodelung. Bei gemodelten Sendern läßt sich nicht ein so hoher Wirkungsgrad erzielen, wie bei Hochfrequenz konstanter Amplitude. Die besten Wirkungsgrade ergeben sich bei der Anodenspannungsmodelung in Gegentakt-B- und C-Schaltung, ferner bei der Chireix-Schaltung, einer Art Anodenwiderstandsmodelung sowie bei der Doherty-Schaltung.

Rückmodelung. Die Rückmodelung soll bewirken, daß die Modelungsfrequenzen, die im ausgesandten Wellenzug nur als Seitenbänder vorhanden sind, am Empfangsort wiedergewonnen werden. Zu diesem Zwecke führt man den gemodelten Wellenzug einem Organ mit quadratischer oder einseitig linearer Kennlinie zu. Beide Formen werden bei Röhren mit und ohne Steuergitter gefunden, wenn man jeweils geeignete Teile der Kennlinie auswählt. In der Hauptsache verwendet man jedoch für diesen Zweck Dioden-Gleichrichtung. Schaltungen mit Trioden sind die Anodengleichrichtung und die Audiogleichrichtung. Bei der Anodengleichrichtung benutzt man die untere Krümmung der Kennlinie einer Verstärkerröhre, wobei die gemodelten Schwingungen im Gitterkreis zugeführt und im Anodenkreis die Modelung abgenommen wird. Bei der Audionschaltung wird der Gitterstrom-einsatz zur Gleichrichtung ausgenutzt. Hierbei wirkt die Röhre wie die Vereinigung eines Dioden-Gleichrichters mit einem anschließenden Verstärker.

Bei der Rückmodelung entstehen nicht nur die gewünschten Frequenzen f_n , sondern auch zusätzliche Oberschwingungen, insbesondere bei quadratischer Rückmodelungskennlinie die Frequenz $2f_n$. Ihr Amplitudenverhältnis, der Klirrfaktor, hängt vom Modelungsgrad m ab, wie das Quadrieren von Gleichung (31) zeigt, und zwar ist der Klirrfaktor in diesem Falle gleich $m/4$. Nach einer Erfahrungsregel soll man für

einwandfreie Übertragungen den Modelungsgrad nicht größer als 0,5 machen, so daß das Störverhältnis höchstens gleich 1/8 ist.

Kompliziertere Röhren.

Mit der einfachen Triode lassen sich nicht alle Anforderungen der Technik befriedigen; z. B. sind die erzielbaren Verstärkungsgrade aus mechanischen und elektrischen Gründen begrenzt, so daß in vielen Anwendungsfällen die Verstärkung in mehreren Stufen erforderlich ist. Es war daher erwünscht, bessere Röhren mit erhöhtem Verstärkungsfaktor zu entwickeln. Bei Hochfrequenzverstärkern führte ferner die verhältnismäßig große Gitter-Anoden-Kapazität der Triode zu unerwünschter Rückkopplung, die durch eine besondere Schaltungsmaßnahme, die Neutralisation, beseitigt werden mußte. Auch hier kam es aus Vereinfachungsgründen darauf an, die Röhren selbst in dieser Hinsicht zu verbessern. Die Möglichkeit zu diesen Verbesserungen wurde in der Vermehrung der Elektroden gefunden. Weitere, noch nicht abgeschlossene Bemühungen richten sich auf die Ausnutzung der Sekundärelektronen zur Verbesserung der Röhreneigenschaften. Im folgenden wollen wir auf diese verbesserten Röhren näher eingehen.

6. Mehrgitter- und Verbundröhren.

Raumladungsgitterröhre. Der erste Versuch zur Erzielung größerer Verstärkung war die Raumladungsgitterröhre. Sie hat zwischen Kathode und Steuergitter noch ein Hilfsgitter, das eine positive Spannung gegenüber der Kathode erhält. Es beseitigt die Raumladung vor dem Heizfaden und verändert die $U^{3/2}$ -Kennlinie in die „Übernahmekennlinie“, die meist eine größere Steilheit besitzt.

Schirmgitterröhre (Tetrode). Erfolgreicher war die Einfügung des Hilfsgitters zwischen Steuergitter und Anode. Dieses „Schirmgitter“ S liegt ebenfalls an einer positiven Spannung (Abb. 14). Es wirkt wie eine Anode, indem es vermöge seines Durchgriffes D_S ein hinreichend positives Feld im Kathodenraum herstellt, also den Arbeitspunkt an eine Stelle großer Steilheit S der Kennlinie zu legen gestattet. Andererseits kann der Durchgriff D_A der Anodenspannung durch die beiden Gitter sehr klein gemacht werden, so daß die Rückwirkung der Anodenspannungsschwankungen auf das Steuergitter nur gering ist. Die Gleichung für den Gesamtstrom einer Schirmgitterröhre lautet:

$$I_e = K' (U_G + D_S \cdot U_S + D_A \cdot U_A)^{3/2}. \quad (33)$$

Eine den Gleichungen (19) und (20) für die Eingitterröhre entsprechende Rechnung ergibt ähnliche Ausdrücke für den Verstärkungsvorgang. Es ist jedoch zu beachten, daß der Anodenwechselstrom durch Strom-

verteilung zwischen Anode und Schirmgitter und durch Sekundärelektronen um einen Faktor f geschwächt wird. Daher ergibt sich für die Leistung etwa folgender Ausdruck:

$$N_{A\sim} = S \frac{U_{G\sim}^2}{8D_A} f^2 \quad \text{mit } f < 1 \quad (34)$$

Die Vorteile gegenüber der Eingitterröhre sind, daß der Ausdruck $\frac{S \cdot f^2}{D_A}$ bei gleichem Aufwande viel größer als der entsprechende Ausdruck S/D gemacht werden kann, daß der innere Widerstand der Schirmgitterröhre erheblich größer ist, so daß die Selektivität bei Hochfrequenzverstärkern wesentlich günstiger wird, und daß die Gitter-Anoden-Kapazität und damit auch die unerwünschte Rückkopplung hierüber etwa entsprechend dem kleineren Anodendurchgriff D_A geringer ist. Einen Nachteil der Schirmgitterröhre zeigt das Anodenspannungs-Kennlinienfeld einer technischen Röhre in Abb. 15. Man sieht Einbrüche im Verlauf des Anodenstromes, die durch an der Anode ausgelöste Sekundärelektronen verursacht werden. Sie gehen bei niedrigerem Anodenpotential zum Schirmgitter über. Der Arbeitspunkt muß in solchen Fällen außerhalb der Einbruchstellen bleiben, weshalb der Aussteuerbereich der Schirmgitterröhre verhältnismäßig klein ist.

Bremsgitterröhre (Pentode). Die Behebung der durch Sekundärelektronen verursachten Schwierigkeit bei Schirmgitterröhren gelingt durch Einführen eines weiteren Gitters, des Bremsgitters, das zwischen Schirmgitter und Anode liegt und meist Kathodenpotential erhält. Es verhindert das Überwechsellern der Sekundärelektronen von der Anode zum Schirmgitter. Zudem tritt durch das Bremsgitter eine weitere Herabsetzung des Anodendurchgriffes ein, so daß die innere EMK, also die Verstärkungsmöglichkeit, noch bedeutend größer ist. Ebenso wird der innere Widerstand entsprechend größer und damit die Selektions-

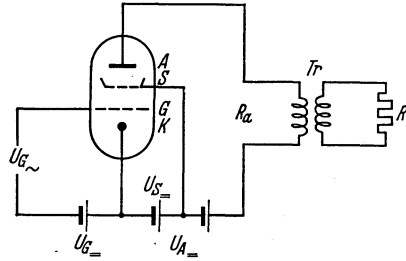


Abb. 14. Verstärker mit Schirmgitterröhre.

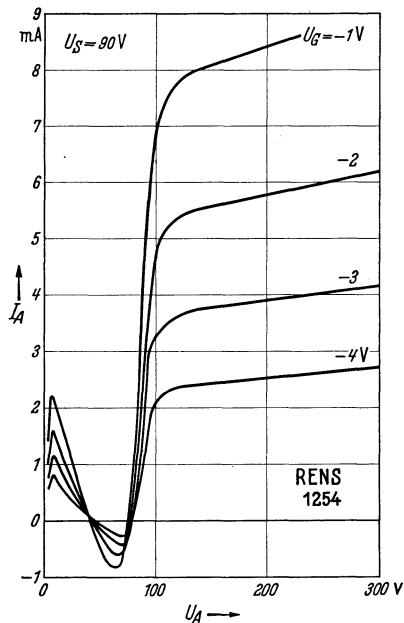


Abb. 15. Anodenspannungs-Kennlinienfeld der Schirmgitterröhre RENS 1254.

fähigkeit bei Hochfrequenzverstärkung. Schließlich läßt sich die Rückkopplung über die Gitter-Anoden-Kapazität bei der Pentode durch sorgfältigen Bau praktisch völlig vermeiden. Abb. 16 zeigt das Anodenspannungs-Kennlinienfeld einer Pentode, aus welchem die genannten guten Eigenschaften zu ersehen sind. Es läßt die besonders große Aussteuerungsfähigkeit bei relativ kleinen Gitterwechselspannungen im gitterstromlosen Gebiet erkennen. Die Einbrüche im Anodenstrom sind nicht mehr vorhanden.

An Stelle des Bremsgitters kann eine vereinfachte Ausführung, nämlich ein Schirm mit breiten Schlitzten, das Strahlblech, benutzt

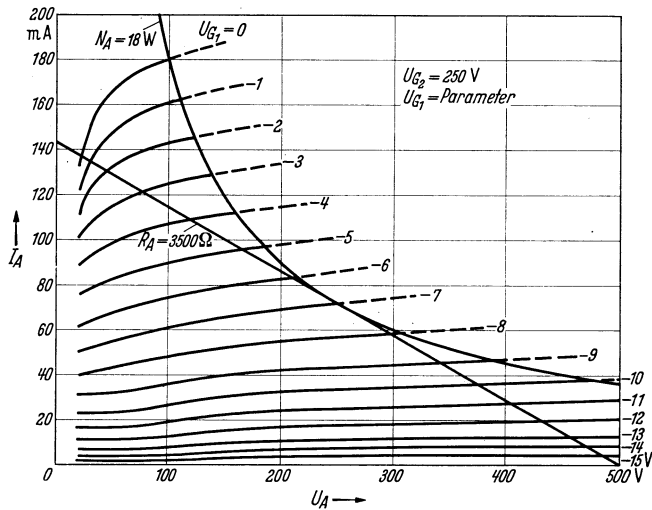


Abb. 16. Anodenspannungs-Kennlinienfeld der Endpentode.

werden. Man kann sogar eine bremsgitterartige Wirkung ohne zusätzliche Elektrode erreichen, wenn durch passende Dimensionierung der Abstände eine erhebliche negative Raumladung zwischen Schirmgitter und Anode entsteht. Solche Röhren, die dann vervollkommnete Tetroden darstellen, finden sich auch in der Praxis.

Doppelsteuerröhren (Hexoden usw.). Eine in den letzten Jahren entwickelte Röhrenart sind die Doppelsteuerröhren, und zwar handelt es sich um Hexoden, Heptoden und Oktoden. Es gibt allerdings einige Vorläufer für Doppelsteuerung aus früheren Jahren. Die heutige Doppelsteuerröhre dient insbesondere zum Überlagerungsempfang beim Rundfunkempfänger (Mischröhre).

Eine einfache Hexode (Abb. 17) hat vier Gitter, zwei Steuergitter (das erste und dritte) und zwei Schirmgitter. Ihre Wirkungsweise läßt sich am besten aus ihrem Kennlinienfeld (Abb. 18) erkennen. Auf der Abszisse sind die Spannungen am Gitter G_3 aufgetragen, auf der Ordinate

der Anodenstrom. Parameter der Kurvenschar sind die Spannungen am Gitter G_1 . Durch die Spannungsänderung am Steuergitter G_1 wird die Neigung der Anodenstromkennlinie geändert, d. h. der Einfluß der beiden Steuergitterspannungen auf den Anodenstrom ist eine multiplikative Funktion. Dies wird beim Überlagerungsempfang derart ausgenutzt, daß dem ersten Steuergitter die gemodelte Empfangshochfrequenz mit den Seitenbändern $f_h \pm f_n$, dem anderen Steuergitter G_3 die ungemodelte Überlagerungsfrequenz $f_{\bar{u}}$ zugeführt wird. Dann entsteht durch die „multiplikative Mischung“ eine Schwingung, die das Glied

$$\sin [2\pi(f_h \pm f_n) t] \cdot \sin(2\pi f_{\bar{u}} t)$$

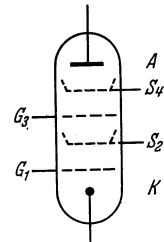


Abb. 17. Hexode.

enthält. Die Umformung dieses Ausdruckes zeigt, daß sich die gewünschte modulierte Zwischenfrequenz

$$f_z \pm f_n = (f_h \pm f_{\bar{u}}) \pm f_n$$

ergibt. Da die Mischung der beiden Schwingungen nur durch den Elektronenstrom geschieht, bezeichnet man diese Kopplungsart auch als „Elektronenkopplung“.

Die Überlagerungsfrequenz kann von einem besonderen Röhrengenerator geliefert werden. Häufig wird jedoch in der Röhre an der gleichen Kathode ein besonderes Gitter und eine besondere Anode angebracht, die in Rückkopplungsschaltung die Erzeugung der Überlagerungsfrequenz gestatten. Diese Elektroden können außerhalb (Hexode-Triode) oder im Zuge der Hauptemissionsstrecke angebracht sein (Oktode).

Eine weitere Anwendung findet die Doppelsteuerröhre, insbesondere die Hexode, als Regelröhre, d. h. als Verstärkerröhre, bei der die Verstärkung selbsttätig oder von Hand geregelt werden kann.

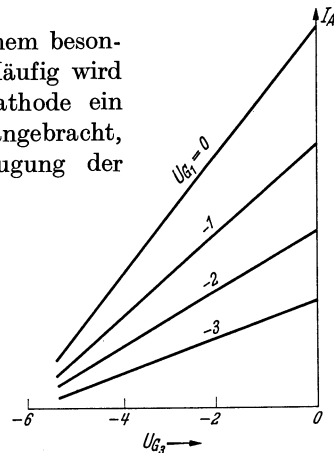


Abb. 18. Hexoden-Kennlinien.

Doppel- und Verbundröhren. In der Röhrentechnik ist es häufig üblich, zwecks Raumersparnis, Schaltungsvereinfachung usw. zwei, manchmal sogar drei Röhrenarten in einem Kolben zu vereinigen. Man unterscheidet Doppelröhren mit zwei gleichartigen Systemen und Verbundröhren. In vielen Fällen sind die Systeme über einer einzigen Kathode aufgebaut. Beispiele für Doppelröhren sind die Duodiode mit zwei Gleichrichterstrecken und die Doppeltriode für Gegentaktschaltungen. Eine Verbundröhre hatten wir bereits in der Mischhexode-Triode kennen gelernt. Ferner gibt es die Duodiode-Triode, die Duodiode-Regelpentode, die Triode-Pentode usw.

7. Röhren mit Sekundärstrahlung.

Treffen Elektronen mit großer Geschwindigkeit auf Metall, so wird dieses befähigt, einen Teil seiner freien Elektronen zu emittieren. Bei den Verstärker- und Senderöhren tritt die Sekundäremission — wie bereits erwähnt — störend auf, wenn das Gitter bzw. das Schirmgitter zeitweilig positiver als die Anode ist. Ein Beispiel waren die durch Sekundäremission verursachten Einbrüche im Anodenstrom-Kennlinienfeld der Abb. 15, die sich durch besondere Mittel, z. B. durch Einführung des Bremsgitters, beseitigen ließen. Man hat andererseits bewußt die Sekundäremission zur Verstärkung und Schwingungserzeugung ausgenutzt.

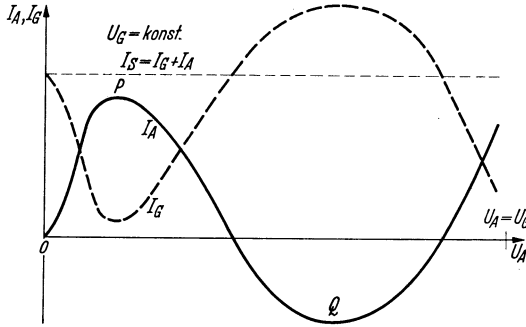


Abb. 19. Dynatron-Kennlinie.

Röhren mit fallender Kennlinie. Bei der Schwingungserzeugung durch Rückkopplung hatten wir abgeleitet, daß der innere Widerstand des Generators als „negativer“ Widerstand aufgefaßt werden kann. Dieser negative Widerstand war allerdings statisch nicht meßbar. Die Einbrüche im Kennlinienfeld der Abb. 15 stellen jedoch statisch meßbare Gebiete fallender Kennlinie, d. h. negativen Widerstandes dar. Schaltet man daher eine Röhre mit fallender Kennlinie mit einem äußeren Widerstand zusammen und sorgt dafür, daß der negative innere Widerstand kleiner als der äußere Widerstand ist, so werden Schwingungen angefacht.

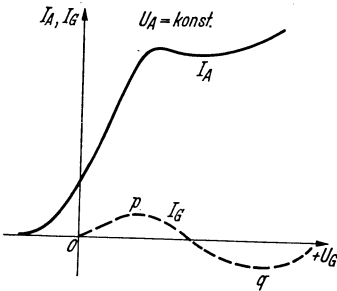


Abb. 20. Gitter-Dynatron-Kennlinie.

In ausgeprägter Form erhält man bei der Triode eine fallende Kennlinie, wenn man das Gitter stark positiv macht und an die Anode eine niedrige positive Spannung legt. Eine derartige Anodenstrom-Kennlinie für eine bestimmte hohe positive Gitterspannung U_G zeigt Abb. 19. Eingetragen ist ferner die Gitterstromkennlinie und die Gerade für den Sättigungsstrom I_S . Man erkennt, daß der Anodenstrom I_A um gleichviel kleiner wird als der Gitterstrom I_G infolge der vom Gitter angezogenen Sekundärelektronen zunimmt, und daß ein großer Bereich (P, Q) mit fallender Kennlinie vorhanden ist. Schaltet man in den Anodenzweig einen Schwungradkreis, so können in dieser mit „Dynatron“ bezeichneten Schaltung Schwingungen erzeugt werden.

Auch der Gitterstrom einer Triode, bei der — wie üblich — die höchste positive Spannung an der Anode liegt, zeigt in gewissen Bereichen (p , q) der Gitterspannung infolge der am Gitter gebildeten Sekundärelektronen eine fallende Kennlinie (Abb. 20). Einen Schwingungserzeuger in dieser Schaltung nennt man „Gitter-Dynatron“.

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß in bestimmten Spannungsbereichen auch der Strom zum Raumladungsgitter in einer Raumladungsgitterröhre eine fallende Kennlinie aufweist. Diese kommt jedoch nicht durch Sekundäremission, sondern durch Stromverteilung zwischen der Anode und dem Raumladegitter zustande (Negadyn).

Sekundärelektronenverstärker. Eine andere Anwendung der Sekundäremission finden wir im Sekundärelektronenverstärker. Hier sind die Bedingungen so gewählt, daß das Mengenverhältnis der Sekundärelektronen zu den auftreffenden Primärelektronen, der Sekundärstrahlungsfaktor Φ , wesentlich größer als 1 ist, und der Aufbau der Röhre ist so gestaltet, daß die in einer ersten Stufe ausgelösten Sekundärelektronen ihrerseits in einer weiteren Stufe zur Auslösung einer wiederum mehrfach größeren Zahl Sekundärelektronen ausgenutzt werden usw. Es tritt also Stromvervielfachung ein, die durch Hintereinanderschaltung vieler Stufen auf einen sehr großen Wert gebracht werden kann. Derartige Vervielfacher hat man bereits in Verbindung mit einer Photokathode zur Verstärkung schwacher Photoströme gebaut. Auch wurde versuchsweise das Prinzip auf Glühkathodenröhren mit Steuergittern angewandt. Technische Form nahm die einstufige Sekundärelektronenvervielfachung bei einer Rundfunkempfängerröhre für Endstufen an. Die Entwicklung der Sekundärelektronenverstärker ist noch nicht abgeschlossen.

IX. Nichtstationäre Vorgänge in Elektronenröhren.

Von

H. ROTHE.

So lange die Laufzeit eines Elektrons zwischen den Elektroden einer Entladungsröhre genügend klein gegen die Periodendauer einer angelegten Wechselfeldspannung bleibt, lassen sich alle Vorgänge, die in der Entladungsstrecke selbst und den angeschlossenen Schaltelementen auftreten, ohne weiteres aus den statischen Kennlinienfeldern der betreffenden Röhre ableiten. Sobald jedoch die Laufzeit τ oder besser der Laufzeitwinkel $\Theta = \omega \tau = 2\pi \frac{\tau}{T}$ (ω Kreisfrequenz, T Periodendauer) merkliche Beträge erreicht, treten andersartige Vorgänge auf, die nicht mehr allein durch die statischen Kennlinien erfaßt werden können. Diese geänderten Verhältnisse kommen durch Besonderheiten des Energieaustausches zustande: Während nämlich in einem genügend langsam veränderlichen Feld (Feldstärke \mathcal{E}) das Integral der Energie eines Elektrons der Ladung e über einen geschlossenen Kreislauf

$$\oint e \mathcal{E} dx = 0 \quad (1)$$

ist, da ja das Elektron bei der Rückkehr an seinen Ausgangspunkt dort ein ungeändertes Potential vorfindet und daher gleiche Energie besitzt, ist es bei einem gegenüber der Laufzeit genügend schnell veränderlichen Feld anders. Hier findet das Elektron an seinem Ausgangspunkt ein geändertes Potential vor. Der endliche Wert, den das Integral dann besitzt, gibt unmittelbar die Energieaufnahme oder Abgabe des Elektrons an. Elektronen vermögen also an hochfrequente Wechselfelder Energie abzugeben oder daraus Energie aufzunehmen, und zwar auch dann, wenn die Elektronen überhaupt nicht zu den die Hochfrequenzfelder erzeugenden Elektroden gelangen können.

1. Das Verhalten von Elektronenströmungen in Hochfrequenzfeldern.

Laufzeiterscheinungen bei Feldern geringer Ausdehnung [47a, 108a]. Dieser Energieaustausch der Elektronen mit hochfrequenten Wechselfeldern, der die allergrößte Bedeutung in allen Entladungsröhren bei hohen

Frequenzen besitzt, läßt sich an der in Abb. 1 dargestellten Entladungsanordnung besonders einfach diskutieren (vgl. auch Vortrag VII). Die Elektronen treten in kontinuierlichem Strom (Stromstärke I) von einer Glühkathode kommend, durch die Öffnung einer gegenüber der Kathode positiven Blende hindurch in einen FARADAYSchen Käfig ein, der dasselbe Gleichpotential wie die Blende besitzt. Nach einer Laufzeit τ treten sie aus dem Käfig wieder aus, durch eine zweite dahinter liegende Blende hindurch und werden von einer beliebigen Elektrode aufgefangen. Die Laufzeit zwischen Blenden und Faraday-Käfig sei dabei vernachlässigbar klein. An den Zylinder wird außer der Gleichspannung U_a noch eine Wechselfspannung $u_a = u_a \cos \omega t$ gelegt, deren Amplitude u_a klein gegen die Gleichspannung sei.

Um das Verhalten der gesamten Elektronenströmung zu erfassen, sei zuerst das Verhalten eines einzelnen Elektrons betrachtet, und zwar für verschiedene Eintrittszeiten in den Käfig und verschiedene Größen des Laufzeitwinkels durch diesen. Ein Elektron, das von der Glühkathode zur Auffangelektrode fliegt, gelangt zweimal, und zwar in den beiden Schlitzebenen, zwischen Blenden und Käfig zum Energieaustausch mit dem Wechselfeld. Besteht durch die Hochfrequenzspannung im Augenblick des Durchfliegens eine die Elektronen beschleunigende Feldstärke, so erhält das Elektron eine höhere Geschwindigkeit, d. h. es nimmt Energie auf und wird umgekehrt bei verzögerndem Feld abgebremst, d. h. es gibt Energie an die Hochfrequenzquelle ab, während es beim Durchfliegen des Käfigs vom Hochfrequenzfeld, das ja in diesen nicht eindringen kann, unbeeinflusst bleibt.

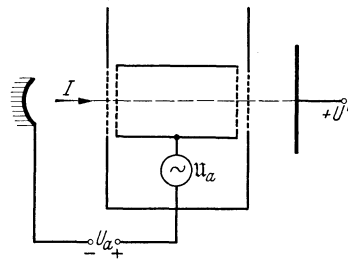


Abb. 1. Elektronenstrom durch einen FARADAYSchen Käfig.

Wird mit t die Austrittszeit eines Elektrons aus dem Käfig bezeichnet, so tritt dieses zur Zeit $t - \tau$ mit einer dem Gleichpotential U_a entsprechenden Geschwindigkeit $\bar{v} = \sqrt{\frac{2e}{m} U_a}$ in den Käfig ein. Dabei durchläuft es im Eintrittsschlitz eine Wechselfspannung $u_a \cos \omega(t - \tau)$ und entsprechend im Austrittsschlitz die Wechselfspannung $u_a \cos \omega t$. Die gesamte beim Durchlaufen des Käfigs vom Elektron abgegebene Energie beträgt daher in Volt

$$\Delta U = u_a \left[\cos \omega(t - \tau) - \cos \omega t \right] = u_a \left[\cos(\omega t - \Theta) - \cos \omega t \right] \\ = 2u_a \sin \frac{\Theta}{2} \cos \left(\omega t - \left(\frac{\Theta}{2} + \frac{\pi}{2} \right) \right). \quad (2)$$

In der Abb. 2 ist dieser Energieaustausch als Funktion der Austrittsphase für verschiedene Laufzeitwinkel dargestellt. Nehmen wir zuerst

einmal an, daß die Laufzeit gerade eine halbe Periode ($\Theta = \pi$) beträgt. Für die ausgetauschte Voltenergie ergibt sich dann $\frac{\Delta U}{u_a} = -2 \cos \omega t$. Ein Elektron, das zur Zeit des negativen Spannungsmaximums aus dem Käfig austritt (Punkt *c* in Abb. 2), war dann zur Zeit des positiven Spannungsmaximums in den Käfig eingetreten. Im Eintrittsschlitz findet es also beschleunigende Feldstärke vor und nimmt Energie entsprechend der Amplitude U_a der Wechselspannung auf. Während das Elektron durch den Käfig fliegt, polt sich die Wechselspannung gerade um, d. h. das Elektron wird in seinem Potential um die doppelte Amplitude gesenkt, ohne daß es davon irgendwie beeinflusst wird und findet am Austrittsschlitz wieder eine beschleunigende Spannung vor. Es nimmt also erneut Energie, d. h. insgesamt eine Energie entsprechend $2 u_a$ auf. Ein Elektron, das dagegen im Moment des positiven Spannungsmaximums austritt (Punkt *a*), findet in beiden Schlitzen eine verzögernde Spannung vor und gibt entsprechend Energie im Betrage von $2 u_a$ an das Hochfrequenzfeld ab, während ein Elektron, das im Nulldurchgang der Wechselspannung aus- und entsprechend auch eintritt, überhaupt keine Energie austauscht. Wie ohne weiteres aus Gleichung (2) hervorgeht, tritt

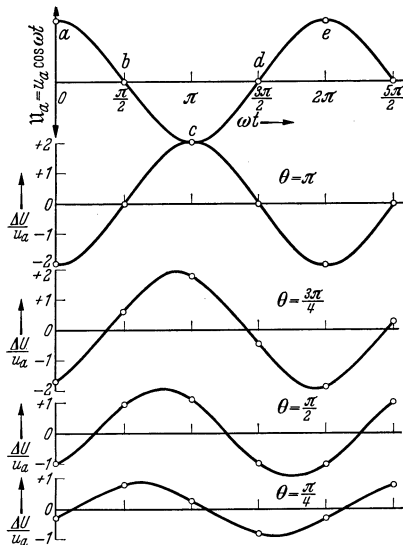


Abb. 2. Energieaustausch zwischen Wechselfeld und Elektron beim Flug durch den Faraday-Käfig von Abb. 1.

für den Fall $\Theta = \pi$ (bzw. ein ungeradzahlig Vielfaches von π) der maximal mögliche Energieaustausch auf. Für alle Laufzeitwinkel zwischen diesen Extremwerten ist der mögliche Energieaustausch stets kleiner, um bei $\Theta = 2\pi, 4\pi$ usw. (geradzahlig Vielfaches von π) auf Null abzusinken. Aus den verschiedenen Kurven der Abb. 2 ist dieses deutlich zu erkennen.

Durch den Energieaustausch wird die beim Eintritt in den Käfig kontinuierliche Elektronenströmung erheblich beeinflusst, indem sowohl die Elektronengeschwindigkeit und Laufzeit als auch die Dichte eine Wechselkomponente erhält, die sich den entsprechenden konstanten Gliedern überlagert. Der konstanten Eintrittsgeschwindigkeit \bar{v} überlagert sich eine Wechselgeschwindigkeit \tilde{v} . Die Summengeschwindigkeit bestimmt sich mit Hilfe der Gleichung (2) zu

$$v = \bar{v} + \tilde{v} = \left. \begin{aligned} & \sqrt{\frac{2e}{m} [U_a + u_a (\cos \omega (t - \tau) - \cos \omega t)]} \\ & = \bar{v} \sqrt{1 + 2 \frac{u_a}{U_a} \sin \frac{\Theta}{2} \cos \left(\omega t - \left(\frac{\Theta}{2} + \frac{\pi}{2} \right) \right)}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Die Laufzeit der Elektronen durch den Käfig wird nur durch den Energieaustausch im Eintrittsschlitz beeinflußt. Sie ergibt sich zu

$$\tau = \bar{\tau} + \tilde{\tau} = \frac{l}{v} = \bar{\tau} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{u_a}{U_a} \cos \omega (t - \tau)}} \quad (4)$$

und für $\frac{u_a}{U_a} \ll 1$ zu

$$\tau = \bar{\tau} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{u_a}{U_a} \cos \omega (t - \bar{\tau}) \right]. \quad (4a)$$

Eine Dichteschwankung entsteht dadurch, daß die im Eintrittsschlitz beschleunigten Elektronen sich den abgebremsten Elektronen nähern. Der beim Eintritt konstante Elektronenkonvektionsstrom sei

$$I = \bar{n} e = \frac{e}{\Delta t}, \quad (5)$$

wobei \bar{n} die in der Zeiteinheit eintretende Elektronenzahl und folglich $\Delta t = 1/\bar{n}$ der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Elektronen ist. Wegen der zeitlich veränderlichen Laufzeit durch den Käfig muß beim Austritt aus dem Käfig auch der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Elektronen veränderlich sein, und zwar beträgt dieser $\Delta t \left(1 + \frac{d\tau}{dt} \right)$. Für den gesamten austretenden Konvektionsstrom ergibt sich daher

$$\mathfrak{I} = I + \mathfrak{I}_{\text{Konv}} = (\bar{n} + \tilde{n}) e = \frac{e}{\Delta t \left(1 + \frac{d\tau}{dt} \right)} = \bar{n} e \frac{1}{1 + \frac{d\tau}{dt}}. \quad (6)$$

Für kleine Werte der Wechselspannung, wobei $\frac{d\tau}{dt} \ll 1$ ist, kann umgeformt werden in

$$\mathfrak{I} = I \left(1 - \frac{d\tau}{dt} \right) \quad (7)$$

so daß sich durch Einführen von Gleichung (4a) für den reinen Wechselkonvektionsstrom $\mathfrak{I}_{\text{Konv}}$ ergibt

$$\mathfrak{I}_{\text{Konv}} = -I \frac{d\tau}{dt} = -\frac{1}{2} I \frac{u_a}{U_a} \Theta \sin(\omega t - \Theta). \quad (8)$$

Der gesamte Energieaustausch der Elektronenströmung ergibt sich durch Integration der Gleichung (2) über eine Periode der Wechselspannung. Wenn die Laufzeit τ durch den Käfig eine Konstante ist, muß diese Integration Null ergeben, da dann stets gleichviel energieaufnehmende wie -abgebende Elektronen vorhanden sind. Nur dadurch

daß τ ebenfalls beeinflußt wird und eine Wechselkomponente erhält, ergibt sich doch über eine Periode gemittelt ein gewisser Energieaustausch, der allerdings vielmals kleiner ist, als den Einzelvorgängen entspricht.

Am besten kann dieser Energieaustausch durch Berechnung des Wechselstromes, der zu dem Käfig fließt, erfaßt werden. Da die Elektronen nur durch den Käfig hindurch fliegen und nicht darauf landen, besteht dieser Strom außer aus dem Kapazitätsstrom, der durch die Kapazität des Zylinders gegen die Umgebung fließt, nur noch aus dem durch den Konvektionswechselstrom $\mathfrak{S}_{\text{Konv}}$ verursachten Influenzwechsel-

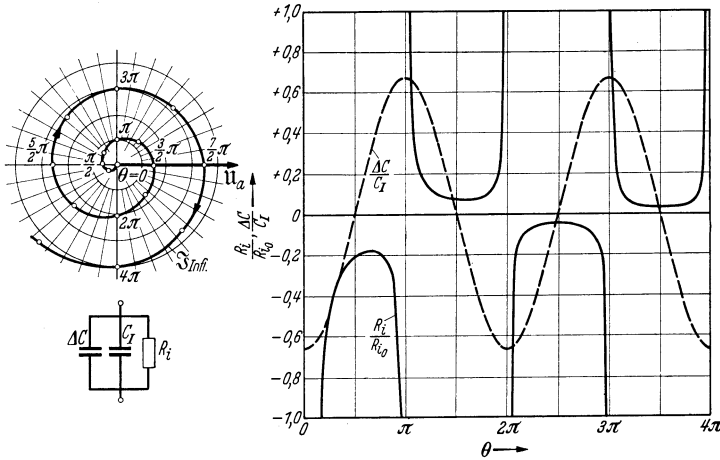


Abb. 3. Der Influenzwechselstrom zum FARADAYSchen Käfig sowie die Ersatzwiderstände als Funktion des Stromflußwinkels.

strom $\mathfrak{S}_{\text{Infl}}$. Durch Berechnung dieses Wechselstromes ergibt sich nicht nur die reelle Komponente des Widerstandes, mit dem die Hochfrequenzspannungsquelle durch den Käfig belastet ist, die also dem Energieaustausch zwischen Hochfrequenzfeld und Elektronenströmung entspricht, sondern zugleich auch die imaginäre Komponente dieses Widerstandes.

Die auf dem Käfig von der Elektronenströmung beeinflusste Ladung ist $Q = I\tau$. Der zum Käfig fließende Influenzwechselstrom wird daraus durch Differentiation unter Benutzung von Gleichung (4a) zu

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{S}_{\text{Infl}} &= \frac{dQ}{dt} = I \frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{2} I \frac{u_a}{U_a} \Theta \sin(\omega t - \Theta) \\ &= \frac{1}{2} I \frac{u_a}{U_a} \Theta \cos\left(\omega t - \left(\frac{\pi}{2} + \Theta\right)\right) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ermittelt. Er ist also gleich dem Konvektionswechselstrom Gleichung (8), nur mit entgegengesetztem Vorzeichen. Dies ist ohne weiteres verständlich, da bei dieser Anordnung $J_{\text{Konv}} + J_{\text{Infl}} = 0$ sein muß.

Bei vektorieller Darstellung ergibt sich für den Influenzwechselstrom, wie Abb. 3 zeigt, ein Spiraldiagramm. Der Wechselstrom hat gegenüber

der Wechselspannung $u_a \cos \omega t$ eine Nacheilung um $(\pi/2 + \Theta)$. Seine Amplitude nimmt linear mit dem Laufzeitwinkel Θ , sowie mit der Spannungsaussteuerung u_a/U_a und dem Gleichstrom I zu.

Für die Wechselspannungsquelle läßt sich der Käfig durch die Parallelschaltung eines reellen Widerstandes R_i , einer „Kalt“-Kapazität C und einer elektronischen Kapazität ΔC darstellen, wobei die Kaltkapazität C für die Betrachtung der Elektronenströmung ohne Interesse ist und unberücksichtigt bleiben soll. Der Wechselstrom durch eine solche Parallelschaltung beim Anlegen einer Wechselspannung $u_a \cos \omega t$ beträgt

$$\mathfrak{S} = u_a \left[\frac{1}{R_i} \cos \omega t - \omega \Delta C \sin \omega t \right], \quad (10)$$

wobei also das $\cos \omega t$ -Glieed die reelle und das $\sin \omega t$ -Glieed die imaginäre Komponente des Wechselstromes darstellt. Durch einfache Umformung läßt sich die Gleichung (9) in eine ähnliche Form bringen:

$$\mathfrak{S}_{\text{Infl}} = \frac{1}{2} I \frac{u_a}{U_a} \left[-(\Theta \sin \Theta) \cos \omega t + (\Theta \cos \Theta) \sin \omega t \right]. \quad (9a)$$

Der Käfig läßt sich also durch die Parallelschaltung eines reellen Innenwiderstandes

$$R_i = -2 \frac{U_a}{I} \frac{1}{\Theta \sin \Theta} \quad (11)$$

und einer elektronischen Kapazität

$$\Delta C = -\frac{1}{2} \frac{I}{U_a} \Theta \cos \Theta \quad (12)$$

darstellen. Beide Größen sollen mit dem statischen Innenwiderstand R_{i0} und der Kaltkapazität C_I einer Diodenstrecke bei Raumladungsbegrenzung des Stromüberganges verglichen werden, wobei die Abmessungen dieser Diode so gewählt seien, daß bei der Käfigspannung U_a derselbe Gleichstrom I fließt und die Laufzeit $\bar{\tau}$ der Elektronen dieselbe wie die durch den Käfig sei. Für eine solche Diode ist [94, 108]

$$R_{i0} = \frac{2}{3} \frac{U_a}{I} \quad (13)$$

$$C_I = \frac{3}{4} \frac{\bar{\tau}}{U_a} I, \quad (14)$$

so daß sich ergibt

$$\frac{R_i}{R_{i0}} = -\frac{1}{3} \frac{1}{\Theta \sin \Theta} \quad (15)$$

$$\frac{\Delta C}{C_I} = -\frac{2}{3} \cos \Theta. \quad (16)$$

In der Abb. 3 sind diese beiden Funktionen dargestellt. Bei kleinen Laufzeitwinkeln ist sowohl R_i wie ΔC negativ. Beide Werte pendeln bei steigenden Werten von Θ von negativen zu positiven Beträgen und

zurück. Während jedoch die maximal erreichten Werte von ΔC konstant bleiben, werden die niedrigsten Werte von R_i , die jeweils ungefähr bei $\Theta = \frac{\pi}{2}, \frac{3}{2}\pi, \frac{5}{2}\pi$ usw. erreicht werden, um so kleiner, je größer Θ ist. Im Gebiet der negativen Werte von R_i gibt dabei die Elektronenströmung Energie an die Wechselspannungsquelle ab. Und zwar errechnet sich bei $\Theta = \pi/2$ und $u_a/U_a = 0,1$ die im Mittel je Elektron abgegebene Voltenergie zu $\Delta U/u_a = 0,16$. Die maximal von einzelnen Elektronen abgebbare Voltenergie dagegen beträgt nach Gleichung (1) in diesem Falle $\Delta U/u_a = 1,4$. Über die ganze Strömung gemittelt ergibt sich also eine ganz wesentlich geringere Energieabgabe, da der größte Teil der von den „richtigphasigen“ Elektronen gelieferten Energie von den „falschphasigen“ Elektronen wieder aufgenommen wird. Diese Tatsache ist außerordentlich wichtig für das Verhalten aller Laufzeitgeneratoren, die im Abschnitt 2 behandelt werden.

Laufzeiterscheinungen bei ausgedehnten Wechselfeldern (Diode). Wesentlich komplizierter ist die Berechnung der Verhältnisse, wenn die Laufzeit der Elektronen im Wechselfeld nicht mehr wie bei dem soeben besprochenen Beispiel unendlich kurz ist, sondern endliche Beträge erreicht. Wir wollen uns mit der Besprechung des Verhaltens einer ebenen Diode mit raumladungsbegrenztem Stromübergang begnügen [5, 81, 82, 91, 94, 108]. In der Abb. 4 ist der Gesamtwechselstrom $\mathfrak{S}_{\text{ges}}$ vektoriell dargestellt, der beim Anlegen einer Wechselspannung $U_a = u_a \cos \omega t$, deren Amplitude u_a wiederum klein gegen die Anodengleichspannung U_a sei, fließt. Dieser Wechselstrom setzt sich aus dem durch die Kaltkapazität fließenden Kapazitätsstrom $\mathfrak{S}_{\text{Kap}}$ und dem durch den Elektronentransport entstehenden Wechselstrom $\mathfrak{S}_{\text{Elektr}}$ zusammen. Durch die Wechselspannung erfolgt in diesem Fall bereits eine Dichtesteuerung des *eintretenden* Kathodenstromes, so daß $\mathfrak{S}_{\text{Elektr}}$ schon bei $\Theta = 0$ einen endlichen Wert besitzt, der in Phase mit der Wechselspannung ist, und in seiner Amplitude durch den statischen Innenwiderstand R_{i0} der Diodenstrecke gegeben ist. Bei steigendem Laufzeitwinkel Θ erhält $\mathfrak{S}_{\text{Elektr}}$ einen nacheilenden Phasenwinkel, der stets merklich kleiner als Θ ist und nimmt außerdem in der Amplitude ab. Der Blindstrom ist dabei stets nachteilend. An der Kathode der Diodenstrecke muß wegen der Raumladungsbegrenzung des Stromüberganges die Feldstärke stets Null sein. Es kann dort also kein Verschiebungsstrom, sondern stets nur ein reiner Konvektionsstrom fließen. Da der Raum quellenfrei ist, muß dieser gleich dem Gesamtstrom $\mathfrak{S}_{\text{ges}}$ an der Anode sein.

Die Entladungsstrecke kann wiederum durch die Parallelschaltung eines reellen Widerstandes R_i mit der Kaltkapazität C_I und der elektronischen Kapazität ΔC dargestellt werden. Die Abhängigkeit dieser Ersatzgrößen von Θ ist ebenfalls in Abb. 4 dargestellt, und zwar wiederum nicht absolut, sondern im Verhältnis zu den durch Gleichung (13) und (14)

gegebenen statischen Größen R_{i0} und C_I . Für kleine Laufzeitwinkel ergibt sich dabei

$$R_i = R_{i0} \tag{17}$$

$$\Delta C = -\frac{2}{5} C_I. \tag{18}$$

Die Elektronenströmung wirkt also bei niederen Frequenzen wie ein OHMScher Widerstand R_{i0} , dem eine negative Kapazität gleich $\frac{2}{5}$ der Kaltkapazität parallelgeschaltet ist. Die Kapazität ΔC bleibt bei wachsendem Laufzeitwinkel stets negativ. Der Widerstand R_i wird bei 2π

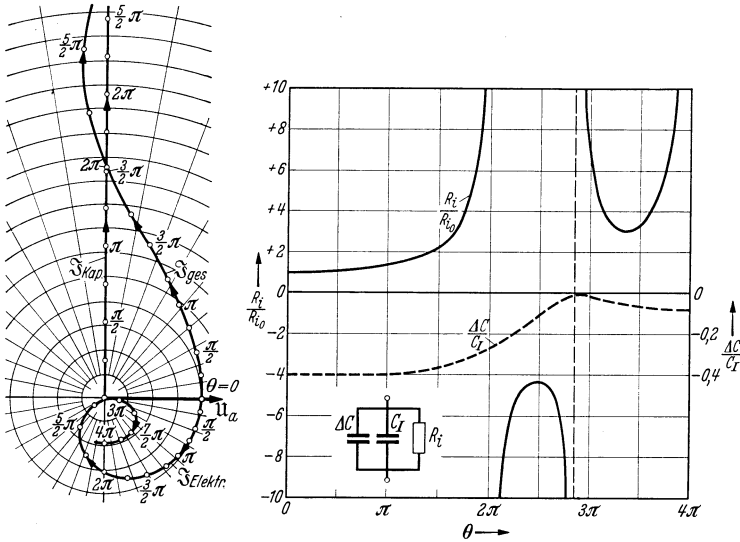


Abb. 4. Vektorielle Darstellung der Wechselströme I_{ges} , I_{Kap} und I_{Elektr} einer Diode bei Raumladungsbegrenzung, sowie die Ersatzwiderstände als Funktion des Laufzeitwinkels θ .

unendlich und zwischen 2π und etwa 3π negativ. Der niedrigste negative Wert, der dabei erreicht wird, ist jedoch 4- bis 5mal größer als der statische Innenwiderstand, so daß damit wohl eine Schwingungserzeugung im Prinzip möglich ist, aber nur recht geringe Wirkungsgrade ergibt [91]. Die experimentelle Nachprüfung dieser Berechnungen ergibt recht befriedigende Übereinstimmung der gemessenen Innenwiderstände mit den berechneten [92].

Laufzeitercheinungen bei Röhren mit Gittern. Die gleichen Verhältnisse wie im Diodenraum bestehen bei gittergesteuerten Röhren im Raum zwischen Glühkathode und Steuergitter [5, 81, 82, 94]. Durch das in der Steuergitterebene bestehende positive Effektivpotential U_{eff} werden Elektronen von der Kathode fortgeführt, die aber nicht zu dem negativ vorgespannten Steuergitter, sondern durch dessen Öffnungen hindurch zu der dahinter liegenden Anode gelangen. Zum Gitter fließt

jedoch ein Influenzwechselstrom, der durch das Schwanken der im Entladungsraum vorhandenen Elektronenraumladung verursacht wird. Beim raumladungsbegrenzten Stromübergang ist die auf der Fläche des positiven Effektivpotentials, d. h. also bei genügend feinmaschigem Gitter auf diesem influenzierte Ladung Q_{Infl} direkt proportional dem Effektivpotential. Und zwar ist diese Ladung Q_{Infl} gleich $1/3$ der auf der gleichen Fläche influenzierten statischen Oberflächenladung [108]. Als Funktion der Gitterspannung ergibt sich also ein geradliniger Verlauf der Gesamt-

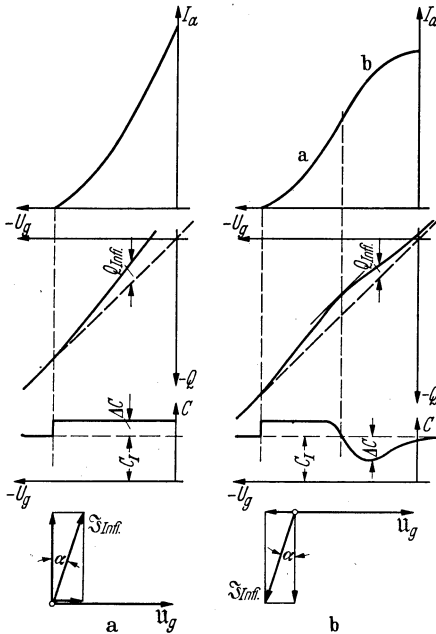


Abb. 5. Die Influenzladung auf dem Gitter und die Entstehung von positiven sowie negativen Eingangswiderständen von Steuergittern.

ladung, wie in Abb. 5a dargestellt ist. Wird der Gitterspannung eine Wechselspannung $u_g \cos \omega t$ überlagert, so fließt zum Gitter ein Influenzwechselstrom $\mathfrak{S}_{\text{Infl}} = dQ_{\text{Infl}}/dt$, der bei niederen Frequenzen genau 90° Voreilung gegen diese Wechselspannung besitzt, weil dann die Änderung der Elektronendichte im ganzen Raum gleichphasig mit der Wechselspannung erfolgt. Dieser Influenzstrom bewirkt nur eine Vergrößerung der Kapazität Gitter-Kathode um $1/3$ der Kaltkapazität. Bei höheren Frequenzen, d. h. merklichem Laufzeitwinkel erfolgt jedoch die Dichteänderung der Raumladung wegen der endlichen Laufzeit der Elektronen mit einer Phasennacheilung gegenüber der Wechselspannung, so daß auch der Influenzwechsel-

strom eine Nacheilung um einen Winkel α gegenüber einem reinen Kapazitätsstrom erhält (Abb. 5a). Das bedeutet, daß im Gitterkreis eine reelle und positive Wechselstromkomponente auftritt, die eine Bedämpfung der Wechselspannungsquelle verursacht. Erst, wenn die Nacheilung größer als 180° wird, tritt eine Entdämpfung auf. Da mit steigendem ω bzw. Θ sowohl der Betrag von $\mathfrak{S}_{\text{Infl}}$ als auch der Nacheilungswinkel α zunächst linear zunehmen muß, ist zu erwarten, daß bei kleineren Werten von Θ die reelle Komponente von $\mathfrak{S}_{\text{Infl}}$ quadratisch mit ω bzw. Θ zunimmt.

In Abb. 6 sind die beiden Wechselströme $\mathfrak{S}_{\text{Infl}}$ und $\mathfrak{S}_{\text{Konv}}$, deren Summe gleich $\mathfrak{S}_{\text{Elektr}}$ ist, vektoriell dargestellt. Der Konvektionsstrom $\mathfrak{S}_{\text{Konv}}$ gibt die Steilheit bezogen auf die Gitterebene an. Bei $\Theta = 0$ ist er proportional

der statischen Steilheit S_0 . Mit steigendem Θ erhält er im wesentlichen eine Nacheilung um einen Winkel, der kleiner als Θ ($\sim \Theta/2$) ist, bleibt aber in seiner Größe ungefähr erhalten. Der Influenzwechselstrom $\mathfrak{S}_{\text{Infl}}$ gibt die Belastung der Wechselspannungsquelle durch das angeschlossene Gitter an. Bei $\Theta = 0$ ist $\mathfrak{S}_{\text{Infl}} = 0$. Mit steigendem Laufzeitwinkel erhält dieser Strom eine steigende reelle Komponente. Die dadurch entstehende Belastung der Wechselspannungsquelle läßt sich durch die Parallelschaltung eines reellen Widerstandes R_g mit einer elektronischen Kapazität ΔC_g darstellen. Es ist dies die Eingangsimpedanz des Steuergitters

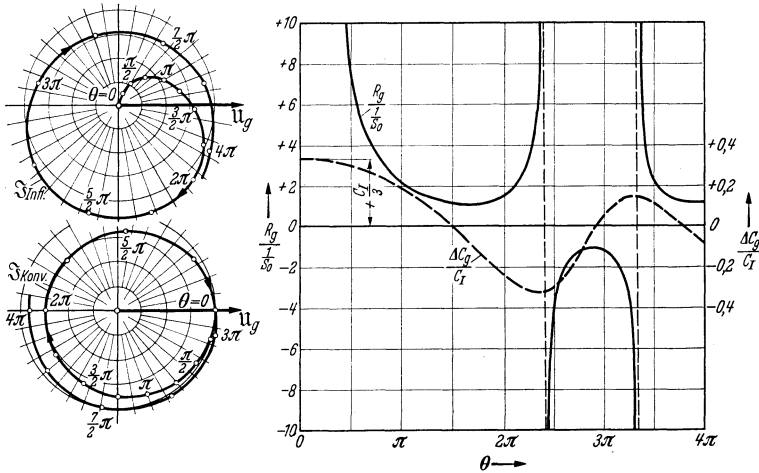


Abb. 6. Vektorielle Darstellung der Wechselströme $\mathfrak{S}_{\text{Konv}}$ und $\mathfrak{S}_{\text{Infl}}$, einer Diode bei Raumladungsbegrenzung, sowie die Eingangswiderstände eines Steuergitters, das diesen Influenzwechselstrom $\mathfrak{S}_{\text{Infl}}$ aufnimmt.

soweit sie durch den Raum Gitter-Kathode verursacht wird. Die Abhängigkeit dieser beiden Impedanzen von Θ ist ebenfalls in Abb. 6 dargestellt. Dabei ist wiederum das Verhältnis $\Delta C/C_I$ und $R_g/1/S_0$ dargestellt, wobei C_I und $1/S_0 = R_{i0}$ durch die Gleichungen (13) und (14) gegeben sind. Für kleine Werte von Θ läßt sich für den Influenzstrom schreiben

$$\mathfrak{S}_{\text{Infl}} = I_a \frac{u_g}{U_{\text{eff}}} \left(\frac{3}{2} \frac{\Theta^2}{20} \cos \omega t - \frac{\Theta}{4} \sin \omega t \right), \quad (19)$$

so daß sich ergibt

$$\frac{1}{R_g} = \frac{S_0 \Theta^2}{20} = \frac{S_0 \omega^2 \tau^2}{20} \quad (20)$$

$$\Delta C_g = \frac{1}{3} C_I. \quad (21)$$

Der Widerstand R_g nimmt also, wie schon empirisch abgeleitet wurde, tatsächlich quadratisch mit ω ab, während die elektronische Kapazität ΔC_g gleich $1/3$ der Kaltkapazität ist. Die Elektronenströmung bewirkt

also eine Erhöhung der Gitterkapazität, die schon bei Niederfrequenz auftritt, und außerdem eine Bedämpfung der angeschlossenen Schaltelemente, die sich bei den in den normalen Elektronenröhren vorkommenden Laufzeiten ($\approx 10^{-9}$ s) erst bei Frequenzen oberhalb etwa 1 MHz bemerkbar macht.

Auch die im Gitter-Anodenraum (bzw. Gitter-Schirmgitterraum) befindlichen Elektronen haben eine Influenzladung und beim Auftreten

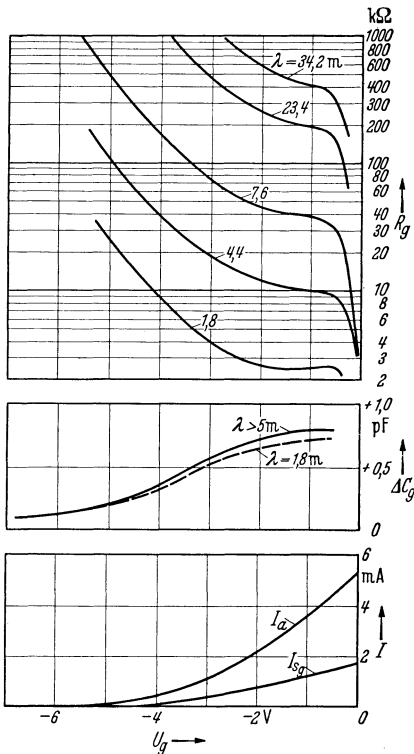


Abb. 7. Messungen von R_g und ΔC_g einer Pentode längs der I_a/U_g -Kennlinie bei verschiedenen Wellenlängen (U_a und U_{sg} = konst.).

einem Wechselstromes einen Influenzwechselstrom zum Steuergitter zur Folge [81, 82, 94]. Im praktisch allein wichtigen Gebiet kleiner Laufzeitwinkel (sowohl zwischen Kathode und Gitter als auch zwischen Gitter und Anode) besitzen beide Wechselströme ungefähr gleiche Phase und gleiche Frequenzabhängigkeit. Die Gitterleitfähigkeit $1/R_g$ sowie die elektronische Kapazität ΔC_g werden daher durch den Einfluß des Gitter-Anodenraumes vergrößert, und zwar kann diese Vergrößerung ein Mehrfaches der durch Gleichung (20) und (21) gegebenen Beträge erreichen [108].

Die experimentelle Nachprüfung ergibt recht gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung [37, 108]. In der Abb. 7 sind Messungen des Eingangswiderstandes R_g und der elektronischen Kapazität ΔC_g einer Pentode längs der I_a/U_g -Kennlinie für verschiedene Wellenlängen wiedergegeben. Die Kapazität ΔC_g ist in Übereinstimmung

mit der Theorie für $\lambda \geq 5$ m unabhängig von der Welle. Erst unterhalb 5 m ist eine geringe Abnahme zu beobachten. Der Eingangswiderstand dagegen ändert sich quadratisch mit der Wellenlänge. Daß die Änderung von R_g und ΔC_g längs der I_a/U_g -Kennlinie nicht entsprechend den einfachen Gleichungen (20) und (21) erfolgt, liegt im wesentlichen an dem Einfluß des Gitter-Anodenraumes. Die Steilheit längs der Kennlinie ergibt sich bis zu $\lambda = 1,8$ m als fast völlig konstant gleich der statischen Steilheit.

Verstärkung und Rückkopplung bei hohen Frequenzen. Für den praktischen Betrieb der Verstärkerröhren bei hohen Frequenzen ist vor

allem das Auftreten des positiven Eingangswiderstandes von Bedeutung, da dieser die angeschlossenen Schwingungskreise bedämpft. Diese Dämpfung ist der hauptsächlichste Grund dafür, daß mit raumladungsgesteuerten Röhren oberhalb etwa 300 MHz ($\lambda=1$ m) eine HF-Verstärkung für Empfangszwecke praktisch kaum noch möglich ist. Die Erreichung dieser Grenze ist dabei auch nur mit Spezialröhren möglich, die zur Erzielung kleiner Kapazitäten und Laufzeiten sehr klein und vor allem mit kleinstmöglichen Abständen zwischen den Elektroden gebaut sind.

Bei der Erzeugung von Schwingungen mit Hilfe von Rückkopplungsschaltungen spielt mit Rücksicht auf die Phasenbilanz der Rückkopplung außer der Gitterimpedanz auch noch der Phasenwinkel der Steilheit eine Rolle. Bei Selbsterregungsschaltungen für höchste Frequenzen liegt der Schwingungskreis meist direkt zwischen Gitter und Anode. Die Rückkopplung, die wesentlich mit durch die Teilkapazitäten der Röhre bestimmt ist, wird dabei in ihrer Phase und Amplitude durch einen komplexen Widerstand in der Kathodenleitung eingestellt. Der Schwingungskreis wird durch den Widerstand der Gitter-Kathodenstrecke bedämpft [137]. Mit den neuesten Spezialtrioden gelingt Selbsterregung bis zu etwa 1500 MHz (λ etwa 20 cm) [117]. Die Hauptschwierigkeit im Bau von Trioden für diese kurzen Wellen liegt in der Notwendigkeit die Systeme möglichst klein zu bauen, um kleine Kapazitäten und kleine Laufzeiten zu erhalten, während andererseits wegen der schlechteren Wirkungsgrade, die sich bei den kurzen Wellen ergeben, die abzuführenden Verlustleistungen steigen und die Zuleitungen zur Erzielung guter Schwingkreise mit möglichst geringen Selbstinduktionen und Verlusten, d. h. möglichst kräftig gebaut werden müssen.

Stromverteilungssteuerung bei hohen Frequenzen. Bei der Raumladungssteuerung verursacht, wie gezeigt wurde, der Influenzwechselstrom am Steuergitter bei kleinem Laufzeitwinkel stets einen positiven Eingangswiderstand und eine positive elektronische Kapazität. Es gibt jedoch Entladungen, die gleichfalls durch ein negativ vorgespanntes Gitter steuerbar sind, bei denen der Eingangswiderstand und die elektronische Kapazität des Steuergitters schon bei kleinen Laufzeitwinkeln negativ sind. Betrachten wir z. B. die in Abb. 5b gezeigten Kennlinien mit Sättigungscharakter. Im unteren Teil der Kennlinie, in dem Raumladungsbegrenzung des Stromüberganges besteht, und die Kennlinie nach dem $U^{3/2}$ -Gesetz verläuft, steigt nach den obigen Ausführungen die auf dem Steuergitter influenzierte Ladung proportional zum Effektivpotential der Gitterfläche, so daß positive Gitterdämpfung und positive elektronische Kapazität entstehen. In dem Teil aber, in dem die Kennlinie mit konkaver Krümmung gegen die Ordinate verläuft, liegen die Verhältnisse anders. Die Influenzladung auf dem Steuergitter kann ja in diesem Teil nicht mehr linear mit der

Gitterspannung zunehmen, sondern muß wegen der Abnahme der Raumladungsdichte ebenfalls abnehmen und sich asymptotisch dem Werte Null nähern. Der beim Anlegen einer Gitterwechselspannung fließende Influenzwechselstrom ($=dQ_{\text{Infl}}/dt$) muß daher von einem voreilenden, d. h. kapazitiven Wert im unteren Teil der Kennlinien über Null zu einem nacheilenden, d. h. induktiven Wert wechseln. Erhält nun dieser induktive Influenzwechselstrom durch die Trägheit der Elektronen

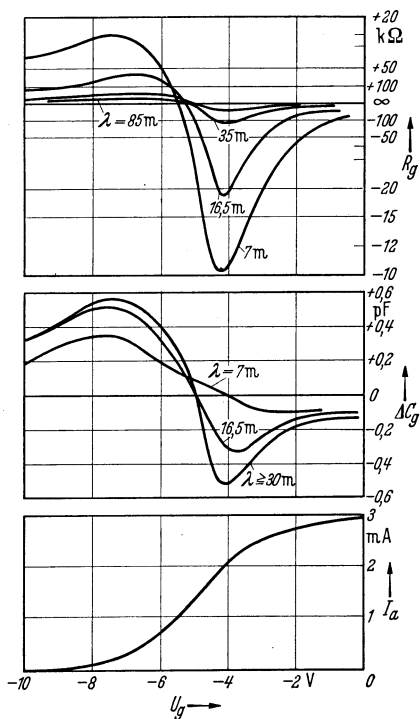


Abb. 8. Messungen des Gitterwiderstandes R_g und der elektronischen Gitterkapazität ΔC_g des hinteren Steuergitters einer Hexode bei verschiedenen Wellenlängen.

während $1/R_g$ mit ω^2 zunimmt. Für kürzere Wellenlängen unter $\lambda = 30$ m wird auch ΔC_g frequenzabhängig. Diese negative Eingangsimpedanz kann zur Entdämpfung angeschlossener Schwingungskreise verwendet werden, so daß sich mit solchen Röhren bei Wellenlängen von $\lambda = 1$ m und darunter eine Hochfrequenzverstärkung im Prinzip mit beliebig hohen Verstärkungsgraden und ebenso eine Schwingungserzeugung erreichen läßt [108].

Plattenkondensator bei hohen Frequenzen. Ganz ähnliche Gesetzmäßigkeiten, wie sie für das Verhalten der Elektronenströmung in der raumladungsbegrenzten Diode abgeleitet wurden, ergeben sich auch,

eine größere Nacheilung als 90° , so entsteht eine negative reelle Wechselstromkomponente, d. h. eine negative Eingangsdämpfung [5, 108]. Solche Kennlinienformen haben nicht nur Röhren mit gesättigter Kathode, sondern auch die Röhren mit Stromverteilungssteuerung, wie Raumladungsgitterröhren und Hexoden, so daß diese Röhren auf den entsprechenden Steuergittern negative Eingangsimpedanz besitzen [108].

Die Abb. 8 zeigt Messungen der Eingangsimpedanz des hinteren Steuergitters einer Hexode. Im unteren Teil ist die Steuerkennlinie gezeigt und darüber der Eingangswiderstand R_g und die elektronische Kapazität ΔC_g . Im unteren Teil der Kennlinie, in dem diese mit konkaver Krümmung gegen die Ordinate verläuft, sind R_g und ΔC_g positiv. Ungefähr im Wendepunkt der Kennlinie wird $R_g = \infty$ und $\Delta C_g = 0$. Oberhalb des Wendepunktes sind dann beide negativ. Für $\lambda \geq 30$ m ist dabei ΔC_g unabhängig von der Fre-

wenn ein Elektronenstrahl quer durch einen Plattenkondensator, zwischen dessen Platten eine Wechselspannung liegt, hindurchgeschossen wird. Ebenso wie beim Steuergitter einer Triode stehen die Elektronen im Energieaustausch mit dem Wechselfeld zwischen den Platten. Auf diesen wird ein Influenzstrom influenziert, der bei kleinen Laufzeitwinkeln ebenfalls eine positive Impedanz zwischen den Platten erzeugt [105].

2. Laufzeitgeneratoren.

Bei den Laufzeitgeneratoren wird der Energieaustausch von Ladungsträgern mit hochfrequenten Wechselfeldern zur Energieumformung ausgenutzt. Dabei wird entweder Gleichstromenergie in hochfrequente Wechselstromenergie oder umgekehrt Wechselstromenergie in Gleichstromenergie umgeformt. Die erstere Umformung besitzt die größere technische Bedeutung, weil sie bisher die einzige Möglichkeit zur Erzeugung von Wechselstromenergie bis zu den höchsten Frequenzen darstellt. Die zweite Richtung der Umformung eignet sich zur Erzeugung sehr schneller Ladungsträger (bis zu einigen Millionen Volt Geschwindigkeit) unter Aufwendung nur relativ niedriger Wechselspannungen. Wir wollen uns hier vor allem mit den verschiedenen Laufzeitgeneratoren zur Erzeugung von Hochfrequenz beschäftigen, wobei natürlich nur das Grundprinzip der Schwingungserzeugung ohne Eingehen auf nähere Einzelheiten diskutiert werden kann.

Aus den bisherigen Betrachtungen geht bereits hervor, daß zur Erzielung eines Laufzeitgenerators mit möglichst hohem Wirkungsgrad eine gewisse Sortierung der Elektronen erforderlich ist. Und zwar muß diese derart sein, daß die Energie an das Hochfrequenzfeld abgebenden Elektronen — es sollen diese die „richtigphasigen“ genannt werden — möglichst zahlreich sind und möglichst ihre gesamte im Gleichspannungsfeld aufgenommene Energie abgeben, während die energieaufnehmenden Elektronen — wir wollen diese die „falschphasigen“ nennen — in möglichst geringer Zahl auftreten und möglichst wenig Energie aus dem Hochfrequenzfeld aufnehmen. Bei einem Elektronenstrom, der kontinuierlich ein hochfrequentes Wechselfeld durchläuft, ist dieses nun durchaus nicht der Fall, wie oben an mehreren Beispielen gezeigt wurde, da dann stets ungefähr gleichviel richtig- wie falschphasige Elektronen vorhanden sind. Diese Forderung ist also nur dadurch zu erreichen, daß durch einen getrennten Steuerungsvorgang oder durch den Schwingmechanismus selbst eine Beeinflussung der Elektronen derart erfolgt, daß entweder die falschphasigen möglichst schnell aussortiert oder noch besser zu richtigphasigen gemacht werden. Wir werden sehen, daß sowohl die Aussortierung als auch die Phasenbeeinflussung praktisch von Bedeutung ist.

Generator von HEIL. Als anschaulichstes Beispiel für das Prinzip eines Laufzeitgenerators soll zuerst der HEILsche Generator diskutiert werden, der aus der Elektrodenanordnung von Abb. 9 besteht, die identisch mit der in Abb. 1 gezeigten ist [58]. Der Energieaustausch der Elektronen, die den Käfig durchlaufen, wurde bisher nur für kleine Wechselfspannungen diskutiert. Wird nun die Wechselfspannung $u_a = u_a \cos \omega t$, die am Käfig liegt, in die Größenordnung der Gleichspannung U_a gebracht, so verläuft der Energieaustausch weitgehend andersartig. Werden z. B. die Potentialverhältnisse, d. h. also die Größen von U_a und u_a so gewählt, daß ein richtigphasiges Elektron, welches im Augenblick des negativen Spannungsmaximums in den Käfig eintritt (im Punkt 2 der Spannungskurve von Abb. 9), gerade einen Laufzeitwinkel $\Theta = \pi$ durch den Käfig besitzt, so gibt dieses Elektron, wie schön gezeigt

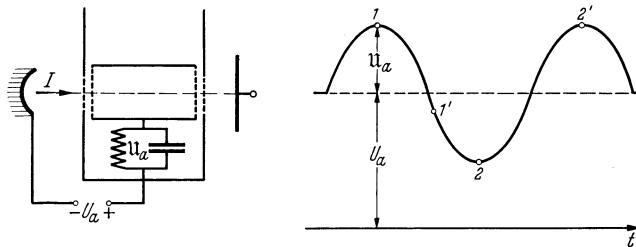


Abb. 9. Der HEILsche Generator.

wurde, sowohl im Eintritts- als auch im Austrittsschlitz eine Voltenergie im Betrag von u_a an das Hochfrequenzfeld ab. Insgesamt erfolgt also eine Energieabgabe entsprechend $2 u_a$. Ein falschphasiges Elektron dagegen, das gerade im Augenblick des positiven Spannungsmaximums also im Punkt 1 in den Käfig eintritt, wird dabei beschleunigt. Es nimmt also im Eintrittsschlitz eine Voltenergie entsprechend der Amplitude u_a auf, d. h. genau so viel wie ein richtigphasiges Elektron in diesem Schlitz Energie abgibt. Infolge der Beschleunigung durchläuft es jedoch den Käfig merklich rascher, so daß es aus dem Käfig bereits in einem Zeitmoment $1'$ wieder austritt und im Austrittsschlitz noch nicht wieder die volle beschleunigende Wechselfspannung vorfindet. Es nimmt daher nur eine geringere Energie auf. Aus der Diskussion dieser zwei Extremfälle läßt sich erkennen, daß bei genügend hohen Wechselfspannungen die gesamte Energieabgabe der richtigphasigen Elektronen merklich größer wird als die gesamte Energieaufnahme der falschphasigen Elektronen [47a]. Der Grund ist leicht zu erkennen. Der Energieaustausch erfolgt in zwei Stufen beim Ein- und beim Austritt der Elektronen in den Zylinder. In der ersten Stufe ist ein Leistungsgewinn nicht möglich, da stets gleichviel eine gleich hohe Energie aufnehmende wie abgebende Elektronen vorhanden sind. Die von den falschphasigen Elektronen aufgenommene Energie wird jedoch dazu verwendet, deren Phase zu

korrigieren und sie durch Beeinflussung des Laufzeitwinkels von in der ersten Stufe falschphasigen zu in der zweiten Stufe neutralen oder zum mindesten zu weniger falschphasigen zu machen. Dieses ist das Grundprinzip sämtlicher selbstschwingender Laufzeitgeneratoren: Auflösung des Energieaustausches in mehrere Einzelstufen und Verwendung der in der ersten Stufe von den falschphasischen Elektronen aufgenommenen Energie zur Erzeugung einer Ordnung, d. h. also zur Phasenkorrektur oder zur Aussortierung energieverbrauchender Elektronen. In je mehr Stufen dabei der Gesamtvorgang aufgelöst wird und je schneller die erforderliche Ordnung erzielt wird, desto besser kann grundsätzlich der zu erwartende Wirkungsgrad sein. Dessen Größe hängt dabei vor allem davon ab, einen wie großen Teil ihrer Gleichstromenergie die richtigphasigen bzw. richtigphasig gemachten Elektronen an das Wechselfeld abgeben können.

Wirkungsweise aller Generatoren. Aus diesem Prinzip folgt nun auch sofort zwangsläufig eine weitere grundlegende Eigenschaft sämtlicher Laufzeitgeneratoren. Da nämlich die Energieabgabe in einer Mehrzahl von Stufen erfolgen muß, ist es notwendig, daß jedes einzelne Elektron periodisch wiederholt mehrmals mit der richtigen Phase in das hochfrequente Wechselfeld eintritt. Es muß also z. B. periodisch in einem Wechselfeld hin- und herpendeln, wie es beim Barkhausen-Kurz-Generator der Fall ist, oder auch auf einer gekrümmten Bahn wieder in dasselbe oder ein gleichwertiges Wechselfeld zurückgeführt werden, wie es in der Magnetfeldröhre der Fall ist.

Auf jeden Fall erhalten die Laufzeitgeneratoren durch diese notwendige Periodizität der Einzelvorgänge eine Eigenfrequenz, die durch die Abmessungen vor allem aber die Betriebsbedingungen der betreffenden Entladungsröhre (Höhe der Spannungen an den Elektroden bzw. der Magnetfelder), allgemein durch den Laufzeitwinkel, bestimmt wird und durch äußere Schwingungskreise nur in bestimmtem, meist geringem Umfang beeinflußt werden kann.

Magnetfeldröhre. Als sehr anschauliches Beispiel für diese Zusammenhänge soll das Grundprinzip des Magnetfeldröhrengenerators näher betrachtet werden [54]. Es soll dabei nicht auf die Schwingungen eingegangen werden, die durch die statisch negativen Kennlinien dieser Röhren erregt werden können, sondern nur auf die reinen Laufzeit-schwingungen [43, 44, 45, 50, 63, 64, 98, 112]. Betrachten wir ein Elektron, das in das Feld eines ebenen Plattenkondensators eintritt (Abb. 10). Senkrecht zur Eintrittsrichtung des Elektrons sowie zur Richtung des elektrischen Feldes, d. h. also senkrecht zur Zeichenebene von Abb. 10 bestehe ein Magnetfeld der Feldstärke H . Liegt zwischen den beiden Elektroden nur eine Gleichspannung U_a , so bewegt sich das Elektron einfach in Zykloidenbahnen zwischen den Platten des Kondensators. Die Größe des Rollkreises der Zykloide hängt dabei von der Höhe des Magnetfeldes und der Eintrittsgeschwindigkeit des

Elektrons ab. Bei genügend hohem Magnetfeld kann dieses niemals die positive Platte erreichen. Es muß sich vielmehr quer durch den Kondensator hindurchbewegen. Die Zeit eines Rollkreisumlaufes dagegen hängt

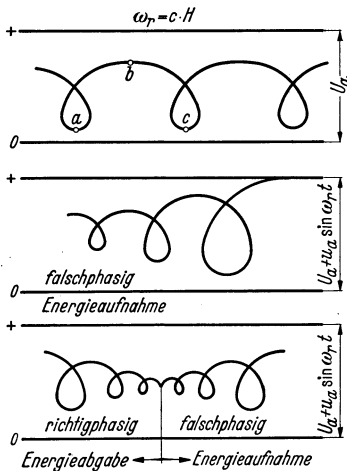


Abb. 10. Elektronenbahnen in kombinierten elektrischen und magnetischen Feldern bei ebener Elektrodenanordnung (schematisch).

bei dieser Anordnung nur von der Höhe des Magnetfeldes ab, und zwar ist die Rollkreisfrequenz ω_r direkt proportional zur Magnetfeldstärke H .

Zwischen die Platten werde nun außer der Gleichspannung U_a noch eine hochfrequente Wechselspannung $U_a = u_a \cos \omega_r t$ der Rollkreisfrequenz ω_r angelegt. Ein Elektron, das seinen unteren Umkehrpunkt a der Rollkreisbahn gerade in dem Augenblick durchläuft, indem die Wechselspannung vom Negativen ins Positive wechselt, wird also vom Wechselfeld auf dem Wege von a nach b aber ebenso auch auf dem Wege von b nach c beschleunigt, d. h. es nimmt dauernd Energie aus dem Wechselfeld auf. Ein solches falschphasiges Elektron vergrößert daher stetig seine Rollkreisamplitude.

Bei geeignet eingestellten Bedingungen landet es nach mehr oder weniger Umläufen auf der Anode, d. h. es wird aussortiert (Abb. 10, Mitte).

Ein richtigphasiges Elektron dagegen, das den Punkt a der Rollkreisbahn gerade beim Wechsel von positiver zu negativer Wechselspannung durchläuft, wird vom Wechselfeld dauernd abgebremst. Es gibt also ständig Energie an dieses ab und verkleinert seine Rollkreisamplitude (Abb. 10, unten). Nach einer Anzahl von Umläufen hat es seine Bewegungsenergie vollkommen an das Wechselfeld abgegeben. Mit einem Phasensprung würde es dann wieder Energie aus dem Felde aufnehmen und seine Rollkreisschwingung mit zunehmender Amplitude von neuem beginnen, jedoch jetzt als falschphasiges Elektron, wenn nicht dafür gesorgt wird, daß es rechtzeitig aus dem Entladungsraum entfernt wird. Durch Schrägstellung des Magnetfeldes kann z. B. erreicht werden, daß diese „abgearbeiteten“ Elektronen gerade auf der Anode landen [111a].

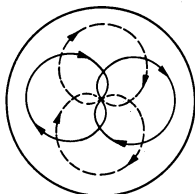


Abb. 11. Elektronenbahnen in kombinierten elektrischen und magnetischen Feldern bei konzentrischer Elektrodenanordnung (schematisch).

Praktisch werden die Magnetfeldröhren immer mit konzentrischem Elektrodenanordnung ausgebildet mit in der Mitte liegender Glühkathode, und in deren Richtung verlaufendem Magnetfeld. Die Äquipotentiallinien des Gleichfeldes verlaufen dann als Kreise um die Glühkathode.

Ist das Magnetfeld H größer als ein bestimmtes „kritisches“ Magnetfeld, so können die von der Kathode fortfliegenden Elektronen die Anode nicht erreichen, sondern durchlaufen Herzkurven, wie die Abb. 11 zeigt [69]. Sie gelangen um einen Winkel von etwa 270° versetzt immer wieder zur Kathode zurück. Da sie dabei den relativ dünnen Kathodendraht meist nicht treffen, starten sie jedesmal um 90° versetzt wieder zu einem neuen Umlauf. Die Umlaufzeit τ ist dabei in erster Näherung wiederum nur von der Stärke des Magnetfeldes abhängig. Wird der Anodenzylinder durch Längsschlitzte in vier Segmente geteilt und zwischen benachbarte Segmente eine Wechselspannung gelegt, so verlaufen im Inneren die Äquipotentiallinien für das Wechselfeld entsprechend Abb. 12. Sie drängen sich also in den Schlitzten dicht zusammen. Wird nun die Frequenz ν der Wechselspannung so gewählt, daß die Zeitdauer $T = 1/\nu$ einer Periode gerade gleich der doppelten Umlaufzeit 2τ des Elektrons auf der Herzkurve ist (Ordnungszahl $n = T/\tau = 2$), so hat sich während eines Umlaufes jedes Schlitzfeld gerade umgepolt, so daß also ein Elektron, das beim ersten Durchlaufen eines Schlitzfeldes dort ein Wechselspannungs-Gegenfeld vorfand, in den folgenden Schlitzten immer wieder ein solches Gegenfeld vorfindet. Es gibt also bei jedesmaligem Durchlaufen des Schlitzfeldes Energie ab und wird abgebremst. Je mehr Energie es abgibt, desto mehr wird es zur Anode wandern, bis es schließlich von dieser mit geringer Geschwindigkeit absorbiert wird. Die Bahn, die ein solches von vornherein richtigphasiges Elektron durchläuft, ist schematisch in Abb. 13 a gezeichnet. Ein Elektron dagegen, das beim Durchlaufen des ersten Schlitzfeldes dort ein beschleunigendes Wechselspannungsfeld vorfindet, nimmt unter Vergrößerung seiner Rollkreisbahn Energie auf. Nach Durchlaufen einer Herzkurve gelangt es dabei wieder zu demselben Schlitz zurück. Da sich inzwischen das Wechselfeld umgepolt hat, ist es also nach diesem einen Umlauf zu einem richtigphasigen Elektron geworden. Die Bahn, welche ein solches Elektron durchläuft, ist in Abb. 13 b gezeichnet. Die zwischen diesen beiden Extremen liegenden Elektronen werden zum größten Teil ebenfalls nach mehr oder weniger Umläufen eingeordnet oder von der Kathode bzw. Anode absorbiert. Auf jeden Fall werden also durch den Schwingmechanismus selbst die kontinuierlich aus der

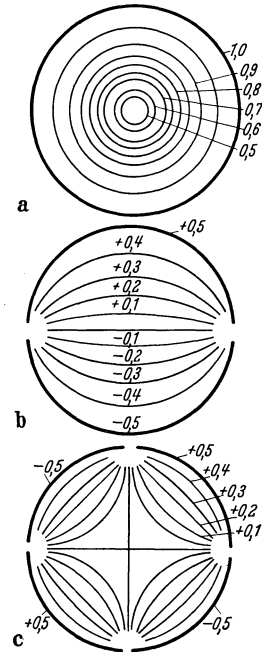


Abb. 12 a bis c. Verlauf des elektrischen Feldes in Magnetfeldröhren. a Äquipotentiallinien des Gleichspannungsfeldes. b Äquipotentiallinien des Wechselspannungsfeldes beim 2-Schlitzrohr. c Äquipotentiallinien des Wechselspannungsfeldes beim 4-Schlitzrohr.

Kathode austretenden Elektronen räumlich-zeitlich zu 2 Haufen zusammengedrängt, die vergleichbar mit dem Anker eines Generators in Zykloidenbahnen um die Kathode rotieren. Aus diesen beiden Haufen wandern ständig die abgearbeiteten Elektronen zur Anode ab, während ebensoviel neu von der Kathode kommende eingeordnet werden. Bei niedrigen Wechselspannungen läuft dabei jedes einzelne Elektron vielmals um die Kathode herum, bis es seine Energie abgegeben hat und von der Anode absorbiert wird (Elektronenringstrom) [63, 89].

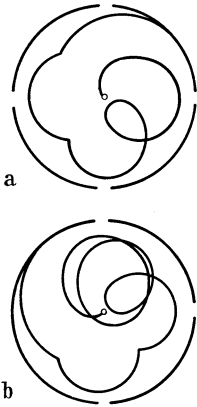


Abb. 13 a und b. Elektronenbahnen im Verschlitz-Magnetfeldrohr. a Am Anfang richtigphasiges Elektron. b Am Anfang falschphasiges Elektron.

Wie die Abb. 14 zeigt, werden beim viergeschlitzten Magnetron gegenüberliegende Anodensegmente direkt miteinander verbunden und beide Gruppen durch eine Lecher-Leitung aus dem Kolben ausgeführt. Durch den Elektronenablauf entsteht zwischen den beiden Segmentgruppen ein negativer Widerstand, der die angeschlossene Lecher-Leitung zur Eigenschwingung anregt, wenn deren Frequenz mit der Eigenfrequenz des Elektronenumlaufes richtig übereinstimmt. Mit Rücksicht auf die Stabilität und den Wirkungsgrad hat es sich dabei bewährt, die beiden Segmentgruppen durch einen Bügel im Inneren des Rohres direkt miteinander zu verbinden, der auf die Eigenfrequenz des Elektronenumlaufes bei den normalen Betriebsdaten abgestimmt ist. Durch Messung des Scheinwiderstandes, der

zwischen den beiden Segmentgruppen entsteht, läßt sich die Eigenfrequenz des Elektronenumlaufes nachweisen. Sind Magnetfeld und Anodengleichspannung so eingestellt, daß die Eigenfrequenz der Elektronen genau mit der Meßfrequenz übereinstimmt, so stellt die Röhre einen phasenreinen negativen Widerstand dar. Bei einer Verringerung des Magnetfeldes oder auch der Anodenspannung erfolgt der Umlauf der Elektronen langsamer, so daß die beiden geordneten Haufen dem Wechselfeld

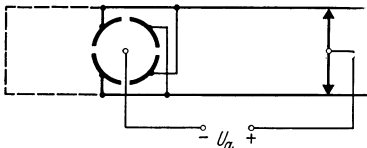


Abb. 14. Schaltschema der Verschlitz-Magnetfeldröhre.

etwas nachteilen. Der scheinbare Widerstand enthält dadurch eine induktive Komponente. Bei höherem Magnetfeld oder Spannung eilen die Elektronenumläufe dagegen vor, bewirken also eine kapazitive Komponente des Scheinwiderstandes.

Die Vierschlitzröhre mit der Ordnungszahl $n=2$ stellt nur eine der möglichen Formen der Magnetfeldröhre dar. Es sind Konstruktionen mit 1, 2, 6 und mehr Schlitzen möglich. Ebenso kann die Ordnungszahl, d. h. das Verhältnis zwischen der Zeitdauer einer Schwingungsperiode und der Umlaufzeit des Elektrons durch geeignete Wahl von

Anodenspannung und Magnetfeld zwischen 1 und beliebig hohen Werten verändert werden [112]. In neuerer Zeit sind außerdem Konstruktionen mit seitlich liegender Glühkathode bekannt geworden [62].

Da, wie am Beispiel der Vierschlitzröhre gezeigt wurde, bei den Magnetfeldröhren eine Ordnung der Elektronen ohne wesentliche Ausortierung möglich ist und außerdem die aus dem Gleichstromfeld aufgenommene Energie sehr weitgehend an das Hochfrequenzfeld wieder abgegeben wird, besitzen diese durchweg sehr günstige Wirkungsgrade. In vier- und auch mehrgeschlitzten Röhren lassen sich mit den Schwingungen zweiter und höherer Ordnung auch noch bei sehr kurzen Wellen äußere Wirkungsgrade von 30% und darüber erreichen, so daß mit solchen Röhren Erzeugung auch relativ großer Leistungen möglich ist.

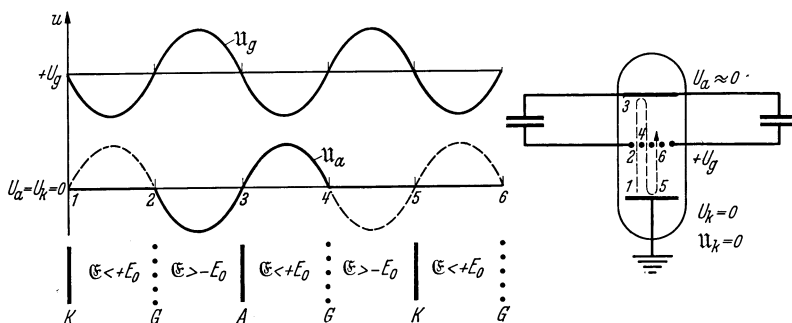


Abb. 15. Schematische Darstellung der Elektronenpendelung beim Barkhausen-Kurz-Generator.

Barkhausen-Kurz-Röhre. Genau die gleichen Grundprinzipien gelten auch für den am längst bekannten Laufzeitgenerator: den Barkhausen-Kurz-Generator [6]. Bei diesem werden die von der Glühkathode kommenden Elektronen durch ein positives Gitter beschleunigt, durch dessen Öffnungen sie aber zum größten Teil hindurchtreten und auf die auf Null-Potential oder negativem Potential liegende Anode zulaufen. Da sie zu dieser nicht gelangen können, kehren sie um und laufen durch das Gitter hindurch zur Kathode zurück, wo sie erneut umkehren usw. Sie pendeln solange hin und her, bis sie von einer der Elektroden abgefangen werden. Die Frequenz dieses Pendelvorganges hängt dabei in erster Näherung nur von den Abmessungen des Rohres und der Höhe der positiven Gitterspannung ab (Barkhausen-Relation: $\lambda^2 \cdot U_g = \text{const}$). Beim Gebrauch liegt, entsprechend Abb. 15, im allgemeinen zwischen Gitter und Anode ein Schwingungskreis, der durch ein oder zwei Lecherdrahtsysteme gebildet wird, während die Kathode geerdet ist. Stimmt dessen Eigenfrequenz mit der Elektronenpendelfrequenz überein, so können sich intensive Schwingungen erregen.

Zur Erklärung des Schwingmechanismus sei ein Elektron betrachtet, das richtigphasig von der Kathode fortfliegt. Ein Elektron ist richtigphasig, wenn es bei seinem Flug von der Kathode zum Gitter

an das Hochfrequenzfeld Energie abgibt, d. h. wenn die in diesem Raum bestehende Feldstärke \mathcal{E} , die durch Überlagerung des Gleich- und Wechselfeldes entsteht, geringer ist als die Gleichfeldstärke E_0 . Ein richtigphasiges Elektron muß daher im Zeitmoment 1 (Abb. 15) von der Kathode fortfliegen, wenn die Wechselspannung am Gitter (obere Kurve in Abb. 15) gerade vom Positiven ins Negative wechselt. Auf dem Fluge zum Gitter findet es dann ein bremsendes Wechselfeld vor ($\mathcal{E} < E_0$). Durchfliegt es die Gitterebene im Zeitmoment 2, wenn die Gitterwechselspannung gerade wieder umpolt, so findet es im Raum zwischen Gitter und Anode wieder ein bremsendes Wechselfeld vor. Kehrt es im Zeitmoment 3 vor der Anode um, so ist dasselbe auch bei der Rückkehr von der Anode zum Gitter der Fall usw. Ein solches Elektron gibt also bei dem Schwingungsvorgang ständig Energie an das Hochfrequenzfeld ab. Es wird daher immer kleinere Schwingungsamplituden ausführen und schließlich vom Gitter abgefangen werden.

Ein falschphasiges Elektron dagegen, das gerade $\frac{1}{2}$ Periode später von der Kathode fortfliegt, nimmt umgekehrt auf seinem Flug dauernd Energie auf. Es muß daher seine Pendelamplitude vergrößern und wird schließlich von der Anode, die es wegen seiner Energieaufnahme trotz deren negativer Vorspannungen erreichen kann, aufgenommen. Die Potentialverhältnisse müssen so gewählt werden, daß ein solches falschphasiges Elektron möglichst schon beim ersten Flug von der Anode aufgenommen wird. Die weniger falschphasigen Elektronen können wenigstens teilweise eingeordnet werden. Da sie wegen der Energieaufnahme eine größere Schwingungsamplitude ausführen, haben sie im Mittel eine etwas größere Schwingungsdauer und können nach mehreren Pendelungen zu richtigphasigen werden.

Ein Nachteil des Barkhausen-Kurz-Generators ist es, daß die Elektronen bei jeder Pendelung durch das positive Steuergitter hindurchlaufen müssen, wobei jedesmal ein merklicher Prozentsatz wahllos, d. h. sowohl der richtig- wie falschphasigen, abgefangen wird. Daher ist die Gitter-Verlustleistung immer erheblich. Da außerdem eine Ordnung der Elektronen im wesentlichen durch Aussortierung und nicht durch Phasenkorrektur der falschphasigen Elektronen an der Anode erreicht wird, sind die Wirkungsgrade des Barkhausen-Kurz-Generators relativ gering. Ihre Höhe hängt wesentlich von der Höhe der Wechselspannung an Gitter und Anode ab. Je höher diese ist, desto weniger Pendelungen führen die Elektronen aus und desto geringer ist die Zahl der mit großer Energie zum Gitter gelangenden Elektronen. Andererseits ist aber eine große Zahl von Pendelungen (d. h. von einzelnen Stufen der Energieabgabe) mit Rücksicht auf Energieverlust durch die falschphasigen Elektronen günstig. Praktisch hat sich gezeigt, daß die besten Wirkungsgrade mit relativ hohen Wechselspannungen erreicht werden [1]. Sie liegen etwa in der Größe von 10% (äußerer Wirkungsgrad).

X. Stromrichter.

Von
A. GLASER.

Wohl den bedeutendsten Zweig der technischen Anwendung von Gasentladungen stellen die Stromrichter dar. Unter Stromrichtern versteht man jene elektrotechnischen Aggregate, bestehend aus einem Entladungsgefäß, dem Stromrichtgefäß und einer Anzahl von elektrotechnischen Schaltelementen, welche dazu dienen, den Richtungssinn eines beliebigen elektrischen Stromes periodisch zu ändern. Der einfachste und älteste Fall ist der des Gleichrichters, bei dem Wechselstrom in Gleichstrom verwandelt wird. In neuerer Zeit sind dann Wechselrichter hinzugekommen, die dazu dienen, Gleichstrom in Wechselstrom zu verwandeln und Umrichter, die in Gestalt des Gleichumrichters dazu dienen, Gleichstrom einer bestimmten Spannung in Gleichstrom einer anderen Spannung zu verwandeln oder Wechselumrichter, die dazu dienen, Wechselstrom einer Frequenz und einer Phasenzahl in Wechselstrom einer anderen Frequenz und einer anderen Phasenzahl zu verwandeln. Die Umrichter sind in vielen Fällen Kombinationen aus Gleichrichtern und Wechselrichtern. Beim Gleichumrichter wird der primäre Gleichstrom durch einen Wechselrichter in Wechselstrom umgewandelt, dieser transformiert und dann wieder gleichgerichtet (daher auch der Name Gleichstromtransformator). Beim Wechselumrichter wird meist der primäre Wechselstrom gleichgerichtet und dann dieser Gleichstrom durch einen Wechselrichter in den gewünschten anderen Wechselstrom verwandelt, wobei der Gleichstromkreis als solcher nicht direkt in Erscheinung zu treten braucht.

Im vorliegenden Beitrage werden wir uns im wesentlichen nur mit den Stromrichtgefäßen befassen. Auch von der Lehre von den Stromrichtgefäßen können wir angesichts der außerordentlichen Größe dieses modernen technischen Arbeitsgebietes nur einen Überblick über das Wesentlichste geben. Wir werden uns dabei im allgemeinen auf die Verwendung des Gefäßes im Gleichrichter beziehen, der, wie schon gesagt, den einfachsten Fall des Stromrichters darstellt.

1. Stromrichtgefäße ohne Steuergitter.

Hochvakuumventil. Wenn man gleichrichten will, braucht man in einem Wechselstromkreis nur ein Entladungsgefäß einzuschalten, das den Stromfluß nur in einer Richtung gestattet, d. h. also ein *Ventil*.

Zur Lösung dieses Grundproblems der Stromrichtertechnik hat man schon vor der Jahrhundertwende den Weg beschritten, die eine der beiden Elektroden eines hochevakuierten Entladungsgefäßes so auszustatten, daß sie in der Lage ist, größere Mengen von Elektronen abzugeben, die andere hingegen so, daß sie möglichst gar nicht die Fähigkeit besitzt, Elektronen abzugeben. Hat man zwei derartige Elektroden in einem hochevakuierten Gefäß, so hat man das Urbild des Gleichrichtergefäßes geschaffen (vgl. Vortrag IV, Abb. 2).

Für die Zwecke der Starkstromtechnik arbeitet solch ein Hochvakuumgefäß aber unwirtschaftlich, da eine zu große elektrische Leistung in ihm verbraucht und in Wärme umgewandelt wird;

denn der Spannungsabfall, der sich in einem solchen Entladungsgefäß ausbildet, ist von beträchtlicher Größe.

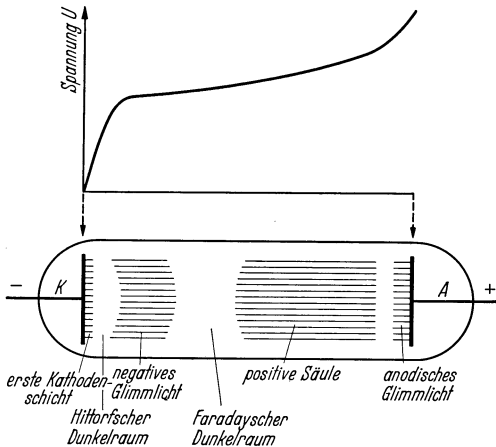


Abb. 1. Aufbau und Potentialverlauf der Glimmentladung.

Allgemeine Eigenschaften der Gasentladungsventile. Man ist daher um die Jahrhundertwende dazu übergegangen, in die hochevakuierte Entladungsstrecke leicht ionisierbare Gase oder Dämpfe von vermindertem Druck einzufüllen, deren positive

Ionen in der Lage sind, die negativen Raumladungen weitgehend zu kompensieren, welche die von der Kathode zur Anode wandernden großen Mengen von Elektronen darstellen. Wir wollen uns nun die Eigenschaften der Gasentladung im engen Anschluß an Vortrag IV nochmals in die Erinnerung zurückrufen.

Jede vollständige Gas- oder Dampfentladung besteht aus drei Gebilden: einem kathodischen, einem anodischen und aus der positiven Säule, welche jenen Raum ausfüllt, der von den beiden erstgenannten nicht beansprucht wird (Abb. 1). Das kathodische Gebilde hat die Aufgabe, Elektronen aus der Kathode auszulösen und diese soweit zu beschleunigen, daß sie Kraft ihrer kinetischen Energie in der Lage sind, Ionen zu erzeugen, die ihrerseits zur Kathode wandern und dort die Elektronen in Freiheit setzen oder wenigstens an deren Befreiung mitwirken. Infolgedessen liegt innerhalb des kathodischen Gebildes ein verhältnismäßig starker Potentialgradient, der Kathodenfall. Die positive Säule hat die Aufgabe, die Stromleitung in dem Gebiete, in welchem sie existiert, zu gewährleisten. Eine Ladungsträgererzeugung

durch Ionisation braucht dort nur in dem Maße stattzufinden, in welchem Ladungsträger dadurch vernichtet werden, daß sie sich an der Wand oder im Raume zu Atomen bzw. Molekülen wiedervereinen. Hierbei überwiegt der erstere Prozeß, zu welchem noch bei leitenden Gefäßwänden ein Ladungsträgerstrom in die Gefäßwand kommt. Diese Wandverluste überwiegen weit die Wiedervereinigung im Raume. In der positiven Säule muß also nur ein so großer Potentialgradient herrschen, daß die Deckung der Wandverluste gewährleistet ist. Das anodische Gebilde hat zunächst die Aufgabe, Elektronen aus der positiven Säule nach der Anode zu führen. Im Bedarfsfalle muß sich außerdem ein so großer Potentialgradient ausbilden, daß eine den Ionenverlust am Kathodenende der positiven Säule deckende Ionenmenge erzeugt wird.

Man kann dies sehr schön durch einen Versuch nach Abb. 2 zeigen. Man bedient sich bei derartigen Versuchen zweckmäßig eines Entladungsgefäßes (Vortrag IV, Abb. 14), das ein Gemisch von zwei Gasen oder einem Gas und einem Dampf enthält, von denen das eine eine verhältnismäßig geringe Anregungsspannung für die hauptsächlichsten Linien besitzt, das andere ein verhältnismäßig hohes Anregungspotential, wobei die Farben der in Frage kommenden Linien möglichst stark voneinander verschieden sind. Als zweckmäßig hat sich dabei erwiesen z. B. eine Mischung von Quecksilberdampf und Neon, welches ersterer in Gebieten kleiner Spannungsgradienten blau leuchtet, während letzteres im Gebiete großer Gradienten rot leuchtet. Im übrigen hat das Gefäß folgendes Aussehen: Die Anode *A* ist hohl und enthält in ihrem Innern eine Hilfsentladung, welche zwischen der Hilfskathode *HK*, der Hilfsanode *HA* brennt. Aus ihr werden durch die Spannung des Hilfsgitters *HG* Ionen aus der Hilfsentladung heraus in die Umgebung der Anode getrieben. So lange keine Ionen aus der Anode heraustreten, sieht man rings um die Anode das kräftige rote Leuchten, das uns einen verhältnismäßig starken Potentialgradienten anzeigt. An dieses rote Leuchten schließt sich dann das blaue Leuchten der positiven Säule mit ihrem wesentlich geringeren Potentialgradienten an. Läßt man nun Ionen austreten aus der Anode, so wird das rote Leuchten vor derselben rasch schwächer und verschwindet schließlich ganz, wobei die positive Säule bis dicht an die Anode heranrückt. Gleichzeitig bemerkt man, daß der Spannungsabfall am Rohr sich um fast 5 V erniedrigt.

Der stärkste Potentialgradient herrscht im Kathodenfall. In der positiven Säule ist er meist sehr gering und steigt im anodischen

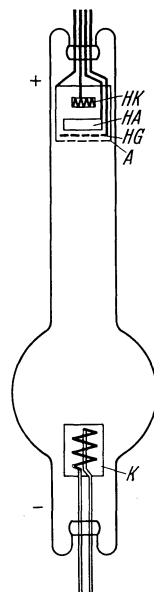


Abb. 2. Röhre zum Studium des anodischen Gebildes.

Gebilde fast immer wieder an. Während das kathodische Gebilde unter allen Umständen vorhanden sein muß, kann das anodische und auch die positive Säule fehlen, ersteres wenn die elektrischen Bedingungen entsprechend sind, letzteres wenn die geometrischen Bedingungen entsprechend sind. Durch einen Versuch an einem Gefäß mit einer verschiebbaren Elektrode (Abb. 3) kann man die eben dargestellten Tatsachen sehr schön zeigen. Wir sehen in einem solchen Rohr ein rotes kathodisches Gebilde, eine blaue positive Säule und ein rotes Leuchten an der Anode, das diese als kleine Haube überzieht. Sinkt der Elektrodenabstand durch Annäherung der einen Elektrode an die andere unter ein bestimmtes Maß (vgl. auch Vortrag IV, Abb. 6), so verschwindet zunächst die positive Säule, wobei in entsprechendem Maße der Spannungsabfall sinkt. Rückt man die eine Elektrode dann aber

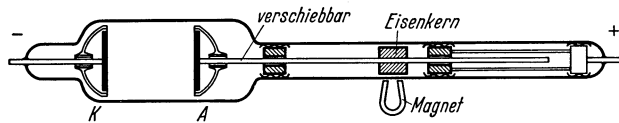


Abb. 3. Röhre zum Studium der Behinderung einer Glimmentladung.

noch näher an die andere, so fängt der Spannungsabfall an zu steigen und die Entladung erlischt, wenn die Klemmenspannung der Stromquelle erreicht wird.

Neben der Herabsetzung der Verluste im Entladungsgefäß erreicht man durch Verwendung eines Gases oder Dampfes von vermindertem Drucke auch noch den weiteren Vorteil, daß nunmehr auch die großen Kühleinrichtungen, welche evakuierte Entladungsstrecken für große Leistungen benötigen würden, im außerordentlichen Maße beschränkt werden können, so daß auch in dieser Hinsicht ein wirtschaftlicher Vorteil erzielt wird.

Das Glimmentladungsventil. Die Verwirklichung des Grundgedankens der Gleichrichtertechnik — der Entladungsstrecke eine Elektrode zu geben, die Elektronen aussenden kann und eine solche, die das nicht kann — kann man zunächst in der Weise erzielen, daß man die *Materialien* aus denen die betreffende Elektrode gebaut wird, entsprechend wählt; denn es gibt solche, die ein hohes Elektronenaussendungsvermögen besitzen und auch solche, die diese Eigenschaft nicht haben. Zu den ersteren zählen viele Metalle, zu den letzteren z. B. der Kohlenstoff in seiner metallischen Modifikation, dem Graphit. Man kann aber die Elektrodenasymmetrie — das ist der häufigere Fall — auch geometrisch lösen, indem man eine großflächige Kathode und eine sehr kleinflächige Anode vorsieht. In der Sperrhalbperiode hat man dann zwar auch einen Stromfluß, aber dieser ist wegen der Flächenkleinheit der Anode so gering, daß er als Rückstrom nicht ins Gewicht fällt, besonders da derartige Ventile,

wie wir später sehen werden, nur für kleine Spannungen Verwendung finden. In einem solchen Gleichrichtergefäß stellt sich bei nicht zu großen Stromstärken eine *Glimmentladung* ein, daher der Name Glimmgleichrichter für diese Gefäße. In ihnen befindet sich ein Edelgas, meist Argon, von mäßigem Drucke.

Diesen Übergang von schwachen zu starken Strömen wollen wir uns an einer Versuchsanordnung noch näher betrachten. Das Rohr ist so eingerichtet, daß nur ein kathodisches Gebilde in Erscheinung tritt. Bei schwachen Stromstärken auf der großflächigen Kathode nur einen kleinen leuchtenden Fleck als kathodisches Gebilde. Mit wachsender Stromstärke breitet dieser Fleck sich mehr und mehr aus bis er schließlich die Fläche der Kathode ganz erfüllt. Der Kathodenfall bleibt hierbei konstant. Der Grund für diese Erscheinung liegt darin, daß für eine optimale Ladungsträgerbefreiung aus der Kathode eine bestimmte Dichte des Ladungsträgeraufpralles notwendig ist, welche bei gegebener Stromstärke nur auf einer ganz bestimmten Fläche vorhanden sein kann so lange die Stromstärke unter einer gewissen Größe liegt. Diese optimalen Bedingungen bleiben erfüllt so lange das kathodische Gebilde die Kathodenfläche nicht voll erfüllt. Den Kathodenfall, der sich hierbei ausbildet, nennt man den normalen Kathodenfall. Er hat in Röhren mit stabförmiger Kathode eine praktische Anwendung in der Meßtechnik gefunden. Die Länge des vom kathodischen Gebilde bedeckten Stabteiles ist ein Maß für die Stromstärke im Rohr. Steigert man die Stromstärke nun weiter, so kann das kathodische Gebilde sich nicht mehr ausdehnen. Die Dichte des Ladungsträgeraufpralles auf die Kathode steigt demgemäß, und die optimalen Bedingungen der Ladungsträgererzeugung werden verlassen, der Kathodenfall steigt. In diesem Falle hat man den sog. anomalen Kathodenfall. Steigert man die Stromstärke nun noch weiter, so entfernt man sich immer weiter von den optimalen Bedingungen der Elektronenauslösung bis schließlich ein anderer Mechanismus der Elektronenauslösung eintritt. In diesem Augenblicke schnürt sich das kathodische Gebilde, das bis dahin immer noch das Aussehen eines milden Glimmens hatte, auf einen sehr engen Fleck von erheblicher Leuchtkraft zusammen, den Kathodenfleck. Eine Entladung mit Kathodenfleck nennen wir Bogenentladung (vgl. Vortrag IV, S. 75).

Der Übergang einer Glimmentladung in eine Bogenentladung kann an einem Entladungsgefäß beobachtet werden, welches neben einer Quecksilberkathode eine Neonfüllung besitzt. In einem solchen Gefäß hat die Entladung die oben erwähnte Farbeigenschaft, daß Gebiete geringer Potentialgradienten blau leuchten, solche hoher Potentialgradienten rot leuchten. So lange die Glimmentladung brennt, hat man ein intensives rotes Leuchten über der Quecksilberoberfläche entsprechend dem Kathodenfall. Im normalen Kathodenfall zunächst auf einem begrenzten Stück der Oberfläche und schließlich auf der ganzen

Oberfläche, wobei die Intensität des Leuchtens je Flächeneinheit konstant bleibt. Nach dem Übergang zum anomalen Kathodenfall nimmt die Leuchtintensität je Flächeneinheit mit der Stromstärke zu. Im Augenblick des Überganges zur Bogenentladung aber verschwindet das rote Leuchten ganz und an seiner Stelle erscheint der gelbgrün glänzende Kathodenfleck. Der obere Teil der Röhre ist fast unabhängig davon, was in Kathodennähe vorgeht, erfüllt vom blauen Lichte einer positiven Säule.

Das Bogenentladungsventil. In diesem Kathodenfleck findet eine außerordentliche Wärmeentwicklung statt, welche die Kathode in sehr kurzer Zeit zum mindesten angreifen, wenn nicht zerstören würde. Deswegen ist man genötigt, bei Gleichrichtergefäßen für höhere Stromstärken sich nach einem anderen Material umzusehen und hat das im *Quecksilber* gefunden. Das Quecksilber wird zwar auch „angegriffen“ durch den Kathodenfleck. Dieser Angriff besteht aber nur darin, daß das Quecksilber mehr oder weniger heftig verdampft. Da das verdampfte Quecksilber sich aber leicht wieder kondensieren läßt, braucht man nur hierfür zu sorgen und außerdem noch dafür, daß das kondensierte Quecksilber zur Kathode zurückfließen kann. Die Atmosphäre, in welcher die Entladung dann existiert, besteht dann zweckmäßig nur aus dem Quecksilberdampf, der von der Kathode herrührt. Man hat jedoch diesem Quecksilberdampf gelegentlich auch Edelgas zugesetzt, um bei Inbetriebsetzung des Gleichrichtergefäßes, so lange das Quecksilber noch kalt ist, schon ein Medium zu haben, in dem sich eine Bogenentladung einstellen kann.

Der Eisen- und Glasgleichrichter. Bei solchen Quecksilberdampfgefäßen, die zunächst in zwei Formen auftraten, dem *Eisengleichrichter* (Gefäß aus Eisen) und dem *Glasgleichrichter* (Gefäß aus Glas), Abb. 4 und 5¹, hat man als neue Schwierigkeit die Handhabung des Dampfdruckes, der von der Kathode ausgeht und dessen Größe von der Temperatur abhängt, die das Quecksilber annimmt. Diese Temperatur hängt ihrerseits wieder ab von der elektrischen Leistung, die im Kathodenfleck frei wird und diese wieder von der augenblicklichen Betriebsstromstärke. Der Quecksilberdampfdruck hängt also vom Betriebszustande ab und kann bei Gleichrichtergefäßen mit sehr stark schwankender Belastung in sehr weiten Grenzen schwanken. Man muß daher für entsprechende Kühleinrichtungen sorgen; denn mit dem Dampfdruck schwankt, wie in Beitrag IV „Gasentladungen“ erörtert wird, die Brennspannung ebenso wie die Zündspannung, und dies würde Schwankungen des Wirkungsgrades des Gleichrichters ergeben (erhöhte Brennspannung), bzw. würde Veranlassung sein zu Zündschwierigkeiten (erhöhte Zündspannung). Bei hohen Dampfdrucken würde sich dann aber auch noch eine weitere Schwierigkeit einstellen, das Gefäß würde zu Rückzündungen neigen.

¹ Die Gitter in den Entladungsgefäßen bleiben zunächst außer Acht.

Rückzündung. Unter einer *Rückzündung* versteht man die Zündung einer Bogenentladung während der negativen Halbperiode, d. h. im

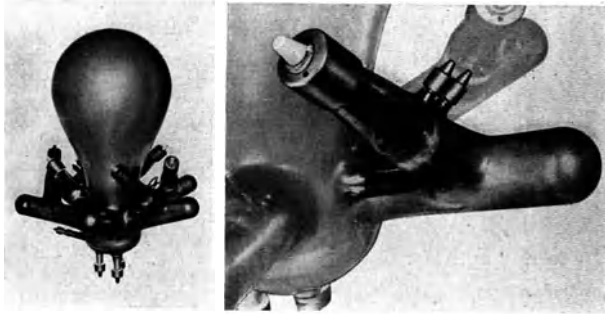


Abb. 4. Glasgleichrichter mit Steuergitter.

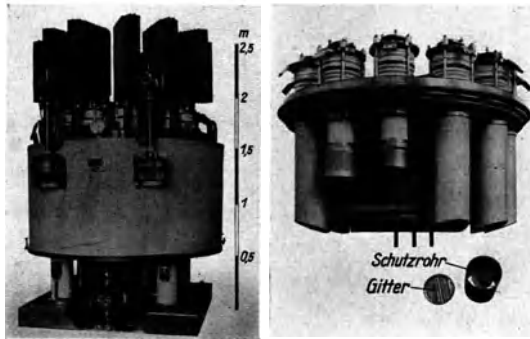


Abb. 5. Eisengleichrichter.

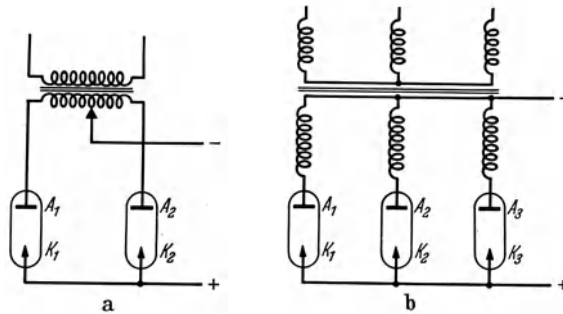


Abb. 6 a und b. Gleichrichter-Schaltung. a zweiphasig (Vollweg); b dreiphasig.

Augenblick des Eintretens einer Rückzündung verliert das Gleichrichter-gefäß seinen Ventilcharakter, im Stromkreis fließt also dann mindestens für die Dauer einer Periode Wechselstrom. Beim einphasigen Gleichrichter schadet das nun, wenn die Rückzündung nicht gerade zu Anoden-

zerstörungen führt, im allgemeinen nicht viel, bei mehrphasigen Gleichrichtern, Abb. 6, stellt aber eine Rückzündung einen Phasenkurzschluß dar (der Kurzschlußstrom fließt von der Anode zur Kathode des einen Gefäßes und von der Kathode zur rückzündenden Anode des anderen Gefäßes) und dieser Phasenkurzschluß kann verheerende Auswirkungen haben.

Das Glühkathodenventil. Ausgehend von dem Gedanken, daß aus den eben erwähnten Gründen ein schwankender Quecksilberdampfdruck

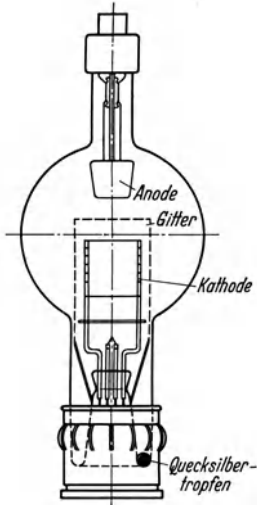


Abb. 7. Quecksilberdampfgleichrichter mit Glühkathode und Steuergitter.

sehr störend wirkt, ist man in neuerer Zeit dazu übergegangen, Elektronenquelle und Dampfquelle zu trennen, so daß das Quecksilber nun nicht mehr durch die das Entladungsgefäß durchfließende Stromstärke direkt erhitzt wird. Als Elektronenquelle dient in solchen Gefäßen eine *Glühkathode*, vielfach in Form einer Wolframwendel oder einer mit Oxyd pastierten Wendel oder schließlich einer indirekt geheizten Großflächenkathode. Bringt man in solchem Gefäß den Quecksilbervorrat in hinreichender Entfernung von der Glühkathode an, Abb. 7¹, so hat man mit Hilfe einer zusätzlichen Heizeinrichtung den Quecksilberdampfdruck vollkommen in der Hand. In der Praxis ist man diesen Weg nicht gegangen, sondern hat durch die Konstruktion des Gefäßes dafür gesorgt, daß die Temperatur des flüssigen Quecksilbers durch Wärmeleitung und Wärmestrahlung aus dem Entladungsraume innerhalb zulässiger Grenzen blieb. Solche Gefäße

zeigen aber immerhin noch eine merkliche Abhängigkeit des Dampfdruckes von der Raumtemperatur. Da bei edelgasgefüllten Glühkathodenröhren diese Schwierigkeiten nicht auf treten können, haben auch diese mit Recht eine große Verwendung in der Praxis gefunden.

Mehranodige Entladungsgefäße. Überall da, wo es sich darum handelt, mehrphasige Wechselströme gleichzurichten, verwendet man mit Vorteil *mehranodige Gefäße*; denn in den meisten hierfür gebräuchlichen Schaltungen müßten die Kathoden einanodiger Gefäße leitend miteinander verbunden werden. Dann kann man gleich eine Kathode nehmen und ihr mehrere Anoden gegenüberstellen. Die Forderung, mehrere Anoden in einem Gefäß unterzubringen, führt dann wieder zu einer Problemgruppe, die der Konstrukteur zu lösen hat. Es darf meist nur eine der Anoden Strom führen, während die anderen sicher sperren müssen, d. h. also, während eine Anode brennt, darf keine der anderen etwa durchzündeln. Man hat sich dabei so geholfen, daß man die Stromwege von

¹ Das Gitter des Entladungsgefäßes bleibe zunächst außer Acht.

der Kathode und den einzelnen Anoden trennt bei Glasgefäßen, indem man die Anoden in Arme setzte, und bei Eisengefäßen meist dadurch, daß man die Anoden in Hülsen setzte. So entstanden die heute gebräuchlichen Formen der Gefäße. Man hätte es natürlich durchaus in der Hand, die Stromwege zu den einzelnen Anoden so zu gestalten, daß die Strombahnen hinreichend getrennt sind. Man brauchte die Anodenarme bzw. Anodenhülsen ja nur entsprechend lang und dünn zu machen. Aber damit würde Zünd- und Brennspannung des Entladungsgefäßes wieder erhöht werden. Man kann dies an folgendem Versuch nach

Abb. 8 schön erkennen. Die Anode ist verschiebbar angeordnet und ragt zunächst in den unteren kugeligen Teil des Gefäßes hinein, in welchem sich auch die Kathode befindet. Man hat dann einen Spannungsabfall von etwa 12 V. Bewegt man nun mit Hilfe eines Elektromagnets die Anode nach oben in den röhrenförmigen Ansatz des Gefäßes, dann springt die Spannung zunächst ein wenig an, was davon herkommt, daß beim Eintreten der Anode ins Rohr ein anodisches Gebilde auftritt. Beim weiteren Hineinschieben der Anode ins Rohr steigt dann der Spannungsabfall langsam

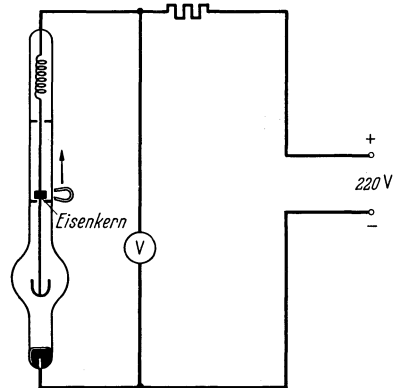


Abb. 8. Quecksilberdampfgefäß mit verschiebbarer Anode.

linear mit der Länge der positiven Säule an. Dieser Anstieg würde um so stärker sein, je enger das Rohr wäre. Da dieser Spannungsanstieg den Wirkungsgrad des Rohres natürlich beträchtlich herabsetzen kann, muß man auch hier einen Kompromiß schließen zwischen Rückzündungsfestigkeit und Wirtschaftlichkeit. Dies kann man umso eher tun als man auch noch andere Mittel zur Rückzündungsbekämpfung gefunden hat.

Zündeinrichtungen und Erregungseinrichtungen. Während für den Betrieb des Glühkathodengleichrichtergefäßes keine weiteren Hilfseinrichtungen am Gefäß selbst mehr nötig sind, müssen wir bei den Gefäßen mit Quecksilberkathode noch auf eine Besonderheit eingehen. Wollte man ein Gefäß, das nur Quecksilberkathode und Anode besitzt, in Betrieb setzen, indem man lediglich Spannung an Kathode und Anode anlegt, so würde man die Enttäuschung erleben, daß kein Stromfluß stattfindet. Es sei denn, daß man sehr hohe Anodenspannungen anlegt, dann würde man etwa in einem Oszillogramm des Spannungsabfalles zwischen Anode und Kathode beobachten, daß dieser zunächst bis zu einem sehr hohen Werte dem Verlauf der sinusförmigen Wechselspannung folgt, ohne daß ein merklicher Strom durch das Gefäß fließt, und dann

würde plötzlich das Entladungsgefäß zu leuchten beginnen, der Spannungsabfall auf die Brennspannung zusammenbrechen und der Strom fließen. In all den Fällen, in welchen der Scheitelwert der an das Entladungsgefäß gelegten Brennspannung die Zündspannung nicht erreicht, würde es überhaupt zu keiner Zündung des Entladungsgefäßes kommen, d. h. also, man könnte solche Gefäße nur für verhältnismäßig hohe Spannungen gebrauchen und würde außerdem nur über einen unter Umständen verhältnismäßig kleinen Bruchteil der Brennhalbperiode hinweg einen Stromfluß erhalten. Man würde also unter Umständen, trotz beträchtlicher Spannung, nur verhältnismäßig geringe Gleichstrom-

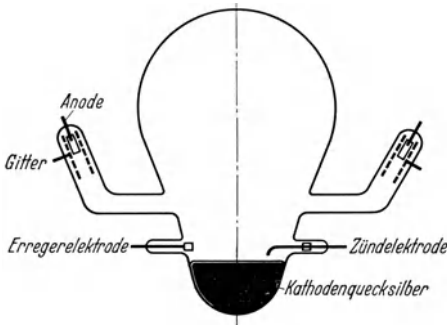


Abb. 9. Gittergesteuerter Glasgleichrichter.

mittelwerte erzielen. Im Anfang der Gleichrichtertechnik hat man sich nun aus dieser Schwierigkeit in der Weise geholfen, daß man in dem Augenblick, in dem der Momentanwert der Anodenspannung die Brennspannung erreicht hatte, zur Überwindung der Zündschwierigkeit auf die Anode einen *sehr kurzen* aber hohen Spannungsstoß gab, der die Zündung bewerkstelligte, den Kathodenfleck erzeugte und nun

dem eigentlichen Anodenstrom das Fließen gestattete. Statt diesen Spannungsstoß (Initialzündung) auf die Anode zu geben, kann man ihn auch auf eine Schelle geben, die um das Entladungsrohr gelegt ist, oder auf eine besondere Hilfselektrode geben. Sehr bald kam man aber zu einem anderen Verfahren: Man arbeitete mit *einem Erregerbogen* (vgl. Abb. 9), d. h. man hatte in der Nähe der Kathode eine, meist aber mehrere Hilfsanoden, die aus einem besonderen Stromkreis (Gleichstrom oder analoger Stromkreis) gespeist wurden. Zwischen ihnen und der Kathode hielt man dauernd eine Bogenentladung aufrecht, so daß man dauernd einen Kathodenfleck auf der Kathode hatte. Legt man an ein solches Entladungsgefäß die eigentliche Anodenspannung an, so hat man eine beträchtlich niedrigere Zündspitze zu überwinden. Diese Hilfsentladung kann nun natürlich auch nicht lediglich durch das Anlegen einer Hilfsanodenspannung von vernünftiger Größe gezündet werden. Man müßte also zur erstmaligen Inbetriebsetzung der Entladung des Hilfsstromkreises auch eine Initialzündung verwenden. Statt dessen bedient man sich anderer Mittel, die, da sie ja nicht in jeder Periode betätigt werden müssen, sehr wohl mechanischer Natur sein können. So verwendet man heute z. B. *Tauchzünder* (vgl. Abb. 9), bei welchen eine neuerliche Hilfselektrode, die eine entsprechende Spannung führt, ins Quecksilber eintaucht und bei dem darauffolgenden Austritt aus dem

Quecksilber eine Abreißentladung bildet, deren Kathodenfleck dann für die Anbahnung der Entladung zu den Erregeranoden ausgenützt wird, oder man verwendet Abreißzündler, bei denen ein Quecksilberfaden bei seinem Abreißen eine Abreißentladung erzeugt, oder schließlich auch Spritzzündler, bei denen ein Quecksilberstrahl auf die Kathode gespritzt wird, bei dessen Abreißen wieder eine Abreißentladung auftritt. Bemerkenswert sei noch, daß natürlich bei mehranodigen Gefäßen, wenn die Entladungen zu den einzelnen Anoden unmittelbar aneinander schließen oder sich gar etwas überlappen, wie das bei manchen Kunstschaltungen vorkommt, der Kathodenfleck auch niemals ausgehen wird, so daß man an sich allein mit einem Tauchzündler oder ähnlichem auskommen könnte. Man tut dies aber nicht, da ja dann, wenn der Strom einmal unterbrochen wird, immer wieder erst der Tauchzündler in Bewegung gesetzt werden müßte, was zweifellos eine Unbequemlichkeit darstellen würde bei der Wiederinbetriebnahme des Gleichrichters. Man läßt auch in diesen Fällen die Erregerbogen dauernd brennen, um, wie man sagt, stets eine erregte, d. h. betriebsbereite Kathode zu besitzen.

Bei Zündung beim Glimmgleichrichter versucht man, den Zündschwierigkeiten in einer anderen Weise zu begegnen. Da Glimmgleichrichter meist nur für mäßige Spannungen Verwendung finden, kann man in ihnen z. B. mit dem Gasdruck so hoch gehen, daß die Zündspannung auf ein erträgliches Maß herabgesetzt wird, ohne daß bei den ja kleinen Anodenspannungen eine Rückzündungsgefahr vorhanden wäre, d. h. die hier immer vorhandene schwache Rückentladung in einen Bogen umschlägt.

Vakuumbhaltung. Eine wichtige Frage ist nun noch die Vakuumbhaltung bei den Entladungsgefäßen. Ursprünglich waren die Entladungsgefäße nur aus Glas, wurden unter den nötigen Vorsichtsmaßnahmen während des Herstellungsprozesses sorgfältig gepumpt und dann im Bedarfsfalle mit Gas gefüllt und von der Pumpe abgeschmolzen. Später, als man dann zu Metallgefäßen, vornehmlich Eisengefäßen überging, war die Vakuumtechnik noch nicht soweit vorgeschritten, daß auch bei den hier meist in Frage kommenden sehr großen Gefäßen ein einmaliges Auspumpen beim Herstellungsprozeß gereicht hätte. Man mußte die Gefäße mit einer dauernd arbeitenden Pumpanlage ausrüsten, was bei Verwendung von Quecksilberdampfgleichrichtern, die allein damals ja in Frage kamen, sehr wohl möglich war. In dem Maße, wie die Vakuumtechnik fortschritt und uns mit Sicherheit dichte Schweißverfahren, Glas-, Metall- und Keramikverbindungen lieferte und in dem Maße, wie die Pumpverfahren vervollkommen wurden, konnte man daran gehen, nun auch wieder verhältnismäßig große Metallgefäße nur bei der Herstellung einmal zu entlüften. So entstanden die modernen pumpenlosen Gleichrichter (s. Abb. 10).

Kühlung. Beim pumpenlosen Gleichrichter erscheint nun das Problem der *Kühlung* der Entladungsgefäße wieder in einem neuen Lichte. Während die Glasgefäße im allgemeinen heute nur noch durch Luft gekühlt werden, wobei im Falle des Glasgleichrichters vielfach Ventilatoren verwendet werden, bei den übrigen Glasgefäßen aber die ruhende atmosphärische Luft fast immer ausreicht, hat man die Eigengefäße früher fast immer mit Wasserkühlanlagen ausgerüstet. Dieses Kühlverfahren beim Eisengleichrichter hat nun bei pumpenlosen Gefäßen gelegentlich zu Schwierigkeiten geführt, man hat nämlich beobachtet,



Abb. 10. Pumpenlose Eisengleichrichter.

daß aus dem Kühlwasser durch die Wandung gewisser Sorten von Stahl hindurch Wasserstoffionen in den Vakuumraum eindringen und so das Vakuum verschlechtern. Diese Schwierigkeiten hat man dadurch umgangen, daß man z. B. wasserstoffionenfrie Kühlmittel anwandte, oder daß man unter den nötigen Vorsichtsmaßregeln einfach mit Luft kühlte oder schließlich geeignete Materialien für die Kühlrohre nahm.

Verwendungsgebiete der gitterlosen Entladungsgefäße. Der Glimmgleichrichter bleibt auf

kleine Spannungen und kleine Ströme beschränkt. Die Domäne des Eisengleichrichters ist das Gebiet höchster Ströme und neuerdings auch beträchtlicher Spannungen. Der Glasgleichrichter wird im Gebiet mittlerer Ströme und mittlerer Spannungen verwendet. Der Glühkathodengleichrichter endlich kann sowohl im Gebiet höchster Spannungen und Ströme als auch im Gebiet sehr kleiner Spannungen und Ströme mit Vorteil verwendet werden, insbesondere seitdem man auch bei ihm das immerhin zerbrechliche Glas als Werkstoff weitgehend vermeiden gelernt hat. Für eine große Reihe spezieller Verwendungszwecke hat er sich auch ein sicheres Feld erobert. Seine speziellen Vorteile erscheinen allerdings erst im rechten Licht, wenn wir auf seine Steuerbarkeit im folgenden zweiten Teil zu sprechen kommen werden.

2. Steuerbare Stromrichtgefäße.

Initialzündung. Es ist erstaunlich, daß der Gedanke der Steuerbarkeit von Stromrichtgefäßen schon in der Frühzeit der Entwicklung aufgetaucht ist, kurz nach der Jahrhundertwende, also lange vor der

Entwicklung der Verstärkerröhre, allerdings mit gänzlich anderen Mitteln. Diese ersten Steuerversuche knüpfen an an die Initialzündung. In einem Gefäß, das unter dem Einfluß der angelegten Anodenspannung von selbst nicht zünden kann, kann man natürlich den *Initialstoß*, der die Zündung bewirkt, nicht nur dann erfolgen lassen, wenn die Anodenspannung die Brennspannung eben überschritten hat, sondern mit Hilfe einer Anordnung nach Abb. 11 auch in jedem späteren Phasenpunkte der positiven Halbwelle. Der Strom erhält dann, wie man im Oszillogramm sieht, mehr und mehr das Aussehen einer Sägezahnkurve, Abb. 12. Je kleiner deren Zacken an Fläche werden, um so kleiner wird auch der Gleichstrommittelwert, der durch das Gefäß hindurchgegangen ist. Auf diese Weise kann man die elektrische Leistung, die einem Verbraucher zugeführt wird, beliebig regulieren. OHMSche Verbraucher werden die immerhin üble Kurvenform des Stromes nur in seltenen Fällen nicht ertragen können, selbst induktive Verbraucher, wie Motoren, können mehrphasige derartige Stromkurven gelegentlich ertragen. Abgesehen davon hat man es natürlich in der Hand, dem Strom durch Verwendung einer höheren Phasenzahl oder durch Anwendung von Glättungsmitteln, notfalls von beiden, jede erforderliche Glätte zu geben.

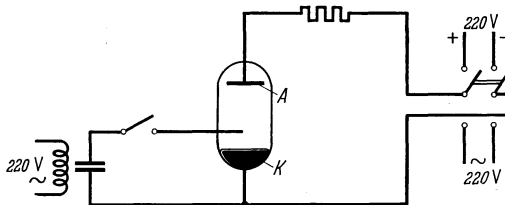


Abb. 11. Gefäß mit Kondensatorstoß-Zündgerät.

OHMSche Verbraucher werden die immerhin üble Kurvenform des Stromes nur in seltenen Fällen nicht ertragen können, selbst induktive Verbraucher, wie Motoren, können mehrphasige derartige Stromkurven gelegentlich ertragen. Abgesehen davon hat man es natürlich in der Hand, dem Strom durch Verwendung einer höheren Phasenzahl oder durch Anwendung von Glättungsmitteln, notfalls von beiden, jede erforderliche Glätte zu geben.

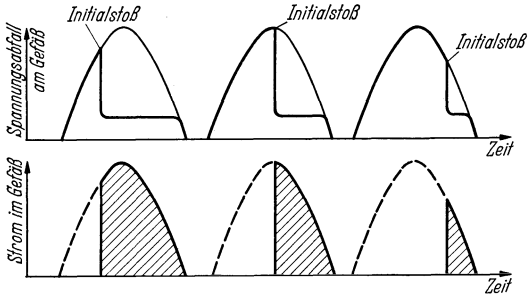


Abb. 12. Steuerung durch Initialstoß.

Ignitron. Das Initialverfahren der Steuerung hat ursprünglich eine größere praktische Verwendung nicht erfahren, zum Teil wohl deswegen, weil die allgemeine Stromrichtertechnik noch nicht hinreichend fortgeschritten war. In neuester Zeit hat die Initialsteuerung jedoch im *Ignitron* eine Wiedererweckung erfahren. Das Ignitron ist ein Gefäß mit Quecksilberkathode, das keine Erregerelektroden besitzt und dessen Zündeinrichtung aus einem Halbleiterstab besteht, dessen eines Ende ins Quecksilber eintaucht, und dessen anderes Ende eine Stromzuführung von außen her besitzt. Leitet man, was schon seit MAXWELL bekannt ist, durch einen solchen Halbleiterstab, der ins Quecksilber eintaucht, einen Strom in der Weise, daß man den einen Pol der Stromquelle ans

Quecksilber legt, dann drängen sich die Stromlinien dieses Stromflusses an der Trennlinie Quecksilberoberfläche—Halbleiterstab außerordentlich zusammen, so daß zwischen nahe beieinanderliegenden Punkten der Quecksilberoberfläche einerseits, des Halbleiters andererseits erhebliche Spannungsunterschiede auftreten. Diese Spannungsunterschiede können, wenn die ganze Anordnung sich in verdünnter Atmosphäre befindet, funkenartige Entladungen in der Nähe der Trennlinie Quecksilber—Halbleiter hervorrufen, die dann, wenn zwischen Anode und Kathode außerdem noch eine entsprechende Spannung liegt, zur Einleitung der Hauptentladung führen. Wir haben es also mit einem typischen

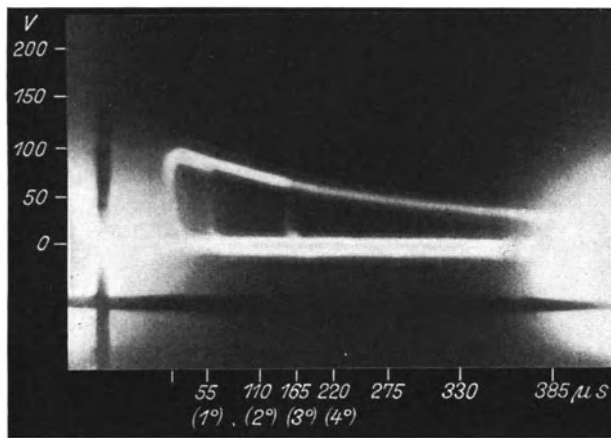


Abb. 13. Zeitlicher Spannungsverlauf am Zündstift eines Ignitrons.

Initialverfahren zu tun. Die technische Entwicklung derartiger Entladungsgefäße ist heute bereits weit fortgeschritten. Man fertigt sie in Glas- und Metallgefäßen. Sie dienen vornehmlich für das Arbeiten mit sehr großen Momentanströmen, bei welchen die Gefäße ein erstaunlich kleines Volumen besitzen. Ein Nachteil der Ignitrons ist der, daß ihr Zünd-einsatz statistischen Schwankungen unterworfen ist, ein Nachteil, den alle Initialverfahren mehr oder weniger stark besitzen. Man sieht diese Schwankungen sehr schön auf dem in Abb. 13 wiedergegebenen Oszillogramm, welches auf folgende Weise entstand: Zwischen dem Kopf des Zündstiftes und der Kathode lag ein Kondensator, der periodisch aufgeladen wurde, und zwar jeweils bis zur Spannung von 100 V. Dieser Kondensator konnte sich dann, so lange keine Zündung im Ignitron stattfand, entladen. Im Oszillogramm zeigt sich das in einem Abfall der Spannung nach einer e -Funktion. Zündet aber eine Entladung zwischen dem Kopf des Zündstiftes und dem Quecksilber der Kathode, dann bricht die Spannung des Kondensators fast augenblicklich zusammen, da nun der hohe Widerstand des Zündstiftes durch die

Entladung überbrückt ist. Im Oszillogramm sieht man über der Zeit die Spannung am Kondensator aufgetragen. Es sind mehrere Zündprozesse übereinandergeschrieben. Ganz links sieht man den Spannungsanstieg bei der Aufladung des Kondensators, dann eine Zündung bei etwa $55 \mu\text{s}$, dann eine solche bei ungefähr $165 \mu\text{s}$, dann noch einen Kondensatorstoß, der selbst bei $350 \mu\text{s}$ noch zu keiner Zündung geführt hat. Aus einer großen Zahl solcher Oszillogramme kann man eine Statistik der Zündvorgänge aufstellen, wie sie in Abb. 14 dargestellt ist. Man sieht hier zwei Kurven, die eine bei 86 V und die andere bei 187 V/cm am Zündstift. Aus diesem Bild erkennt man deutlich den Einfluß der Zündstabspannung: Je größer sie ist, um so günstiger fällt die Statistik für unser Vorhaben aus.

Es sei hier noch angemerkt, daß die von den Erfindern zu einer Klärung des Auftretens der Initialfunken herangezogene MAXWELLSche Stromlinienverdichtung sicher bei all den Ignitrons, die man bisher zu Gesicht bekommen hat, nicht zutrifft. Dazu ist die Oberfläche der fast immer verwendeten Halbleiterstifte viel zu rauh. Man wird eher an die Spitzenwirkung der Oberflächenrauigkeit der Stifte denken müssen, die vom Quecksilber nicht vollkommen bedeckt werden.

Allgemeines über die Gittersteuerung. Ein Dezennium vor der Erfindung des Ignitrons etwa liegt die erste Entwicklung des Verstärkerrohres, in welchem bekanntlich die Steuerung der Elektronenentladung durch ein Gitter bewirkt wird. Der Gedanke der *Gittersteuerung* hat auch befruchtend gewirkt auf die Entwicklung der Stromrichter, wenn auch die Entwicklung der Gittersteuerung der Stromrichter¹ ganz andere Wege ging, als man das vorher absehen konnte. Bringt man nämlich ein Steuergitter in eine brennende Gasentladung, sei es vor einer Glühkathode oder vor einer Quecksilberkathode und legt man an dieses Steuergitter die üblichen Spannungen und verändert diese, so macht das im allgemeinen auf die Entladung nicht den geringsten Eindruck. Weder die Leuchterscheinung im Entladungsgefäß zeigt sich hiervon irgendwie

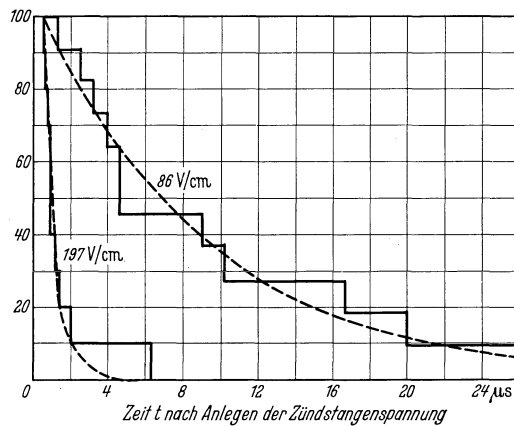


Abb. 14. Prozensatz der Zündungen, die später erfolgen als in der Zeit t bei Zündstab-Gradienten von 86 und 197 V/cm .

¹ Bezüglich der technischen Ausführung der gittergesteuerten Entladungsgefäße vgl. die Abb. 4, 5 und 7.

beeinflusst, noch auch der Stromfluß durch das Entladungsgefäß. Erst wenn man zu Gitterspannungen überginge, die die Anodenspannungen meist um ein Beträchtliches übersteigen würden, oder wenn man zu sehr niedrigen Gasdrucken überginge, würde man einen Einfluß der Gitter-

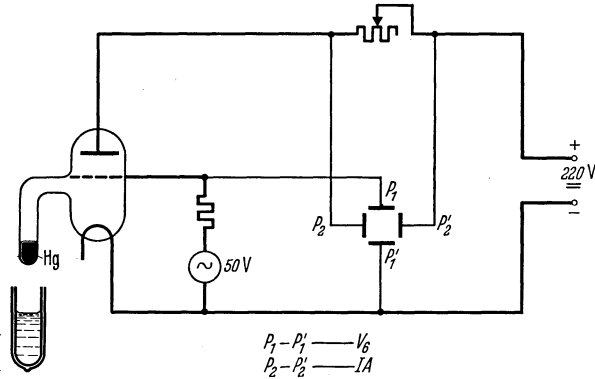


Abb. 15. Versuchsanordnung für die Untersuchung des Einflusses des Gases oder Dampfes auf die Steuerung eines Dreielektrodenrohres.

spannungsveränderung beobachten können. Mit Hilfe der in Abb. 15 dargestellten Versuchsanordnung wollen wir uns diese Sachlage näher betrachten. Zur Verwendung gelangt ein Entladungsgefäß mit Glüh-

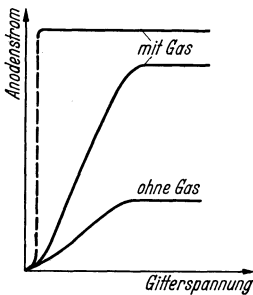


Abb. 16. Der Einfluß von Gas oder Dampf auf die Steuercharakteristik eines Dreielektrodenrohres.

kathode und Steuergitter, das in einem Ansatz einen Tropfen Quecksilber enthält, der mit kaltem bzw. heißem Wasser gekühlt oder erwärmt werden kann. Ein Plattenpaar des Oszillographen liegt an Gitter und Kathode, das andere an Anode und Kathode, so daß im Oszillographen im Falle des Hochvakuums, d. h. wenn der Quecksilbertropfen gekühlt wird, die gewöhnliche Sättigungskurve erscheint (vgl. Abb. 16). Wärmt man den Quecksilbertropfen langsam an, so steigt der Dampfdruck im Gefäß, es werden Ionen gebildet, die die Raumladung erniedrigen und damit verändert sich nun die

Sättigungskurve: Sie wird steiler und steiler und der Sättigungswert wächst, bis schließlich, nachdem die Sättigungskurve besonders an ihrem oberen Ende sehr unruhig geworden war, die ganze Sättigungskurve verschwindet und ein horizontaler Strich oberhalb des bisherigen Sättigungswertes in Erscheinung tritt. Gleichzeitig leuchtet die Röhre in dem bekannten blauen Quecksilberlicht. Der Grund für diese Erscheinung ist der, daß die Gittersteuerung bis zu einem bestimmten Dampfdruck trotz der vorhandenen Ionen noch in der gewohnten Weise arbeitete, dann bei Überschreitung dieses Druckes während des

Anstieges der Gitterspannung die Entladung zündete und der Strom auf den nunmehr wegen des geringeren Spannungsabfalles des Entladungsgefäßes größeren Wert sprang (gestrichelter Teil der Kurve) und diesen Wert dann konstant weiterbehielt.

Dieser letzte Teil unseres Versuches legt es nahe, das Steuergitter in einem Gasentladungsgefäß zur Steuerung durch Beeinflussung der Zündung zu benutzen, d. h. also mit Hilfe des Gitters die Zündung zu gestatten oder zu verbieten. Legen wir an das Gitter eines derartigen Gasentladungsgefäßes eine hinreichend hohe negative Gitterspannung und dann an die Anode eine so hohe Gleichspannung, daß das Gefäß ohne Gitter gezündet haben würde, so würden wir keine Zündung beobachten. Diese würde vielmehr erst eintreten, wenn wir die negative

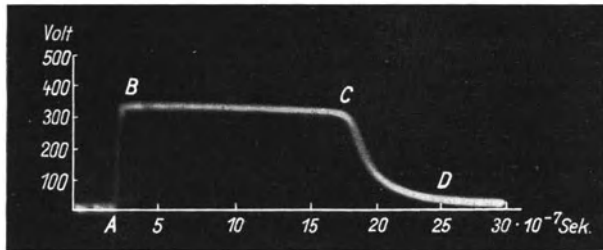


Abb. 17. Zeitlicher Verlauf des Zündvorganges. Hg—Dampf, Glühkathode.

Gitterspannung verkleinern oder gar positiv werden lassen, je nach Maschenweite des Gitters, bei einem ganz bestimmten Gitterspannungswert. Dieser Gitterspannungswert hängt außerdem noch von den sonstigen Konstruktionsdaten des Entladungsgefäßes, von der Anodenspannung und vom Dampf- oder Gasdruck ab. Hat die Entladung einmal gezündet, so läßt sich bei Veränderung der Gitterspannung weiter nichts mehr erreichen.

Wenn man solch einen gittergesteuerten Zündprozeß im Kathodenstrahloszillographen beobachtet, so erhält man den in Abb. 17 über der Zeit aufgetragenen Spannungsverlauf. Im Punkte *B* wird durch das Gitter die Zündung freigegeben. Der Spannungsabfall am Rohr bleibt zunächst eine kurze Zeit fast konstant, um dann verhältnismäßig scharf zu kleineren Werten abzubiegen (Punkt *C*). Die Zeit zwischen *B* und *C* nennen wir bei Glühkathodengefäßen Anlaufzeit. Für ein bestimmtes Rohr hat die Anlaufzeit immer denselben Wert, sie entspricht der Strecke, welche unter den gegebenen Feldverhältnissen, die ersten Elektronen im Rohr zurücklegen müssen, um eine für die Ionisation ausreichende kinetische Energie zu erhalten. Im Spannungszusammenbruch zwischen Punkt *C* und *D* bildet sich dann die Ladungsträgerlawine aus, die den eigentlichen Zündprozeß darstellt. Bei kalten, unerregten Kathoden, bei denen ja bekanntlich die Elektronen erst aus der Kathode befreit werden

müssen, schwankt die Zeit BC statistisch, sie ist gleich der Zeit, die ein zufällig vorhandenes oder gebildetes Ion benötigt, um zur Kathode zu gelangen und dort ein Elektron frei zu machen.

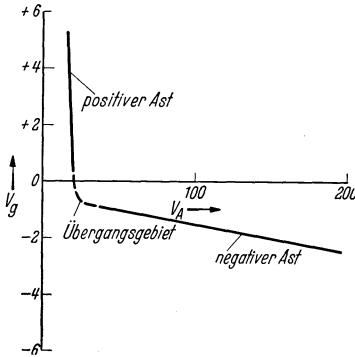


Abb. 18. Steuercharakteristik (Gleichstromcharakteristik).

Steuercharakteristik. Wir können nun die zusammengehörigen Gitter- und Anodenspannungen, bei welchen die Zündung eintritt, in einem Diagramm auftragen, d. h. also, die Gitterspannung über die Anodenspannung, und erhalten so die *Steuercharakteristik* des Stromrichtgefäßes, Abb. 18. Sie sagt aus, wenn wir bei einer bestimmten Anodenspannung den aus der Charakteristik zu entnehmenden Wert der Gitterspannung nach positiven Werten hin überschreiten, dann zündet die Entladung.

Unterschied zwischen Gittersteuerung und Initialsteuerung. Der rein äußere *Unterschied gegenüber der Initialsteuerung* liegt nach dem Gesagten auf der Hand. Bei der Initialsteuerung haben wir ein Gefäß, das unter dem Einfluß der Anodenspannung allein nicht zum Zünden kommt und zündet durch einen Spannungsstoß. Bei der Gittersteuerung haben wir ein Gefäß, das ohne Gitter von selber zünden würde. Durch die Gitterspannung unterdrücken wir die Zündung und geben sie frei, indem wir der Gitterspannung den hierfür geeigneten Wert erteilen.

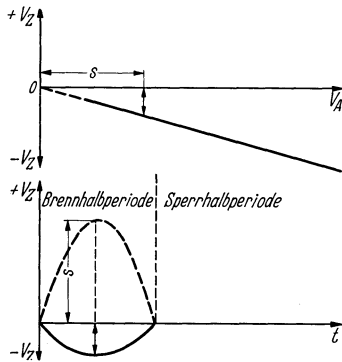


Abb. 19. Unten: Wechselstromcharakteristik. Oben: Gleichstromcharakteristik (bei der Gleichstromcharakteristik ist der positive Ast weggelassen, vgl. Abb. 18).

Der Steuervorgang bei Anodenwechselspannungen und Gittergleichspannung. Gehen wir nun zur *Anodenwechselspannung* über, so müssen wir zunächst die Charakteristik umzeichnen, indem wir zu jedem Momentanwert der Anodenwechselspannung aus der Gleichstromcharakteristik den entsprechenden Wert entnehmen.

So entsteht die Wechselstromcharakteristik (Abb. 19), die dem Sinne nach die gleiche Bedeutung hat, wie die Gleichstromcharakteristik. Haben wir nun unsere Gittergleichspannung negativ genug gemacht, dann wird auch dieses Rohr nicht zünden, so lange die Gittergleichspannung unter der Charakteristik liegt. Beim Steigen der Gittergleichspannung erreicht diese nun die Charakteristik das erstmal im Phasenpunkte 90° . In diesem Punkte setzt dann die Zündung ein, und die Entladung brennt die zweite Viertel-

periode hindurch weiter. Da eine ganze Halbperiode hindurch dann keine Entladung im Rohr brennt, ist das Gitter zu Beginn der nächsten Brennhalbperiode wieder verwendungsfähig und kann seine Steuerfunktion

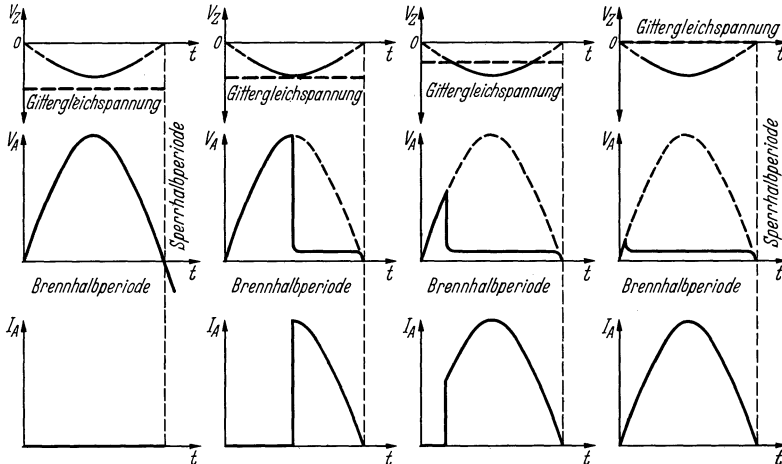


Abb. 20. Gittergesteuertes Entladungsgefäß mit Anodenwechselspannung und Gittergleichspannung.

genau so ausführen wie zu Beginn der ersten Brennhalbperiode. Hebt man die Gitterspannung weiter, so rückt die Gitterspannung mehr und mehr in die erste Viertelperiode hinein (Abb. 20). So entstehen eben dieselben Sägezahnkurven des Stromes wie bei der Initialzündung vorläufig nur noch mit dem Unterschied, daß man in der zweiten Viertelperiode keine derartige Steuerung vornehmen kann.

Steuervorgang bei Anodenwechselspannung und Gitterwechselspannung. Gehen wir nun auch noch zu Gitterwechselspannung (Abb. 21)

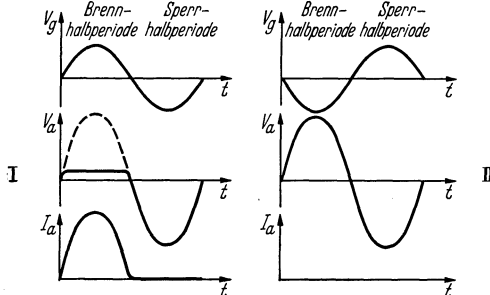


Abb. 21. Gittergesteuertes Entladungsgefäß mit Anoden- und Gitterwechselspannung (Polwender im Gitterkreis).

über, und nehmen wir den Fall, daß die Gitterwechselspannung gleiche Phasenlage hat wie die Anodenwechselspannung, dann brennt das Rohr dauernd, denn die Gitterspannung liegt immer über der Charakteristik. Polen wir dagegen die Gitterwechselspannung um, und ist ihre Amplitude groß genug, so kommt das Rohr nicht zur Zündung; denn die Gitterspannung liegt nun dauernd unter der Charakteristik. Die Umpolung entspricht einer Phasenverschiebung um 180° zwischen Gitterspannung und Anodenspannung (Abb. 22). Machen wir diese Phasenverschiebung

geringer, dann schneidet die Gitterspannung von negativeren Werten kommend in irgendeinem Punkte die Charakteristik, und in diesem Phasenpunkte findet dann die Zündung statt. Durch die Phasenverschiebung einer hinreichend großen Gitterwechselspannung zwischen Null und 180° kann man also den Zündeneinsatz in jedem beliebigen Phasenpunkt der positiven Halbwelle gestatten und erhält auf diese Weise nun

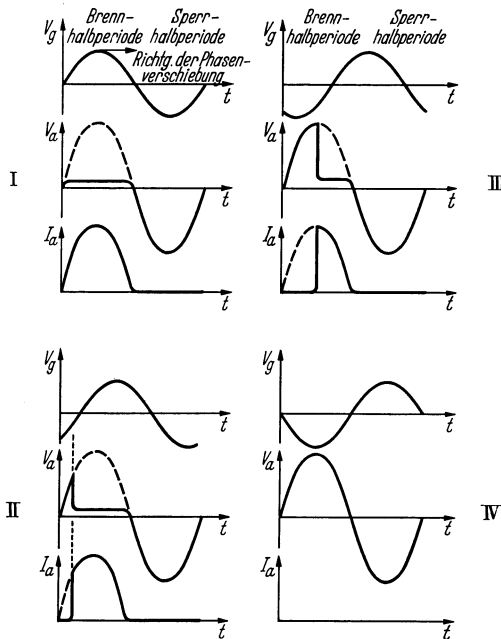


Abb. 22. Gittergesteuertes Entladungsgefäß mit Anoden- und Gitterwechselspannung (Phasenschieber im Gitterkreis, Phasenverschiebung 0 bis 180°).

Strom (Abb. 23) fließt, wenn auch nur ein sehr schwacher von einem sehr kleinen Bruchteil eines Milliampere. Dieser Strom, den wir Vorstrom nennen wollen, ist ebenso steuerbar wie der reine Elektronenstrom in einem Verstärkerrohr. Er wird um so größer, je mehr wir mit der Gitterspannung zu positiven Werten fortschreiten und erreicht einen charakteristischen Wert im Moment der Zündung. Wir haben es also mit einem gittergesteuerten Zündprozeß zu tun. Warum wirkt nun diese Steuerung nur im Vorstrom und nicht in der Bogenentladung selbst? Dies kommt daher, daß das Gitter sich im Plasma einer Bogenentladung benimmt wie ein Sonde im Plasma, d. h. es umgibt sich je nach dem Vorzeichen seines Potentials mit einer Schicht entgegengesetzt geladener Ladungsträger von solcher Mächtigkeit und solcher Dichte, daß die dem Gitterpotential entsprechende Oberflächenladung durch dieses Raumladungsgebilde gegenüber den übrigen Teilen der Entladung vollständig abge-

die gleichen Sägezahnkurven über die ganze Halbperiode wie bei der Initialsteuerung.

Bemerkenswert ist bei dieser Art der Gittersteuerung wie auch bei der Initialsteuerung, daß durch den Steuervorgang im Entladungsgefäß kein zusätzlicher Leistungsverlust entsteht. Die unterdrückte elektrische Leistung wird im Entladungsgefäß nicht etwa vernichtet, sondern einfach dem Netz nicht abgenommen.

Physikalische Grundlagen der Gittersteuerung. Wir wollen nun den *physikalischen Grundlagen* dieser Erscheinungen etwas nachgehen. Bei näherem Zusehen entdeckt man nämlich, daß vor der Zündung, so lange die Gitterspannung noch unterhalb der Charakteristik liegt, auch schon ein

schirmt erscheint, also wirkungslos ist (vgl. Vortrag IV, Abb. 12). Man kann solche nach ihrem Entdecker LANGMUIR benannte Schichten unter geeigneten Umständen als nichtleuchtende Schichten rings um die Stäbe eines Gitters in einer leuchtenden Entladung sichtbar machen. Im technischen Gefäße sieht man sie im allgemeinen nicht oder nur sehr schwer, da dort die Gas- bzw. Dampfdichten und die elektrischen Stromdichten nicht die hierfür günstigen Werte besitzen. Wenn man das Potential des Gitters verändert, verändert sich auch die Dicke der Langmuirschicht. Je negativer z. B. man das Potential des Gitters gegenüber der Kathode wählt, um

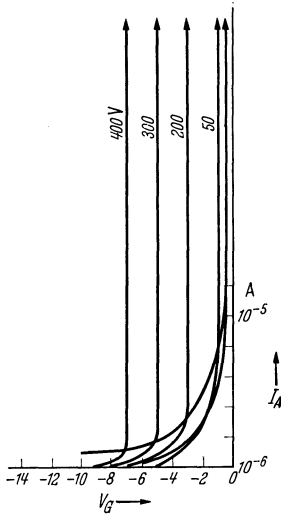


Abb. 23. Vorströme bei verschiedenen Anodenspannungen (in den Punkten, in denen der Strom sprunghaft ansteigt, findet die Zündung statt, unterhalb des Zündpunktes ist die übliche Gittersteuerung möglich.)

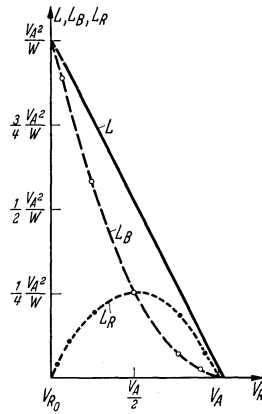


Abb. 24. Leistungsverbrauch bei kontinuierlicher Steuerung. L gesamter Leistungsverbrauch im Entladungsgefäß und Verbraucher; L_B Leistungsverbrauch im Verbraucher; L_R Leistungsverbrauch im Entladungsgefäß.

so dicker wird die Langmuirschicht. Schließlich tritt nun der Fall ein, daß die Langmuirschichten zweier benachbarter Gitterstäbe den ganzen Raum zwischen den beiden Gitterstäben erfüllen (vgl. Vortrag IV, Abb. 13). Dann erlischt die Entladung.

Steuerung des brennenden Bogens. Man hat also nun doch ein Mittel, mit Hilfe des Steuergitters *einen brennenden Bogen zu beeinflussen*. Bei den gewöhnlichen technischen Entladungsgefäßen mit ihren verhältnismäßig weitlöcherigen Gittern müßte man dazu, wie schon oben gesagt, verhältnismäßig hohe negative Gitterspannungen wählen. Nimmt man aber sehr engmaschige Gitter und sorgt dafür, daß eine gegebene Entladung einen verhältnismäßig weiten Raum einnimmt, ihre Stromdichte also gering wird, so kann man auch verhältnismäßig starke Entladungen zum Erlöschen bringen. Man kann sogar auch unter geeigneten Umständen jeden beliebigen Grad der Abdrosselung des Stromes erzwingen und so mit Hilfe der Langmuirschichten die kontinuierliche Steuerung

eines brennenden Bogens herbeiführen, die in ihrem äußeren Ablauf durchaus ähnlich ist, wie die Steuerung eines reinen Elektronenstromes durch das Potential eines Steuergitters. Technische Bedeutung hat diese Möglichkeit bisher insbesondere für größere elektrische Leistungen nicht bekommen. Das liegt zum Teil daran, daß Entladungsgefäße, mit denen derartige Steuerversuche durchführbar sind, in sonstiger Hinsicht ungünstige Eigenschaften haben, zum Teil daran, daß bei Drosselung

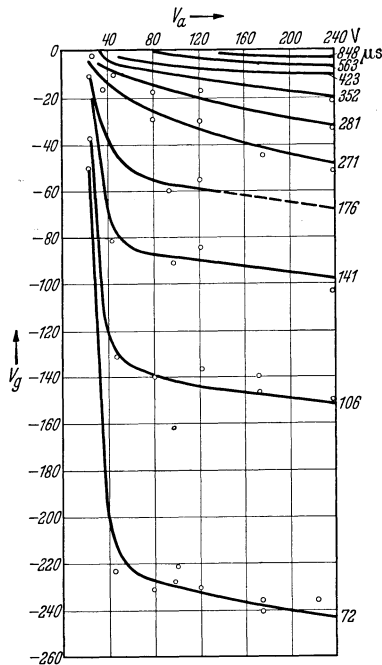


Abb. 25. Wanderung der Steuercharakteristik während der Entionisierung. Die in Mikrosekunden angeschriebenen Zeiten bedeuten die Zeit, die seit dem Erlöschen der Entladung verstrichen ist.

des Anodenstromes unter Umständen eine beträchtliche Leistung im Entladungsgefäß in Wärme umgesetzt wird, z. B. bei halber Drosselung ungefähr ein Viertel der Leistung, die durch das voll geöffnete Rohr fließen würde (bei OHM'schem Verbraucher im Anodenkreis) (Abb. 24). Bei den Tausenden von Kilowatt, die bei Großgleichrichtern eine Rolle spielen, sind das noch so beträchtliche Leistungen, daß ihre Abführung durch Kühlmittel außerordentliche Aufwendungen erfordern würde. Soweit man es bisher absehen kann, wird daher — außer in Spezialfällen — die Beeinflussung des brennenden Bogens durch die Langmuirschichten nur insoweit praktische Bedeutung erlangen, als sie zur momentanen Abdrosselung des brennenden Bogens Verwendung findet. Praktisch kann man eine derartige Erlöschung des brennenden Bogens dadurch bewerkstelligen, daß man einen entsprechend aufgeladenen Kondensator mit seinem negativen Pol ans Gitter und mit seinem positiven Pol an die Kathode anlegt.

Entionisierung. Eine sehr wesentliche Frage ist nun die noch, wie sich das Steuergitter in den Zeiten verhält, in welchen im Gefäß keine Entladung brennt, beim Einphasengleichrichter also während der negativen Halbperiode des Wechselstromes. In diesen Zeiten sind mindestens zu Anfang noch unter Umständen beträchtliche Ladungsträgermengen als Reste der eben erloschenen Entladung vorhanden, die durch die Potentiale der Elektroden angezogen bzw. abgestoßen und über die Elektroden abgeführt werden. Man nennt diesen Vorgang den Vorgang der *Entionisierung*. So lange dieser Vorgang noch nicht zu seinem sehr wesentlichen Teil abgelaufen ist, wird das Gitter noch zu einem merklichen Grade von Langmuirschichten umgeben sein, die die Wirksamkeit

des Gitterpotentials auf die Entladungsfläche mehr oder weniger beeinträchtigen. Diese Beeinträchtigung wirkt sich dahin aus, daß die Steuercharakteristik um so mehr ins Negative verschoben erscheint, je größere Ladungsträgerreste vorhanden sind. In dem Maße, in welchem diese abgebaut werden, rückt die Charakteristik auf ihren ordnungsgemäßen Platz (Abb. 25). Hieraus ersieht man die Wichtigkeit der Überwachung des Entionisierungsvorganges; denn eine wirkliche genaue Steuerung des Entladungsgefäßes kann nur dann in Frage kommen, wenn die Charakteristik wenigstens einigermaßen auf ihren ordnungsgemäßen Platz zurückgekehrt ist.

Einfluß der Temperatur auf die Steuerung. Wir haben oben davon gesprochen, daß ein Nachteil der Glühkathodengefäße mit Quecksilberdampf darin besteht, daß diese Gefäße noch eine gewisse *Abhängigkeit*

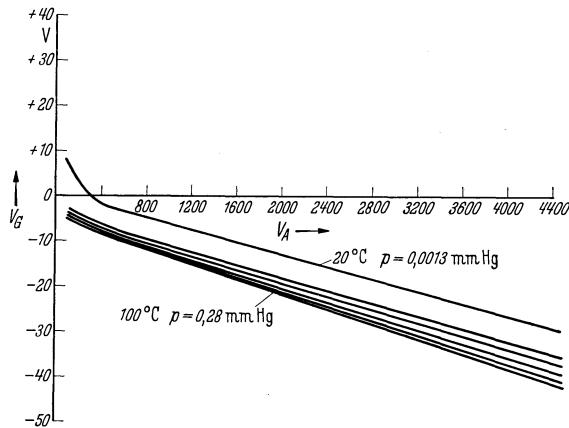


Abb. 26. Druck-(Temperatur-)Abhängigkeit einer Steuercharakteristik.

von der Temperatur ausweisen. Bei den Gefäßen ohne Steuergitter wirkt sich dies nur dahin aus, daß Brennspannung und Zündspannung schwanken. Bei den Gefäßen mit Steuergitter kommt hierzu aber noch die Tatsache, daß auch die Charakteristik schwankt, und zwar wandert sie, je höher die Quecksilbertemperatur wird, zunächst zu negativen Werten (Abb. 26). Diese Abwanderung der Charakteristik ist zwar nicht sehr groß, sie kann aber doch bei sehr hohen Anforderungen an die Steuerung erheblich stören. Man umgeht diese Schwierigkeit, indem man statt Quecksilberdampf ein Edelgas benutzt.

Entladungsgefäße mit mehreren Steuergittern. Es gibt aber auch noch einen anderen Weg, dieser Schwierigkeit zu begegnen: *Man nimmt statt eines Steuergitters mehrere, meist zwei.* In diesem Falle wird dann das eine Gitter zur Konstanthaltung der Charakteristik verwendet, während über das andere Gitter die Steuerung besorgt wird. Solche

Doppelgittergefäße kann man in Gestalt der sog. Schirmgitterröhren zu einer erstaunlichen Empfindlichkeit bringen.

Verwendungsgebiete der Entladungsgefäße mit Steuergitter. Wenn man eine sehr präzise Steuerung benötigt, wird man wohl immer zu Glühkathodengefäßen greifen müssen. Man ist jedoch heute schon in der Lage, auch Eisengleichrichter für sehr hohe Leistungen erstaunlich genau zu steuern, indem man die Steuerkreise entsprechend entwickelt hat. Der Glasgleichrichter steht dem Eisengleichrichter an Steuerbarkeit nach. Jedoch ist auch er, wie sämtliche bisher erwähnten Gefäße, noch vielseitig verwendbar. Lediglich das Ignitron ist vorläufig noch auf spezielle Verwendungszwecke beschränkt. Sein Hauptanwendungsgebiet dürfte heute im Stromrichtteil moderner Schweißmaschinen liegen.

Die Leistungssteuerung in den eingangs erwähnten Gleichrichtern, Wechselrichtern und Umrichtern kann mit Hilfe von Phasenschiebern von Hand geschehen. Sie kann aber auch rein elektrisch geschehen, indem man eine passende zusätzliche Gitterspannung an einem rein elektrisch arbeitenden Gliede erzeugt. Man kann z. B. in den Gitterkreis ein Widerstandsthermometer, eine Photozelle oder ähnliches einbauen. Man kann ferner die Spannung z. B. an einem Shunt im Hauptstromkreis erzeugen und dem Gitter zuführen und hat dann eine belastungsabhängige Regulierung, die den Stromrichter z. B. vor Überlast schützt oder sogar vor Kurzschlüssen. Im Laufe der Jahre hat man eine Fülle von Aufgaben aus der Relais- und der Steuertechnik auf diese Weise mit Hilfe von gittergesteuerten Stromrichtern zu lösen verstanden, welche hier auch nur aufzuzählen viel zu weit führen würde. Zum Schlusse sei nur noch auf eine interessante Anordnung eingegangen, auf das Lichtblitzstroboskop.

Zur Betrachtung periodisch verlaufender Vorgänge kann man so verfahren, daß man den Gegenstand immer in einem bestimmten Phasenpunkte seiner periodischen Bewegung durch einen kurzen Lichtblitz beleuchtet. Dann sieht man den bewegten Gegenstand in der betreffenden Bewegungsphase feststehen. Nun könnte man hierzu so vorgehen, daß man eine hinreichend intensive Gasentladungslampe mit einem Gitter ausrüstet und mit dessen Hilfe die Lichtblitze steuert. Für hohe Lichtintensitäten, die man ja benötigt, wenn man den Wert des Verfahrens voll ausnutzen will, würde man nun daran scheitern, daß in Gasentladungslampen hohe Lichtstärken nur dann erzeugt werden können, wenn in ihnen ein sehr hoher Druck herrscht. Dann würde aber die Entionisierbarkeit der Lampe so schlecht sein, daß die exakte Steuerung, die das Verfahren begrifflicherweise erfordert, schlechterdings unmöglich wäre. So sieht man sich gezwungen, vor die Lampe noch ein Steuergefäß zu legen, welches einen geringen Dampfdruck und eine geringe Stromdichte aufweist und infolgedessen sehr exakt steuerbar ist, ganz im Gegensatz zur Lampe, die zur Erzeugung großer Lichtstärke

eine hohe Dampfdichte aufweist und zur Erzeugung hoher Leuchtdichte eine beträchtliche Stromdichte besitzt. In Abb. 27 ist eine derartige Anordnung schematisch dargestellt. Der Kondensator wird über Drossel oder Widerstand aufgeladen und entlädt sich über Lampe und Steuerkolben jeweils in dem Moment, in welchem die Gittersteuerung dies

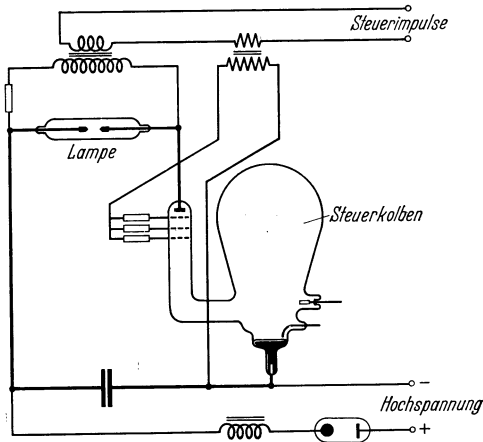


Abb. 27. Grundsaltung des Stroboskops.

gestattet. Lichtblitze von einer Stärke von 1 Million HK und einer Dauer von 10^{-5} bis 10^{-6} s und einer Frequenz von einigen tausend Hz erzeugt durch Stromstöße bis zu 10000 A im Scheitelwert, machen heute keine Schwierigkeiten mehr.

XI. Abbildungsgeräte.

Von

E. RUSKA.

Lichtoptische Abbildungen kommen einerseits zustande durch Lichtquellen bzw. beleuchtete Gegenstände, andererseits durch abbildende Systeme (Linsen, Spiegel) und durch Bildträger (Mattscheibe, Photoschicht, Netzhaut des Auges). Die gleichen grundsätzlichen Elemente braucht man zum Betrieb elektronischer Abbildungsgeräte (vgl. Vortrag VII): Elektronenquellen, Elektronenlinsen und zur Bildwiedergabe Leuchtschirme und photographische Schichten, da Elektronenstrahlen für das Auge unmittelbar nicht wahrnehmbar sind. Wie bei den Abbildungsgeräten der Lichtoptik ist das Bild meist Endzweck. Mit diesen Abbildungsgeräten im engeren Sinn wollen wir uns hier beschäftigen. — In einigen Fällen ist das Bild nur Mittel zum Zweck (Schreibfleck der BRAUNschen Oszillographenröhre analog dem Lichtzeiger eines Meßinstrumentes). Solche Geräte sollen hier nicht behandelt werden. — Durch die Umwandelbarkeit eines Lichtstrahlenganges in einen Elektronenstrahlengang (Photokathode) und die Zurückverwandlung in einen Lichtstrahlengang (Leuchtschirm) kann das elektronische Abbildungsgerät in einen Lichtstrahlengang eingeschaltet werden (Bildwandler). Meist aber beginnt der Strahlengang an einer Elektronenquelle, und es erfolgt nur die Vermittlung des Elektronenbildes an das Auge über einen Leuchtschirm (Elektronenmikroskop).

Die Nachteile elektronischer Abbildungsgeräte liegen in einer doppelten Bindung der Elektronenstrahlen an Vakuum und elektrische Spannung, durch die erst der geradlinige Verlauf und eine genügende Intensität der Strahlen gegeben ist. Elektronenstrahlen sind daher viel seltener als Lichtstrahlen und verlangen in jedem Fall „künstliche Lichtquellen“ (Glüh- und Photokathoden).

Die Vorteile elektronischer Abbildungsgeräte liegen

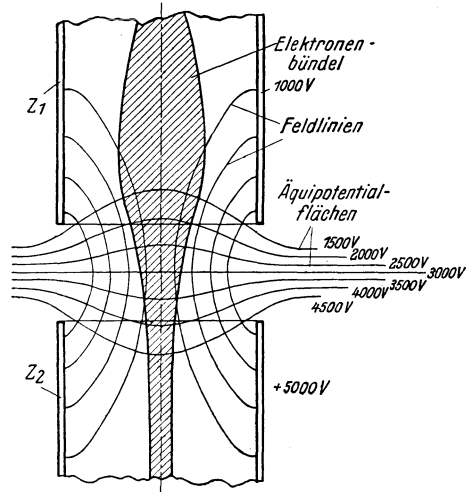
1. in der Verwendung von Elektronen schlechthin (Emissionsmikroskope),
2. in der Möglichkeit, dem Strahl Energie zuzuführen, d. h. die Wellenlänge zu verkleinern (Bildwandler),
3. in der trägheitslosen Ablenkbarkeit der Strahlengänge (Bildfänger) und
4. in der kleinen Wellenlänge der Strahlung (Durchstrahlungsmikroskope).

1. Linsen der elektronischen Abbildungsgeräte.

Die Linsen der Elektronenoptik bestehen aus drehsymmetrischen, elektrischen oder magnetischen Feldern, die durch zum Strahl gleichachsige, gegeneinander unter Spannung stehende Lochscheiben oder Zylinder („Lochelektroden“) bzw. durch zum Strahl gleichachsige stromdurchflossene Spulen („Magnetspulen“) erzeugt werden. Den mathematischen Beweis für die Linsenwirkung solcher Felder konnte H. BUSCH [26] in allgemeiner Form bringen. Elektrische Linsen werden gerne in den Fällen verwendet, wo von einer kleinen Fläche Elektronen langsam austreten und ohnehin beschleunigt werden müssen. Das Beschleunigungsfeld wird drehsymmetrisch ausgebildet, derart, daß linsenartige Potentialflächen entstehen, wie wir es bei dem von H. JOHANSSON [21, 70] angegebenen Immersionsobjektiv des elektrischen Emissionsmikroskopes (vgl. die spätere Abb. 9) finden.

Abb. 1 zeigt ein weiteres Beispiel einer *elektrischen Linse*, die aus zwei Hohlzylindern besteht. Diese von ZWORYKIN [138] stammende Anordnung wird heute in fast allen elektrisch fokussierten BRAUNschen Röhren als Hauptlinse verwendet. Der obere Zylinder hat Anodenpotential, also

z. B. 1000 V, der untere + 5000 V. Durch die Anordnung fällt von oben her ein divergentes Elektronenbündel, das von einer gegen die Anode negativen Kathode (Potential 0 V) ausgeht. Da die Elektronen in Richtung der auf die positive Elektrode gerichteten Feldstärke beschleunigt werden, und diese Feldlinien in der oberen Hälfte der Linse auf die Achse zu gerichtet sind, findet hier eine Zusammendrängung des Bündels, eine Sammlung statt. In der unteren Hälfte der Linse sind die Feldlinien zwar nach außen gerichtet, so daß hier eine Rückkrümmung der Elektronenbahnen nach außen eintritt, aber die Elektronen sind infolge der durchlaufenen Spannung zwischen den Zylindern inzwischen mindestens um 2000 V, nach Durchtritt durch die Linse sogar um 4000 V schneller geworden, so daß sie jetzt „steifer“, d. h. weniger leicht beeinflussbar sind. Daher ist die Krümmung von der Achse weg geringer als vorher die zur Achse hin gerichtete Krümmung



Z_1, Z_2 gleichachsige Zylinder
mit verschiedenen Potentialen

Abb. 1. Elektrische Beschleunigungslinse.
(Nach ZWORYKIN 1933.)

war, d. h. die Elektronen des Bündels werden in der Linse im ganzen gesammelt und gleichzeitig um die Linsenspannung beschleunigt. Das Gebiet höherer Elektronengeschwindigkeiten entspricht dem optisch dichteren Stoff und besitzt daher die höhere Brechungszahl.

Bei anderen elektrischen Linsen sind drei Lochelektroden hintereinander angeordnet, von denen die beiden äußeren miteinander elektrisch verbunden sind, während die mittlere eine gegen diese positive oder negative Spannung erhält. In beiden Fällen ergibt sich eine Sammellinse, ohne daß die Elektronen nach Durchtritt durch die Linse

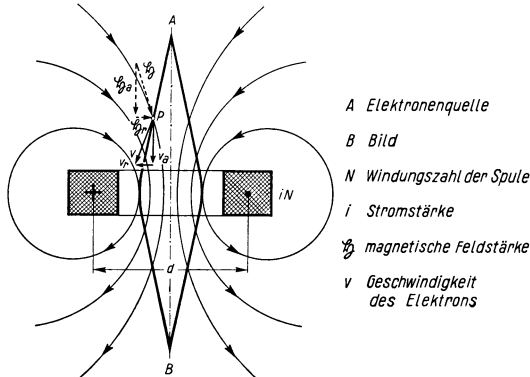


Abb. 2. Magnetische Linse. (Spulenform nach RANKIN 1905.)

eine andere Geschwindigkeit haben als beim Eintritt in die Linse. Innerhalb der Linse ändern allerdings die Elektronen ihre Geschwindigkeit vorübergehend.

Bei den elektrischen Linsen entsteht wie bei optischen Linsen ein umgekehrtes Bild. Sowohl bei der Beschleunigungslinse („Immersionlinse“) als auch bei der spannungs-

symmetrischen Linse („Einzellinse“) können auch mehr als 2 oder 3 Elektroden vorhanden sein.

Magnetische Linsen verwendet man meist da, wo optische Wirkungen auf Elektronen hoher Geschwindigkeit erzielt werden sollen (Hauptlinse der Röhren von Hochleistungsoszillographen und Fernsehprojektionsempfängern sowie Objektive der magnetischen Durchstrahlungsmikroskope) oder da, wo eine leichte Verstellbarkeit der Linsen von außen erwünscht ist (Linsen des magnetischen Emissionsmikroskops). In Abb. 2 ist die Wirkungsweise einer *magnetischen Linse* am Feldbild einer *kurzen* Magnetspule dargestellt, wie sie zur Strahlbündelung einer BRAUNschen Röhre zuerst RANKIN [116] anwendete. Durch die Spule mit dem mittleren Windungsdurchmesser d und der Windungszahl N fließt der Strom I , so daß man die Durchflutung IN erhält. Da der Strom im rechten Wicklungsquerschnitt aus der Zeichenebene heraustritt, ist die Richtung der magnetischen Feldstärke innerhalb der Spule nach der Korkzieherregel nach unten gerichtet. Durch die Spule fällt von der Elektronenquelle A her ein divergentes Bündel von Elektronen mit der Geschwindigkeit v . In dem Punkt P tritt folgende Wechselwirkung zwischen den bewegten Elektronen und der Feldstärke S ein: die axiale Teilgeschwindigkeit v_a steht auf der radialen Teilfeld-

stärke \mathfrak{H}_r senkrecht. Auf das Elektron wirkt dann eine ablenkende Kraft in die Zeichenebene hinein. Eine im gleichen Sinn ablenkende Wirkung ergibt die radiale Teilfeldstärke \mathfrak{H}_a . Die so neu entstehende tangential Teilgeschwindigkeit v_t steht auf der Gesamtfeldstärke \mathfrak{H} senkrecht und ergibt mit \mathfrak{H}_a eine zur Achse gerichtete ablenkende Kraft und entsprechende Bahnkrümmung. In der unteren Hälfte der Linse wird die in der oberen Linsen­hälfte angewachsene Tangentialgeschwindigkeit wieder allmählich zu Null abgebremst. Durch die innerhalb des Spulenfeldes erst ansteigenden, dann abklingenden Bahnkrümmungen zur Achse kann das Bündel im „Bild“ B der Strahlenquelle wieder zusammengefaßt werden; es ist aber beim Durchgang durch die Linse gegenüber der sonst bei der reellen Abbildung auftretenden umgekehrten Lage verdreht worden, und zwar infolge der tangential zurückgelegten Elektronenwege. Magnetspulen sind unabhängig von der Richtung

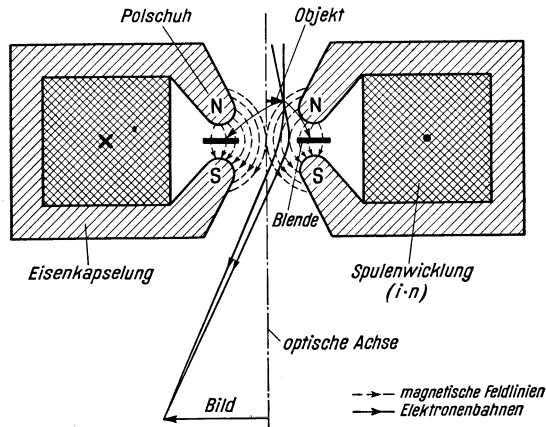


Abb. 3. Magnetische Polschuhlinse.
(Nach V. BORRIES und E. RUSKA 1932.)

der Stromdurchflutung Sammellinsen, dagegen ändert sich der Richtungssinn der Bildverdrehung mit der Richtung des Spulenstromes. Bei magnetischen Linsen erfahren die Elektronen im Gegensatz zu elektrischen Linsen natürlich auch innerhalb der Linse keine Geschwindigkeitsänderung. Die Brennweite f (in cm) der Spule ist für den Fall, daß die Feldlänge klein gegen die Brennweite ist, mit den Bezeichnungen von Abb. 2 und der Beschleunigungsspannung U (in Volt) gegeben zu [115]

$$f = 48,4 \frac{U}{I^2} \cdot \frac{d}{N^2} \cdot f_s^2 \tag{5}$$

In der Gleichung bedeutet f_s einen Spulenformbeiwert, der berücksichtigt, daß der Strom in einem ausgedehnten Querschnitt und nicht in einer einzigen Stromlinie vom Durchmesser d fließt. Bei Spulen, bei denen die axiale Ausdehnung (Höhe) des Wickelquerschnittes weder sehr groß noch sehr klein gegen die radiale (Breite) ist, ist $f_s \approx 1,1$, und zwar auch noch dann, wenn der freie Innendurchmesser der Spule nur noch klein gegen den Außendurchmesser ist. Den genauen Wert von f_s kann man für jede Querschnittsform durch graphische Integration bestimmen.

Panzert man nach E. RUSKA [115] die Magnetspule mit magnetisch gut leitendem Werkstoff bis auf einen kleinen inneren Spalt, der in der Mitte oder auch an einer Seite liegen kann, so wirken die Ränder des Spaltes, zwischen denen die ganze magnetische Spannung liegt, ungefähr so, als wenn der Strom in einer einzigen Stromlinie von etwa dem Spaltdurchmesser flösse. Dieser ist daher in die Formel für die Brennweite einzusetzen; da er gegenüber dem mittleren Windungsdurchmesser wesentlich kleiner gehalten werden kann, spart man für eine geforderte Brennweite an Stromwindungen. Verjüngt man die Ränder nach v. BORRIES und E. RUSKA [11, 114] polschuhartig bis auf einen lichten Durchmesser und auf einen Abstand von wenigen Millimetern, so erhält man magnetische Mikroskopobjektive von etwa 1 mm Brennweite selbst für Strahlen von 80 ekV Energie (Abb. 3).

Elektrische wie magnetische Linsen haben genau wie optische Linsen die Eigenschaft, *Strahlenbündel*, die von Achsenpunkten oder auch von außerhalb der Achse gelegenen Punkten ausgehen, auf der anderen Seite der Linse in entsprechenden Bildpunkten wieder zu vereinigen. Dabei sind die Elektronenlinsen in ähnlicher Weise mit Fehlern behaftet.

Die Abbildungsgesetze der geometrischen Optik über Abbildungsmaßstab, Ding-, Bild- und Brennweiten, Öffnungsverhältnisse und Hauptebenen sind auch in der Elektronenoptik gültig.

2. Bildwandler.

Beim Bildwandler entwirft man durch eine Lichtlinse ein reelles optisches Bild des Gegenstandes auf einer Photokathode (Vortrag III). Die von der Photokathode ausgehenden Elektronen unterwirft man einer Beschleunigung und Sammlung, so daß ein an der Stelle des entstehenden Elektronenbildes befindlicher Leuchtschirm das Elektronenbild der belichteten Photokathode „sichtbar“ ausstrahlt. Die ersten derartigen Bilder erhielten, allerdings noch ohne Elektronenbündelung, HOLST und Mitarbeiter [68]. Die für eine gute Bildwiedergabe notwendige Elektronenbündelung erzielte SCHAFFERNICHT [118] mittels einer Magnetspule und gekrümmter Kathode. Eine damit erzielte Abbildung zeigt Abb. 4. Wenig später gelang es HEIMANN [59], die gleiche Wirkung bei ebener, durchsichtiger Photokathode zu erreichen, was lichtoptisch vorteilhaft ist, da dann auch bei großem Öffnungsverhältnis der Lichtlinse deren Abbildung fehlerfrei wird. Die elektrostatische Abbildung hat sich beim Bildwandler ebenfalls gut bewährt. Während ZWORYKIN [139] mit gekrümmter Kathode und 8 weiteren Ring-Elektroden arbeitete, erreichte SCHAFFERNICHT [119] gute Abbildungen mit gekrümmter Kathode und einer Anode. Abb. 5 zeigt ein neues System von HEIMANN [60] mit ebener Kathode und zwei Beschleunigungsanoden, die jedoch

bei geeigneter Dimensionierung kurz geschlossen werden können, so daß wir es ebenfalls mit einer Zweielektrodenanordnung zu tun haben. Dieses letzte System wurde für den Elektronenstrahlbildzerleger entwickelt.

Bildwandler sollen zur Erzeugung sichtbarer, hinreichend heller Bilder von Gegenständen dienen, die man mittelsichtbarer Strahlung nicht sehen kann (Dunst, Dunkelheit), oder die man bei infraroter oder ultravioletter Beleuchtung sehen will (mikroskopische Objekte). Je nach der nachzuweisenden Strahlungsart kann die Empfindlichkeit der Photokathode

innerhalb gewisser Grenzen für das betreffende Wellenlängengebiet angehoben werden. Die Infrarotgrenze der Empfindlichkeit liegt bei $1,2 \mu$ und entspricht etwa der Grenzempfindlichkeit der Ultrarotplatten.

Die Bildwandler bieten gegenüber der photographischen Platte den Vorteil der unmittelbaren Beobachtbarkeit veränderlicher Bilder. Eine weitere Anwendung ist die Übersetzung infraroter oder ultravioletter Spektren in sichtbare Bereiche, wobei allerdings bei quantitativer Auswertung dieser Spektren der Gang der Photoempfindlichkeit mit der auffallenden Wellenlänge zu berücksichtigen ist. Ferner ist es möglich, mittels der von einem Körper ausgehenden Wärmestrahlung die Temperaturverteilung eines Gegenstandes im Bildwandler abzubilden, soweit diese Temperaturen über 350°C liegen.

Schließlich erhält man die wegen der trägheitsfreien Ablenkbarkeit vorteilhafte Umwandlung in einen Elektronenstrahlengang, welche die Fernsendung solcher Bilder ermöglicht.



Abb. 4. Elektronenbild des Bildwandler mit gekrümmter Kathode und magnetischer Linse. (Nach SCHAFFERNICHT 1934.)

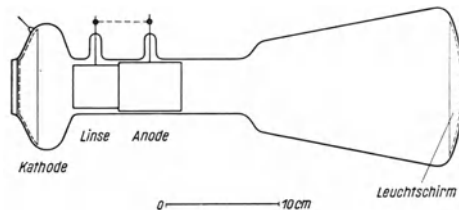


Abb. 5. Bildwandler mit ebener Kathode und elektrischer Linse (Anordnung mit 2 bzw. 3 Elektroden). (Nach HEIMANN 1936.)

3. Fernsehsenderöhren.

Bei der BRAUNschen Röhre mit ihren Anwendungen als Oszillographen- und Bildschreibröhre wird zwar die Kathode mittels einer Elektronenlinse schwach vergrößert auf dem Leuchtschirm abgebildet, dieses „Bild“ soll aber nur als Leuchtpunkt ohne den Wunsch nach Bildeinzelheiten erzielt werden. Während also die Fernsehempfangsröhre aus der Betrachtung ausscheiden muß, sollen die Fernsehsenderöhren insoweit behandelt werden, als in ihnen ausgedehnte Elektronenbilder entstehen.

Die neuesten Bildsenderöhren verwandeln über eine Bildwandlerstufe das optische Bild des zu sendenden Gegenstandes (Filmbild, Bühnenbild, Freilichtszene), das „Sendebild“, in ein Elektronenbild und zerlegen es nacheinander in so viele Bildpunkte, wie für die Übertragung vorgesehen sind. Dabei werden die Helligkeitswerte in zeitlich aufeinanderfolgende Stromwerte umgesetzt, die den Helligkeitswerten entsprechen („Abtastverfahren“). Der eigentlich zerlegende bzw. abtastende Teil ist eine ruhende Elektronenblende im bewegten Bildbündel bzw. ein über das ruhende Elektronenbild bewegter Elektronenstrahl. Diese Anordnungen arbeiten trägheitsfrei, während die nur mit lichteoptischen Strahlengängen betriebenen Bildsender beim Abtasten mechanische Teile (Blenden, Spiegel) und damit Massen bewegen müssen, weil sich Lichtstrahlen nur so ablenken lassen.

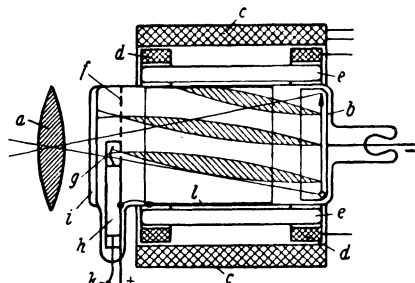


Abb. 6. Schema des Elektronenblendenabtasters.
(Nach FARNSWORTH 1930.)

Elektronenblendenabtaster von FARNSWORTH [36]. Der grundsätzliche Aufbau des Elektronenblendenabtasters ist in Abb. 6 dargestellt. Auf einer ebenen, ausgedehnten, photoelektrisch wirksamen Fläche b , der Photokathode, wird mittels einer Lichtlinse a durch die Planglasscheibe i das Bild des hierdurch zu übertragenden Vorganges entworfen. An den belichteten Stellen werden nach Maßgabe der Helligkeit Elektronen ausgelöst, die durch das von der röhrenförmigen Anode l her angreifende elektrische Feld beschleunigt werden. Über die ganze Länge der Röhre erstreckt sich ein von einer gleichachsigen röhrenförmigen oder ringförmigen Spule c erzeugtes magnetisches Längsfeld, das alle von einem Punkt der Photokathode ausgehenden Elektronen in einem entsprechenden Bildpunkt in der Elektronenbildebene f vereinigt. Dort entsteht ein elektronenoptisches Bild der belichteten Photokathode (Bildwandlerbild) etwa im Maßstab 1:1, dessen Stromdichte der Helligkeitsverteilung des Sendebildes entspricht. Seitlich um die Röhre sind zueinander senkrecht-

stehende Ablenkspulen d , e angeordnet, die von Kippströmen durchflossen werden und das Elektronenbündel in Zeilen- und Bildrichtung nach beiden Seiten jeweils um die halbe Bildabmessung auslenken. Dabei werden 50mal in der Sekunde sämtliche Punkte des Bildes zeilenrastermäßig (mit Zeilensprung) über der in der Mitte der Elektronenbildebene fest angeordneten kleinen Öffnung von Bildpunktgröße, der „Abtastblende“, vorübergeführt. Die jeweils durch die Blende fallenden Elektronen treffen auf einen von der Blende getrennten Auffänger g und werden noch innerhalb der Röhre durch Auslösung von Sekundärelektronen verstärkt und schließlich endgültig von der „Signalelektrode“ h nach außen abgeleitet. Bei einer neueren Ausführung (Abb. 7) erfolgt diese Verstärkung nach dem Prinzip der hintereinander in den Strahlengang gestellten Prallnetze steigenden Potentials, das von WEISS [132, 133] für Photozellen angegeben und vom Verfasser zusammen mit E. HENTSCHEL für den Elektronenblendenabtaster durchgebildet wurde. Die so zustande kommenden „Bildströme“ werden über einen gewöhnlichen Verstärker dem Sender zugeführt.

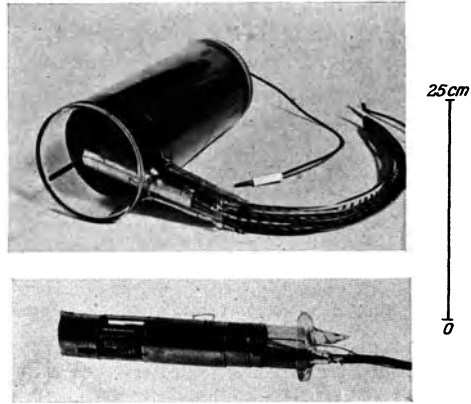


Abb. 7. Elektronenblendenabtaster der Fernseh-AG. 1936—1938.

Die Vorrichtung zum Ausblenden und Verstärken der Elektronen, die „Verstärkersonde“, muß kleingehalten werden, um den Lichtstrom nicht unnötig zu schwächen. Eine Schattenwirkung der Verstärkersonde auf die Photokathode wird dadurch vermieden, daß die Lichtlinse große Öffnung hat und in der Nähe der Sonde angeordnet ist.

Es ist auch möglich, die Photokathode halb lichtdurchlässig zu machen und die Elektronen auf der der Belichtung abgewandten Seite austreten zu lassen. Hierbei fällt das Licht von der dem Ablenkraum abgewandten Seite ein, d. h. nicht durch die Röhrenlänge hindurch. Man gewinnt dabei den Vorteil einer größeren Lichtstärke, weil der Lichtstrom nicht mehr durch die Verstärkersonde geschwächt wird. Außerdem liegen weniger Beschränkungen in der Wahl der Linse und im Bau des Sekundärverstärkers vor.

Elektronenstrahlabtaster mit Bildwandlerstufe [60]. Auch bei der modernen Weiterbildung der von ZWORYKIN angegebenen und „Ikonooskop“ genannten Bildsenderöhre mit Speicherung wird eine Bildwandlerstufe benutzt (Superikonoskop, Abb. 8). Das entstehende Elektronenbild der Photokathode fällt auf eine auf einer isolierenden Unterlage (Glimmerfolie) aufgebrachte sekundäremittierende Schicht. Diese Schicht

ist mosaikartig aufgeteilt, und zwar feiner als es der Bildpunktzahl entspricht. Auf der Rückseite der Glimmerfolie befindet sich ein leitender Metallbelag (Signalelektrode), so daß jedes der voneinander isolierten Mosaikteilchen mit dem Metallbelag einen kleinen Kondensator bildet.

Von einem in einem seitlichen Ansatz angebrachten Elektronenstrahler geht nun ein feiner Elektronenstrahl aus, der durch ein Sammelfeld gebündelt wird, so daß das Elektronenbild der Kathode in der Größe eines Bildpunktes auf der Mosaikfläche entsteht. Durch die Querablenkung wird der Strahl in zwei zueinander senkrechten Richtungen abgelenkt und tastet dabei die Mosaikelektrode zeilenmäßig ab. Dabei werden aus jedem Element mehr Elektronen infolge Sekundärauslösung

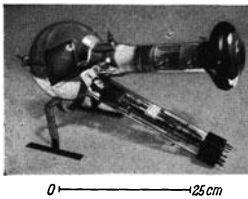
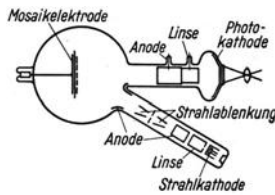


Abb. 8. Elektronenstrahlabtaster mit Bildwandlerstufe (Superikonoskop). (Ausführung nach HEIMANN 1938.)



austreten als durch den Strahl darauf gebracht werden. Infolgedessen wird jedes Element so positiv werden, daß gerade noch ebensoviel Sekundärelektronen gegen das Bremsfeld anlaufen, d. h. das Element verlassen können, wie aus

dem Strahl auftreffen. Dieses Ausgleichspotential ist etwa $+3\text{V}$ gegen Absaugelektrode (Anode). Verläßt nun der Strahl das Element, so wird es aus dem vor der Fläche liegenden Raumladungsminimum, weil es positiv, Elektronen einfangen und annähernd Absaugpotential annehmen.

Wenn nun aber aus der Bildwandlerstufe in der Zwischenzeit zwischen zwei Strahlüberfahrungen jedes Mosaikelement von einer der jeweiligen Bildhelligkeit entsprechenden Elektronenzahl getroffen wird, so sendet ein bestrahltes Mosaikteil infolge der Sekundäremission mehr Elektronen aus als es aus der Bildwandlerstufe empfängt, so daß sein Potential bei dem im vorigen Absatz geschilderten Ausgleich weniger schnell und auf einen nicht so negativen Wert absinkt. Dadurch bildet sich auf der Mosaikfläche ein Potentialgebirge, dessen positive Spitzen hellen Bildstellen entsprechen.

Überfährt nun der Strahl dieses Gebirge, so wird er jedes Element wieder auf $+3\text{V}$ über die höchsten Spitzen hinaus anheben. Dadurch entsteht in den Mosaikkondensatoren je nach dem Belichtungszustand und dem zugehörigen Potentialzustand des betreffenden Elements ein entsprechender Potentialsprung, der von der Signalelektrode abgenommen, verstärkt und dem Sender zur Modulation der Trägerwelle zugeführt wird. Die hier benutzte Erklärung der Wirkungsweise der Ikonoskope ist von HEIMANN [60] gegeben.

Der bestechende Vorteil der Ikonoskope ist es, daß zum Erzeugen des Signals nicht nur die während einer Bildpunktzeit anfallende Licht-

energie zur Verfügung steht, sondern über eine gewisse Dauer (etwa 5 bis 10% der Bildzeit, also 8000 bis 17000 Bildpunkzeiten lang) gespeichert werden kann. Andererseits fallen beim Elektronenblendenabtaster die Bildströme in Form freier Elektronen an, die man mit Sekundärverstärkern außerordentlich verstärken kann, während bei den Ikonoskopen die Signalplatte nur dielektrische Verschiebungsströme abgibt.

4. Elektronenmikroskope.

Der Begriff Elektronenmikroskop ist bereits zu einer übergeordneten Bezeichnung für eine Reihe von vergrößernden elektronenoptischen Abbildungsgeräten geworden. Die erste Gruppe dieser Geräte dient der vergrößerten Abbildung solcher Gegenstände, die zu klein sind, um mit den Mitteln der Lichtoptik dargestellt zu werden. Mittels der zweiten Gruppe werden Oberflächen in einem Zustand beobachtet, in dem sie für die lichtoptische Betrachtung keine Kontraste zeigen.

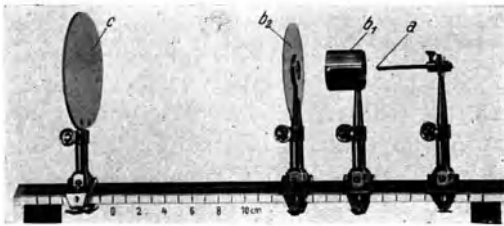
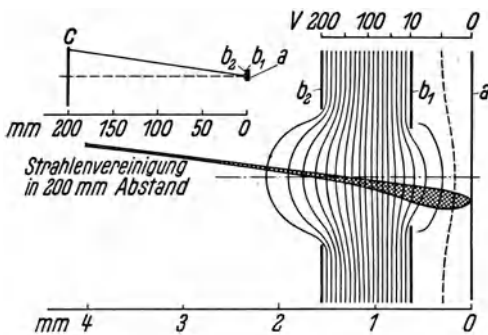
Im ersten Fall werden von schnellen Elektronen durchstrahlbare Objekte entweder mittels vergrößernder Elektronenlinsen abgebildet oder durch eine bewegte Elektronensonde abgerastert oder auch durch eine Zentralprojektion mittels einer ruhenden Elektronensonde abgebildet. Wir wollen diese Gruppe von Geräten Durchstrahlungsmikroskope nennen. Das erste als Elektronenmikroskop bezeichnete Gerät bauten 1931 KNOLL und E. RUSKA [73a, 73b]. Mit dieser Anordnung, die neben einer elektrischen Netzlinse insbesondere magnetische Abbildungslinsen enthielt, wurden sowohl vergrößerte Abbildungen von durchstrahlten Netzen als auch von emittierenden Kathoden erzielt, so daß sie gleichzeitig ein Durchstrahlungs- und ein Emissionsmikroskop war. Unabhängig davon gaben bald darauf BRÜCHE und JOHANNSON [21] das Emissionsmikroskop mit elektrischem Immersionsobjektiv an, das ausschließlich zu Emissionsuntersuchungen von Kathodenoberflächen diente. Nach diesen ersten Arbeiten haben sich für besondere Anwendungszwecke verschiedene Bauarten von Elektronenmikroskopen entwickelt, die nachstehend behandelt und mit ihren Leistungen in der Übersichtstafel 1 zusammengestellt sind.

a) Die Emissionsmikroskope.

Das elektrische Emissionsmikroskop¹ nach E. BRÜCHE und H. JOHANNSON [21] (Abb. 9). Die Anordnung besteht aus einer ebenen, Elektronen aussendenden Glühkathode G , zwei Lochblenden b_1 und b_2 und dem in einiger Entfernung aufgestellten Leuchtschirm S . Die ganze

¹ Das Gerät wurde bei seiner Bekanntgabe von den Autoren als „elektrisches Elektronenmikroskop“ bezeichnet und später von E. BRÜCHE als „elektrisches Mikroskop schlechthin“ definiert. Die Anwendung dieser Definition durch Dritte hat zu wiederholten Mißverständnissen in Arbeiten aus dem Institut der Autoren dieses Geräts geführt. Um diese künftig zu vermeiden, wählen wir den eindeutigeren Ausdruck „elektrisches Emissionsmikroskop“.

Anordnung befindet sich auf einer optischen Bank in einem Glasgefäß äußerst niedrigen Gasdruckes (etwa 10^{-5} mm Hg, Hochvakuum). Die Lochblenden sind gegenüber der Kathode auf bestimmte Potentiale gebracht; sie erzeugen Potentialfelder, die die von einem Punkt der Kathode ausgehenden Strahlen wieder in einem Punkt auf dem Schirm zusammenführen, so daß hier ein umgekehrtes reelles Bild der Kathode entsteht. Die kleinste erzielbare Brennweite solcher Objektivlinsen, die für die erreichbare Vergrößerung maßgebend ist, ist etwa von der



b

Abb. 9 a und b. Elektrisches Immersionsobjektiv nach JOHANNSON (1932) (a) und elektrisches Emissionsmikroskop nach BRÜCHE und JOHANNSON (1932) (b). (a Kathode, b_1 , b_2 Lochblenden, c Leuchtschirm.)

Größe des lichten Lochdurchmessers, z. B. 1 mm. Der Abstand der Scheiben, zwischen denen die volle Beschleunigung liegt, ist gleichfalls etwa von dieser Größe.

Mit Mikroskopen dieser Art sind Untersuchungen über Glühkathoden und kristallographische Untersuchungen durchgeführt worden. In neuerer Zeit aber verwendet man für diese Zwecke meist das magnetische Emissionsmikroskop, weil es einfacher zu handhaben ist und eine weitgehende Variation der Versuchsbedingungen erlaubt.

Das magnetische Emissionsmikroskop nach M.

KNOLL, F. G. HOUTERMANS und W. SCHULZE [73] (Abb. 10). Die Elektronen werden von der zu untersuchenden Oberfläche einer auf beliebige Weise emittierenden Kathode, die zweckmäßig mit einem Schutzring gleichen Potentials umgeben ist, ohne starke Fokussierung beschleunigt. Die Abbildung erfolgt durch ein zusätzliches Magnetfeld und kann zur Erzielung stärkerer Vergrößerungen in zwei Stufen mit einem reellen Zwischenbild vorgenommen werden. Die das Glasrohr umgebenden eisengekapselten Magnetspulen [115] sind allseitig einstellbar und in axialer Richtung verschiebbar. Die Vergrößerung ist durch Verschieben der Spulen mechanisch und durch Verschiebung des Zwischenbildortes elektrisch stetig regelbar. Mit Mikroskopen dieser Art sind Untersuchungen an Glühkathoden, Photokathoden und Sekundär-

kathoden sowie Beobachtungen über Kristallisationsvorgänge an glühenden Metallen bis in die neueste Zeit hinein geführt worden.

Entstehung der Emissionsbilder. Mit den besprochenen beiden Emissionsmikroskopen kann man Oberflächen untersuchen, aus denen Elektronen mit kleiner Geschwindigkeit austreten unter dem Einfluß von Temperaturerhöhung (Glühkathode), von Einstrahlung mit Licht- oder Röntgenstrahlen (Photokathode) oder von Einstrahlung von Korpuskularstrahlen (Sekundärkathode, z. B. kalte Kathode der Gasentladung).

Die Anodenspannung, die etwa zwischen 100 und 1000 V liegt, beschleunigt diese Elektronen und bringt sie auf gleiche Endgeschwindigkeit;

der Elektronenstrahl wird schon während der Beschleunigung oder später vom elektrischen bzw. magnetischen Feld optisch beeinflußt, so daß eine Fokussierung der einzelnen Bündel eintritt und die Emissionsverteilung der Kathode auf einem Leuchtschirm vergrößert abgebildet wird. Gegenstand der Untersuchung kann z. B. eine Glühkathode oder eine mit ultraviolett Licht bestrahlte Zinkoberfläche (Photokathode) mit örtlich verschiedener Emissionsverteilung sein. Der

zu untersuchende Körper kann aber auch mit einer sehr dünnen Schicht von solchen Stoffen überzogen werden, die leicht Glüh- oder Photoelektronen aussenden. Die örtliche Emission ist dann vielfach abhängig von der Struktur der Unterlage, die auf diese Weise abgebildet wird

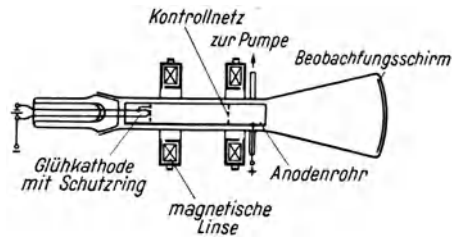
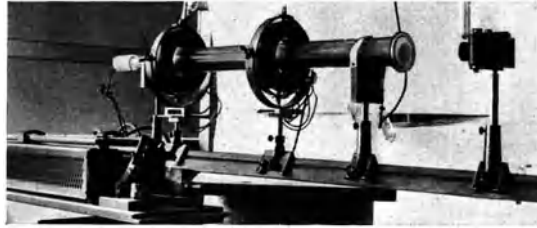


Abb. 10. Magnetisches Emissionsmikroskop nach KNOLL, HOUTERMANS und SCHULZE (1932).

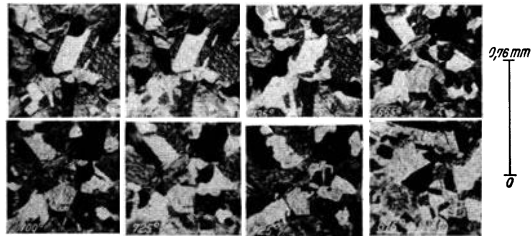
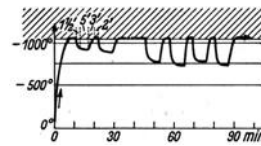


Abb. 11. Wirkung von Temperatursprüngen auf das Kristallgefüge von Eisen. (Nach BRÜCHE und KNECHT [22].) (Aufgenommen mit dem elektrischen Immersionsobjektiv nach JOHANNSON.)

(z. B. Abbildung der Kristallstruktur einer Nickelfläche mittels einer aufgedampften Bariumschicht).

Ergebnisse der Emissionsmikroskopie. Bei der Untersuchung von Glühkathoden konnten die Vorstellungen über Inselbildung und Wanderung des aktiven Materials bestätigt werden. Ein gewisser Mangel bei der Untersuchung von Glühkathoden liegt darin, daß saubere Bilder nur dann erzielt werden, wenn man durch Unterheizung oder sehr starkes Saugfeld die Raumladungsbildung verhindert, also Betriebszustände herstellt, denen Glühkathoden unter praktischen Verhältnissen meist nicht ausgesetzt sind.

Die emissionsmikroskopische Untersuchung von Kristallisationsvorgängen bei Metalloberflächen hat gegenüber den üblichen metallo-

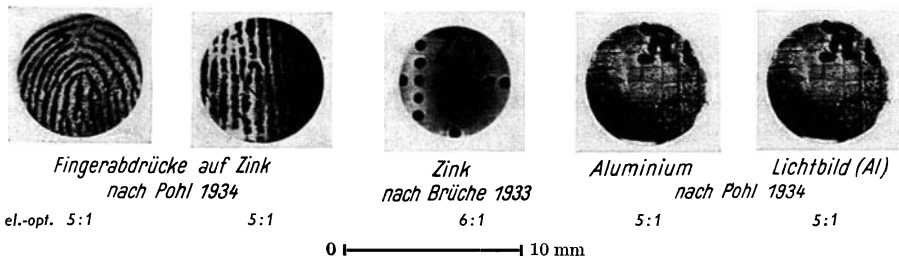


Abb. 12. Wirkung verschiedener Behandlung auf Photokathoden. (Nach BRÜCHE [19] und POHL [97]). (Aufgenommen mit der eisengekapselten Magnetspule von E. RUSKA [115].)

graphischen Verfahren den Vorteil, daß man die Vorgänge bei den Umwandlungstemperaturen selbst verfolgen kann, während das Lichtmikroskop bei den hohen Temperaturen bekanntlich keine Kontraste liefert und die Kristallformen daher nur festgestellt werden können, wenn man die erkalteten Materialien schleift und ätzt. Es konnte gezeigt werden, daß die emissionsmikroskopischen Bilder mit den lichtmikroskopischen Ätzbildern übereinstimmen. Dargestellt wurden auf diese Weise z. B. die Umwandlungen von α -Eisen in γ -Eisen (Abb. 11) und von α -Zirkon in β -Zirkon sowie das Auftreten von Zwillingen bei der Rekristallisation verformten Nickeleisens. Die Emission von verschieden vorbehandelten Photokathoden zeigt Abb. 12.

Die Auflösungen in den bisher veröffentlichten Emissionsbildern sind um über eine Größenordnung geringer als die guter lichtmikroskopischer Aufnahmen. Der beste bisher in einem Einzelfall bekanntgewordene Wert beträgt 3μ . Er wurde mit dem elektrischen Immersionsobjektiv erreicht. Demnach wäre in diesem günstigsten Fall die förderliche Vergrößerung etwa 100.

Das Feldelektronenmikroskop nach ERWIN MÜLLER [90]. Ein sehr spezielles Emissionsmikroskop ist das Feldelektronenmikroskop, welches

Metall-Einkristallspitzen mittels Feldelektronen abbildet. In einem aufs äußerste (10^{-7} mm Hg) evakuierten Glasgefäß ist die abzubildende feine Metalleinkristallspitze von $0,1 \mu$ Krümmungsradius einem Leuchtschirm gegenübergestellt (Abb. 13).

Legt man nun eine Spannung von etwa 10 kV zwischen Leuchtschirm als Anode und Spitze als Kathode, so ergibt sich an der Oberfläche der Spitze eine Feldstärke von etwa $3 \cdot 10^{-7}$ V/cm, welche zur Feldelektronenemission ausreicht. Durch die runde Spitzenoberfläche wird das Kristallgitter des Einkristalls unter verschiedenen Winkeln angeschnitten. Von diesem Winkel ist aber die Emission der Elektronen abhängig, so daß die auf der Oberfläche senkrecht

stehende und überall etwa gleich große Zugfeldstärke an den verschiedenen Stellen zu verschiedener Feldemission führt. Infolgedessen ergeben sich auf dem Leuchtschirm regelmäßig angeordnete dunkle und helle Stellen, da die austretenden Elektronen dem annähernd konzentrischen Felde folgen. Es befindet sich also zwischen Objekt und Bild keine Optik, vielmehr wird in einer Kugelprojektion vom Spitzenmittelpunkt aus das Emissionsvermögen der Spitzenoberfläche auf den Leuchtschirm projiziert. Die entstehenden Bilder (Abb. 14) lassen sich mit den aus anderen Untersuchungen bekannten Kristallgittern in Einklang bringen.

Die Anwendung der Methode ist bisher auf Metalleinkristallspitzen beschränkt, da nur diese so hoch ausgeheizt werden können, daß eine Gasbeladung vermieden wird, die einen erheblichen Einfluß auf das entstehende Bild hat. An solchen Metalleinkristallspitzen lassen sich noch Unregelmäßigkeiten des Aufbaues erkennen, die einen Abstand von $6 \cdot 10^{-6}$ mm haben, was einer förderlichen Vergrößerung von etwa 50000 entspricht.

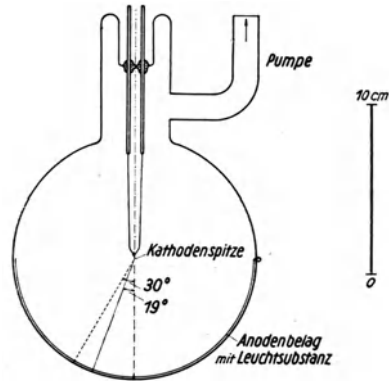


Abb. 13. Feldemissionsmikroskop. (Nach E. MÜLLER 1937.)

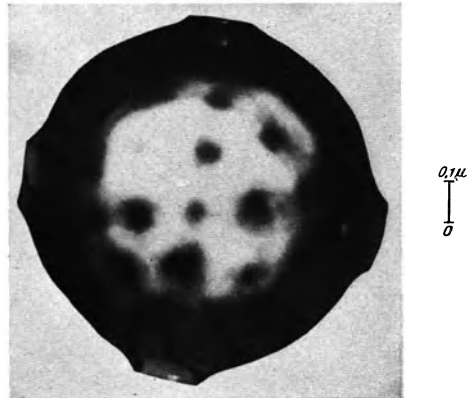


Abb. 14. Feldemissionsbild einer Einkristallspitze aus Wolfram. (Bisher unveröffentlichte Aufnahme von HAEFER 1937.)

b) Die Durchstrahlungsmikroskope.

Das Übermikroskop¹ nach E. RUSKA und B. v. BORRIES [15, 113]. Das Gerät (Abb. 15) arbeitet mit drei magnetischen Linsen entsprechend den drei Linsensätzen des Lichtmikroskops. Von einer Glühkathode fällt der Strahl innerhalb der evakuierten Metallapparatur senkrecht nach unten auf einen Leuchtschirm oder auf die photographische Platte. Zunächst wird der Strahl durch eine dem Kondensator des Mikro-



Abb. 15. Übermikroskop.
(Nach E. RUSKA und v. BORRIES 1938.)

skops entsprechende „Elektronenlinse“, eine eisengekapselte Magnetspule, gesammelt und bestrahlt sodann das Objekt. Die Objekte werden auf eine fein durchbohrte Blende aufgebracht, die mit einem Film von etwa 10^{-5} mm Dicke überspannt ist. Diese Blende wird mittels einer Schleusenvorrichtung in das Übermikroskop eingebracht. Von den Objekten entwirft die „Objektivlinse“, eine Polschuhs-pule, ein reelles, in erster Stufe vergrößertes Bild, das auf einem „Zwischenbildschirm“ der direkten Beobachtung zugänglich gemacht wird. Derjenige Teil des Zwischenbildes, welcher durch ein im Zwischenbildschirm befindliches Loch hindurchtritt, wird durch die „Projektionslinse“, ebenfalls eine Polschuhs-pule, in zweiter Stufe vergrößert und erscheint dann als endgültiges Bild auf dem untersten (zweiten) Leuchtschirm oder auf der photographischen Platte. Am Kopf des Übermikroskops befindet sich zur Isolation der Glühkathode von dem

übrigen geerdeten Teil des Instrumentes ein rohrförmiger Isolator. Unter der Anode befindet sich die Kondenserspule, die allseitig verstellbar ist und damit eine genaue Ausrichtung des Strahles auf das Objekt ermöglicht. Das Objekt kann gegen das Objektiv senkrecht zur optischen Achse während der Beobachtung wie mit dem zentrierbaren Tisch des Lichtmikroskops verschoben werden, und damit kann jeder

¹ Für das mit magnetischen Linsen arbeitende Durchstrahlungsmikroskop, das erste einsatzbereite Gerät hoher Auflösung (Hersteller Siemens & Halske AG.) wurde von seinen Erbauern [15] der Name „Übermikroskop“ aus den vorhandenen Möglichkeiten ausgewählt. Für ähnliche Geräte stehen andere Bezeichnungen, wie z. B. Supermikroskop, Hypermikroskop, Submikroskop zur Verfügung. Wir sahen in unserer Instrumentenbezeichnung nicht eine allgemeine Definition, wie dies von anderer Seite (vgl. Beitrag VII) angestrebt wird.

beliebige Teil des untersuchten Präparates auf den endgültigen Bildschirm gebracht werden. Außerdem kann das Objekt in Richtung der Achse des Instrumentes bewegt werden, was der Wirkung des Grobtriebes beim Lichtmikroskop entspricht. Unter diesem verschiebbaren Oberteil sitzt die Objektivlinse, dann folgt der Tubus mit seitlichen Einblicköffnungen für das Zwischenbild. Das sichtbare Zwischenbild ermöglicht es, das ganze Präparat bei kleiner Vergrößerung zu übersehen. Dadurch kann man einen einmal eingestellten Objektteil sich merken und im Lichtmikroskop leicht wieder finden. Unter dem Zwischenbild befindet sich

die Projektionslinse und der untere Tubus (Projektionstubus), der durch besonders große Einblicköffnungen eine bequeme Betrachtung des endgültigen Bildes gestattet. Nach hinten führt vom Projektionstubus ein weites Rohr zur Hochvakuumpumpe. Den unteren Abschluß des Mikroskops bildet eine Schleuse, durch welche wieder ohne Störung des Vakuums eine photographische Kassette eingebracht, im Vakuum geöffnet und gegen einen Leuchtschirm ausgewechselt werden kann. Die Ströme für die Linsen und die Erreger-

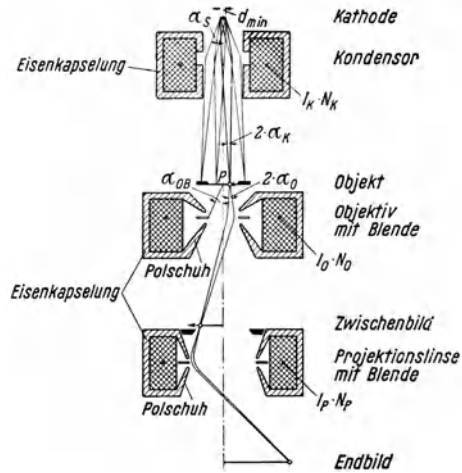


Abb. 16. Strahlengang im Übermikroskop.

anlage für die Hochspannung können von einem Schaltbrett aus während des Mikroskopierens bequem geregelt werden.

Entstehung der Durchstrahlungsbilder [12, 16b]. Jeder Punkt des durchstrahlten Objektes wird von einem aus dem Bestrahlungsapparat austretenden Elektronenbündel getroffen, dessen Apertur bei praktischen Verhältnissen bei 10^{-3} liegt (Abb. 16). Im Objekt wird ein Teil der Elektronen abgestreut, ein anderer behält aber seine Richtung unverändert bei. Je dünner das Objekt, desto größer ist die Zahl der unbeeinflusst durchgehenden Elektronen. Die abgelenkten Strahlen werden um Winkel abgelenkt, die groß sind gegenüber den praktisch verwendeten Objektivblendenaperturen, die zwischen 0,01 und 0,03 liegen. Die ohne Streuung durch das Objekt gehenden Elektronen bilden nun ein vom Objektpunkt ausgehendes Bündel, das etwa die gleiche Apertur wie die des bestrahlenden Bündels, d. h. etwa 0,001, hat. Dieses Bündel beaufschlagt nur einen kleinen Teil der Linsenöffnung, da die Kondensorapertur klein ist gegenüber der Objektivblendenapertur. Für seine Fokussierung kommen demnach nur die dieser

kleinen Linsenöffnung entsprechenden Öffnungsfehler, chromatischen Fehler und Beugungsfehler in Betracht.

Anwendungen. Das Übermikroskop brachte eine wesentliche Erweiterung unseres wichtigsten Sinnes, des Gesichtssinnes. Einer solchen Erweiterung über das Lichtmikroskop hinaus schien durch die Wellenlänge des sichtbaren und ultravioletten Lichtes eine Grenze gesetzt. Man war daher auf mittelbare Verfahren angewiesen, wie Röntgen- und Elektronenbeugungsaufnahmen und auf Geräte, wie Ultrazentrifugen, Ultrafilter und Ultramikroskope, um wenigstens das Vorhandensein, die Größe, Art und Häufigkeit irgendwelcher Teilchen zu bestimmen.

Größenordnung	Abbildungsgeräte und Auflösungsgrenzen $\delta = \frac{\lambda}{2NA} = \frac{\lambda}{2n \sin \alpha}$; $\lambda = \frac{hc}{eU}$ ($\mu\mu = 10^{-6}$) δ = auflösbarer Abstand λ = Wellenlänge der Strahlung NA = numerische Apertur U = Beschleunigungsspannung der Elektronen	Anwendungsgebiete	
		Physik, Chemie	Medizin, Biologie
1mm	Auge ohne Hilfsmittel	Beobachtung von Reaktionsabläufen	Beobachtung der belebten Welt
100 μ	Lupe (um 1000)	Farbenausscheidungen Niederschlagsbildungen Nebel- und Rauchbildungen	Unterscheidung der Tier- und Pflanzenarten u. ihrer Organe
10 μ	Mikroskop (um 1650)	Kleinlebewesen Gewebeaufbau Zellen, Fasern, Nerven	Zellkerne, Chromosomen
1 μ	Ultraviolett- μ -Mikroskop (1929)	Bakterien Virus	Bakterien Virus
100 $\mu\mu$	Übermikroskop (1934)	Niederschlagsteilchen Metalloberflächen Nebel- und Rauchteile Stäube, Kolloide Riesenmoleküle	Ultra-virus Bakteriophagen Virusproteine Blutfarbstoffe
10 $\mu\mu$		Eiweiß organische Moleküle Kristallgitter	Fermente, Hormone Vitamine
1 $\mu\mu$		anorganische Moleküle	
100 $\mu\mu$		Atome	
10 $\mu\mu$		Neurone	

Abb. 17. Abbildungsgeräte für verschieden große Körper.

Gegenüber diesen mittelbaren Verfahren bietet der nunmehr zu gewinnende unmittelbare Einblick in diese Größenverhältnisse Vorteile. Das Übermikroskop kann im Anschluß an das Lichtmikroskop einen ebenso großen Bereich des Kleinsten neu erschließen (Abb. 17), wie es diesem bei seiner Entstehung vor 300 Jahren bestimmt war.

Das Lichtmikroskop vermag noch Teilchen im Abstand von 0,2 μ getrennt darzustellen, das Übermikroskop trennt zur Zeit Teilchen im Abstand von 7 $\mu\mu$ voneinander. Einigen wir uns darauf, daß wir von einem Körper dann ein genügend unterscheidbares charakteristisches Bild erhalten, wenn dieser 5mal so groß ist wie die Auflösungskraft des Mikroskops, so bildet uns das Lichtmikroskop noch Körper von 1 μ formtreu ab, das Übermikroskop zur Zeit solche von 35 $\mu\mu$. Die Forschung und Technik erhält dadurch auf manchen Arbeitsgebieten (Kolloidchemie) erst jetzt einen ebenso unmittelbaren Einblick, wie er durch das Lichtmikroskop auf anderen Gebieten möglich ist; in den Arbeitsgebieten der Lichtmikroskopie kann der Einblick entsprechend verfeinert werden.

Medizin und Biologie. Kolibazillen (Darmbazillen) und viele andere zeigen eine große Mannigfaltigkeit der Formen, der Dichte und der Innenstruktur. Bei Diphtheriebazillen können die Polkörper beobachtet werden, bei anderen Keimen die Sporen. Neben den Bakterien erkennt man auf den Kolloidumträgerfilmen von 10 bis 20 $\mu\mu$ Dicke häufig verschiedenartige Gebilde bis herunter zu 10 $\mu\mu$ Größe. In diesem Größenbereich bewegt sich auch der Durchmesser der Bakteriengeißeln, die daher leicht und in bisher nicht gekannter Zahl abgebildet werden können (Abb. 18).

Elementarkörper (Viren) der Pocken, der Ektromelie und des Myxoms wurden dargestellt. Ein Virus dieser Größe konnte bisher nur gesehen werden, indem man es durch gewisse Färbungsverfahren (Appositionsfärbung) so belud, daß seine Größe über die Sichtbarkeitsgrenze, die praktisch bei $0,2 \mu$ liegt, gehoben wurde.

Eine große Zahl kleinerer Krankheitserreger als die genannten, wie die Erreger des Gelbfiebers, der Masern, der Influenza, der Maul- und Klauenseuche sowie von über 100 anderen menschlichen, tierischen und pflanzlichen Krankheiten blieben bisher unsichtbar. Als erste Vertreter dieser Gruppe wurden mit dem Übermikroskop die Erreger der Tabak-Mosaikkrankheit (Abb. 19) und der Kartoffel-X-Krankheit untersucht, gleichzeitig wurde damit das Problem angefaßt, Gestalt und Größe hochmolekularer Eiweißkörper abzubilden.

Ausführlichere Untersuchungen liegen auf dem Gebiet der Blutgerinnung vor, wo es jetzt möglich ist, den sog. Verfall der Blutplättchen (Abb. 20) genauer zu verfolgen und das erste Auftreten des Blutfaserstoffes (Fibrin) zu erkennen.

Ein erfolgversprechendes Anwendungsgebiet ist auch die Untersuchung von Chromosomen und Genen. Hier gilt es, die aus statistischen Untersuchungen der Vererbungslehre gefolgerten Gesetze des Aufbaues der Chromosomen durch unmittelbare Beobachtung zu unterbauen.

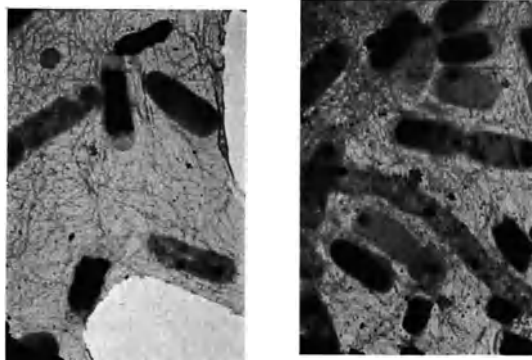


Abb. 18. Begeißelte Protusbakterien im Übermikroskop. (Nach PIEKARSKI und H. RUSKA [96].) Elektronenoptische Abbildung 9000:1.

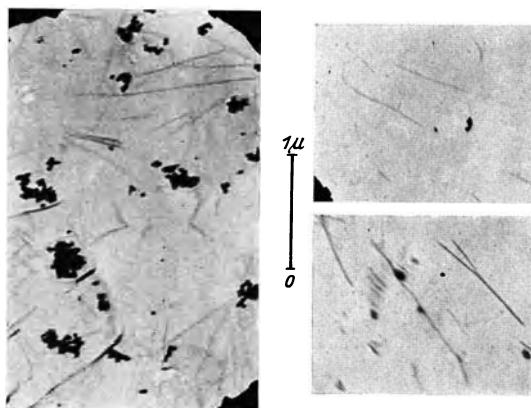


Abb. 19. Tabakmosaikvirus mit kolloidalem Gold (hochverdünnt, Einzelfadenbildung) im Übermikroskop. (Nach KAUSCHE, PFANKUCH und H. RUSKA [71].) Elektronenoptische Abbildung 20000:1.

Kolloidchemie. Als kolloidale Körper bezeichnet man Teilchen eines Stoffes, die etwa zwischen 1 und 100 $m\mu$ (10^{-6} und 10^{-4} mm) liegen.

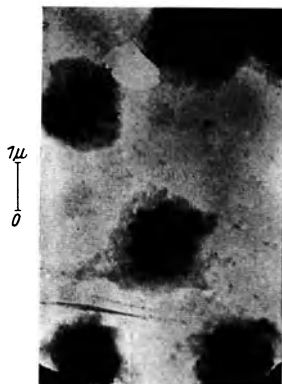
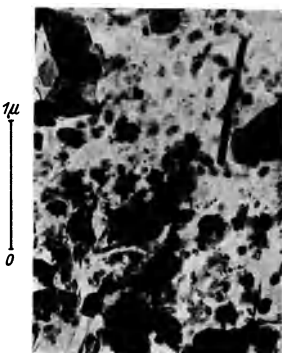


Abb. 20. Blutplättchen nach verschiedener Vorbehandlung im Übermikroskop. (Nach H. RUSKA und WOLPERS [12].) Elektronenoptische Abbildung 10000:1.

Da im Übermikroskop zur Zeit Teilchen von 7 $m\mu$ noch erkennbar sind, so ist es ein wertvolles Hilfsmittel für die Kolloidchemie geworden. Bei der Untersuchung kolloider Systeme ist eine der wichtigsten Aufgaben, die Teilchenform und die Häufigkeitsverteilung der Teilchengröße zu bestimmen. Während dies bisher nur mit z. T. außerordentlich langwierigen, mittelbaren

Verfahren geringer Genauigkeit möglich war, kann man aus übermikroskopischen Aufnahmen die gesuchten Größen vielfach unmittelbar ablesen.



roh

auf 700° erhitzt

Abb. 21. Kaolin im Übermikroskop. (Nach EITEL und H. O. MÜLLER [34].) Elektronenoptische Abbildung 25 500 : 1.

Farben, Staube, Steine und Erden. Mit dem Übermikroskop wurden Form, Größe und Größenverteilung feinsten Farbteilchen untersucht, von denen Deckkraft, Haftfähigkeit und andere Eigenschaften abhängen. Als Baustein zu vielen chemischen Verbindungen und als Aktivkohle spielt der Ruß eine große Rolle. Ruß ist der Abbildung im Übermikroskop gut zugänglich.

Von der im Übermikroskop feststellbaren Zahl an feinsten Teilchen ist die Plastizität des Tons abhängig. An den feinsten Teilchen verschiedener Tone (Abb. 21) lassen sich die Einwirkungen des Brennprozesses bis zur Sinterungstemperatur nachweisen. Die Abbindefähigkeit von Zement (Abb. 22) und die Haltbarkeit von Unterwasserzement hängt ebenfalls mit dem Gehalt an Feinbestandteilen zusammen.

Untersuchungen von Teststäuben für Atemfilter zeigten die große Überlegenheit der übermikroskopischen Abbildung, durch die selbst

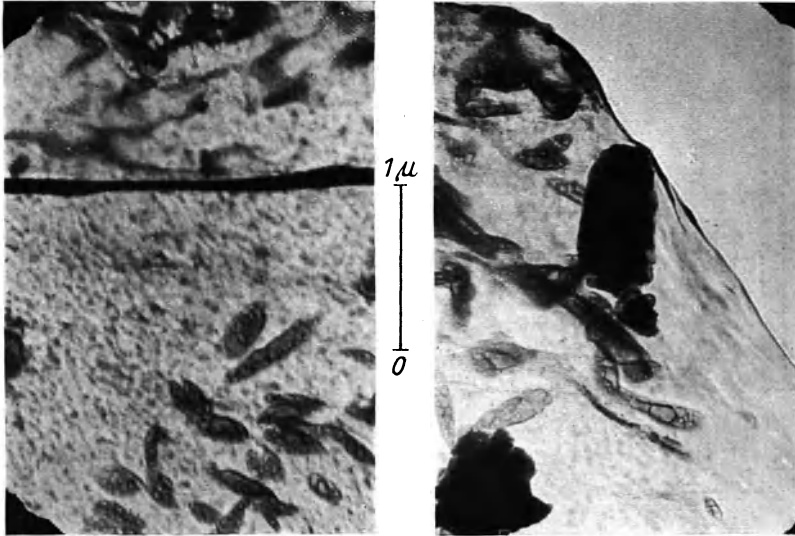
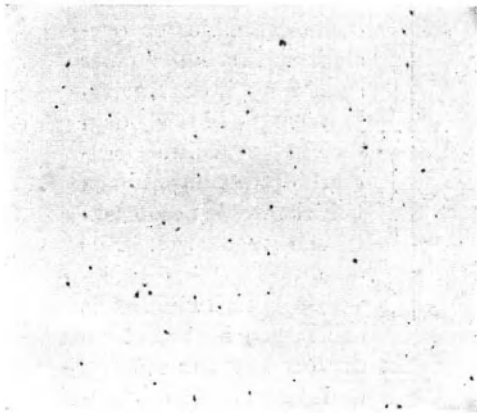


Abb. 22. Zement im Übermikroskop. (Nach EITEL, H. O. MÜLLER und O. E. RADZEWSKI [12].) Elektronenoptische Abbildung 23 000:1.



0 |——| 10 μ
a

0 |——| 1 μ
b

Abb. 23 a und b. Titanrauch (TiO_2) im Licht- und Übermikroskop. (Nach FRIESS und H. O. MÜLLER [42].) a Lichtoptische Vergrößerung 800:1; b elektronenoptische Abbildung 24 000:1.

unter dem Mikroskop scheinbar einheitliche Stäubchen in eine Vielzahl kleiner Kristalle aufgelöst werden (Abb. 23).

Das Rastermikroskop nach M. v. ARDENNE [2, 3]. Man kann die beim Fernsehen notwendige Zerlegung des Objektes in Bildpunkte, aus denen

das Bild wieder zusammengesetzt wird, auf die Elektronenmikroskopie übertragen und kommt so zum Rastermikroskop (Abb. 24). Der engste

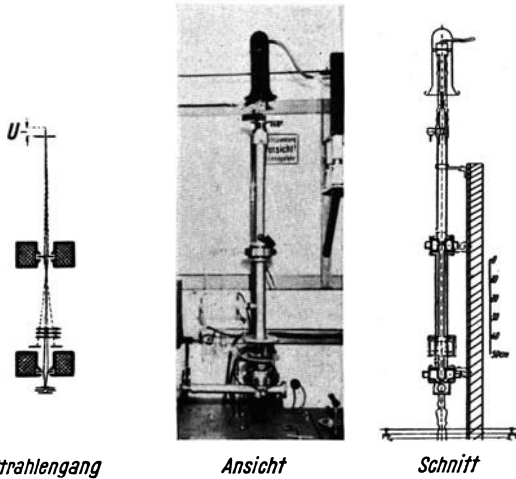


Abb. 24. Elektronen-Rastermikroskop. (Nach V. ARDENNE 1938.)

Massendicke wird dieses den Elektronenstrahl mehr oder weniger absorbieren bzw. streuen, so daß die auf der Gegenseite austretenden Elektronen



Abb. 25. Elektronenrasterbild von Bleisulfatkristallen. (Nach V. ARDENNE [21.] Elektronenoptische Abbildung 1400 : 1.

Querschnitt eines Elektronenstrahlers, wie er für die BRAUNSCHE Röhre üblich ist, wird in zwei Stufen mit Hilfe kurz-brennweitiger Polschuhspulen etwa im Verhältnis 1:20000 verkleinert. Es ergibt sich dadurch eine äußerst feine Elektronensonde, deren Durchmesser bisher bis zu etwa 10^{-5} mm herabgesenkt werden konnte. Mit Hilfe von Ablenkfeldern wird diese Sonde nun zeilen-rasterartig über das Objekt geleitet. Je nach der Massendicke wird dieses den Elektronenstrahl mehr oder weniger absorbieren bzw. streuen, so daß die auf der Gegenseite austretenden Elektronen ein Maß für die Massendicke des Objektes darstellen. Mit Hilfe einer synchron mit der Rasterbewegung hinter dem Objekt vorbeiwandernden photographischen Schicht werden die Elektronen registriert. Aus dem Verhältnis der Bewegungsgeschwindigkeit der Registrierschicht zu der der Elektronensonde ergibt sich dabei die Vergrößerung.

Die bisher mit dem Rastermikroskop erzielten Bilder (Abb. 25) zeigen, daß es grundsätzlich möglich ist, auch nach diesem abgewandelten Durchstrahlungsverfahren Abbildungen zu gewinnen, jedoch stört vorläufig die Rasterstruktur noch den Bildeindruck. Eine Beschränkung für die praktische Verwendungsmöglichkeit liegt darin, daß eine visuelle Beobachtung nicht möglich ist und

die Expositionszeit bei jedem Bild etwa 20 min beträgt, während bekanntlich der am Lichtmikroskop Arbeitende gewohnt ist, visuell zu beobachten, und nur besonders wichtige Objekte auf der Platte festzuhalten. Das Rastermikroskop soll auch bei der Abbildung von Oberflächen ein besseres Auflösungsvermögen als das Lichtmikroskop erreichen, jedoch fehlen bisher Versuchsergebnisse in dieser Richtung.

5. Nachtrag.

Da die Entwicklung der Elektronenmikroskope zur Beobachtung durchstrahlter Objekte seit der Abhaltung des Vortrages besondere Fortschritte gemacht hat, sollen diese neueren Arbeiten hier nachgetragen werden. Die bei der elektronenoptischen Vergrößerung durchstrahlter Objekte sich ergebenden Bildeigenschaften und Fehler wurden besprochen [14] und die sich daraus für die Auflösung ergebenden Fragen diskutiert [16b]. Ebenso wurde über die Herstellung von Objektträgerfilmen und über die Vorbehandlung der verschiedenen Objektarten berichtet [115a].

Das Übermikroskop erhielt eine technische Durchbildung (Abb. 26), die seinen Einsatz an verschiedenen Forschungsstellen ermöglichte [16, 16a]. Sein Auflösungsvermögen wurde auf 5μ gesteigert [98a] und die im Gerät elektronenoptisch einstellbare Vergrößerung von 4000 bis 40000 erzielt, so daß die förderliche Vergrößerung, die 60000 beträgt, annähernd verwirklicht und damit die wünschenswerte unmittelbare Beobachtung der feinsten Einzelheiten gewährleistet ist. Die von 30 bis 85 kV einstellbare Strahlspannung gestattet eine genügende Durchstrahlung auch dickerer Objekte. Die magnetische Linse, die variable und hohe elektronenoptische Vergrößerungen bei hoher Strahlspannung zuläßt, verlangt andererseits die



Abb. 26. Übermikroskop.
(Nach E. RUSKA und V. BORRIES 1939¹.)

¹ Dieses Gerät für Forschungsinstitute wird von der Siemens & Halske AG. fabriziert.

Übersichtstafel 1.

Mikroskopart	Abbildungsverfahren und Linsenart	Bauart, Strahl- spannung kV
A. Emissionsmikro- skope: KNOLL-E. RUSKA 1932, BRÜ- CHE-JOHANNSON 1932	Auslösung langsamer Elektronen	an Pumpe hängend oder ab- geschmol- zen, Glas
1. BRÜCHE und JO- HANNSON 1932	Einstufige Vergrößerung mit elektrischem Immersionsobjektiv nach JOHANNSON 1932	0,2—1
2. KNOLL, HOUTER- MANNNS, SCHULZE 1932	Einstufige und zweistufige Vergrößerung durch magnetische Linsen mit Eisenkapselung nach E. RUSKA 1931	1—5
3. E. W. MÜLLER 1936 (Feldelektronen- mikroskop)	Zentralprojektion durch konzentrisches Be- schleunigungsfeld auf konzentrischen Leucht- schirm, ohne Linsen	10
B. Durchstrahlungsmikro- skope: KNOLL-E. RUSKA 1932	Durchstrahlung mit schnellen Elektronen	an Pumpe hängend, Metall
4. E. RUSKA und v. BORRIES 1934, 1938, 1939 (Über- mikroskop)	Magnetische eisengekapselte Kondensorlinse zweistufige Vergrößerung mit magnetischen Polschuhlinen nach v. BORRIES und E. RUSKA 1932	30—85
5. v. ARDENNE 1938 (Rastermikroskop)	Abrasterung mittels einer durch zwei magneti- sche Polschuhlinen nach v. BORRIES und E. RUSKA 1932 verkleinerten Strahlsonde	20
6. BOERSCH 1939 (Schattenmikro- skop)	Zentralprojektion mittels einer, durch zwei elektrische Einzellinsen nach BRÜCHE und JOHANNSON 1932 und JOHANNSON-SCHERZER 1932 verkleinerten Strahlsonde	bis 30
7. MAHL 1939 (Elektrostatisches Elektronenmikro- skop hoher Auf- lösung)	Zweistufige Vergrößerung mit elektrischen Einzellinsen nach BRÜCHE und JOHANNSON 1932 und JOHANNSON-SCHERZER 1932	40—50

Die Elektronenmikroskope.

Beobachtung und Aufnahme	Objekte	Zur Zeit im Bilde erreichte Auflösung mm	Förderliche Vergrößerung	Zur Zeit im Gerät erreichte Vergrößerung
	Elektronen emittierende Objekte			
Betrachtung und Photographie des Leuchtschirms	Glüh-, Photo-, Sekundärkathoden, Metalloberflächen über 600°C	$3 \cdot 10^{-3}$	100	30—200
		—	—	20—60
	Metall-Einkristallspitzen von etwa 10^{-4} mm Radius	$6 \cdot 10^{-6}$	50000	50000 bis 200000
	Beliebige Objekte: Bei Umrißbildern Dicke unbeschränkt. Bei Durchsichtbildern Massendicke unterhalb etwa 10^{-4} mm · gr/cm ³ nach Maßgabe der erreichbaren Strahlspannung			
Betrachtung des Leuchtschirms und Elektronenexposition der Photoschicht	Sublichtmikroskopische Strukturen, tierische und pflanzliche Zellen und Zellteile; Bakterien, Tier und Pflanzenpathogenes Virus, Bakteriophagen, Kolloide, jeder Art; Makromoleküle, mineralische Bestandteile, Farbpigmente, Staube und Rauche usw.	$5 \cdot 10^{-6}$	60000	4000—40000
Photographische Registrierung ohne visuelle Beobachtbarkeit	Bisher nur Testversuche	In Zeilenrichtung etwa $40 \cdot 10^{-6}$ quer zur Zeile $70 \cdot 10^{-6}$	6000	1500
Ähnlich wie beim Übermikroskop	Möglichkeiten wie beim Übermikroskop nach Maßgabe der erreichbaren Strahlspannung	$50 \cdot 10^{-6}$	6000	bis 1200
		$15 \cdot 10^{-6}$	20000	5000 (feste Vergrößerung)

Konstanthaltung von Strahlspannung und Linsenstrom. Objekt und Plattenwechsel erfolgt

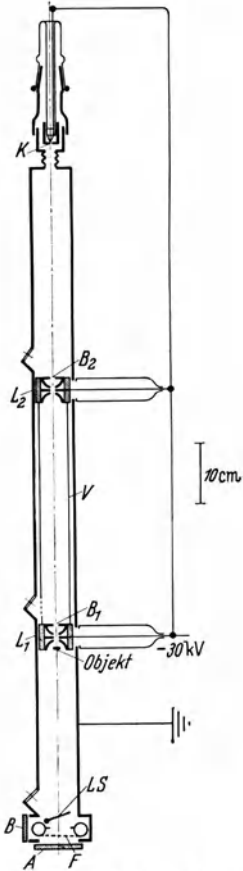


Abb. 27. Schattenmikroskop.
(Nach BOERSCH 1939.)

K Kathode; *L*₁, *L*₂ Elektronenlinse; *B*₁, *B*₂ Blenden und Leuchtschirme; *LS* Leuchtschirm; *F* Film; *V* Verbindungsrohr zwischen *L*₁ und *L*₂; *A*, *B* Verschlüsse.

etwa eine Minute. Die Expositionsdauer beträgt eine Sekunde. Durch eine große Zahl von Untersuchungen wurden die Vorteile der Anwendung des Übermikroskops auf verschiedenen Arbeitsgebieten nachgewiesen [16*a*]. Magnetische Durchstrahlungsmikroskope mit besserem Auflösungsvermögen als das Lichtmikroskop sind neuerdings auch anderenorts gebaut und zu Untersuchungen benutzt worden [83*a*, 94*a*].

Eine neue Form des Durchstrahlungsmikroskops, das Schattenmikroskop (Abb. 27), gab BOERSCH [10*a*] an und erläuterte dessen Theorie [10*b*]. Beim Schattenmikroskop wird die Abbildung durch punktförmige Projektion erzeugt, indem das Objekt dicht hinter einen durch zwei verkleinernde elektrische Einzellinsen erzeugten sehr kleinen Strahlquerschnitt (Konvergenzpunkt der Sonde) gebracht wird. Hierbei entsteht, wie beim Übermikroskop ein Bild der Massenverteilung durch verschieden starke Streuung im Objekt, jedoch ohne Mitwirkung von Linsen. Diese sind allerdings als Verkleinerungslinsen zur Sondenherstellung notwendig. Die bisher erreichte Auflösung beträgt 50 μ , die zugehörige förderliche Vergrößerung 6000 und die im Gerät erreichte Vergrößerung etwa 1200 bei einer Strahlspannung von bis 30 kV. Eine größere Ähnlichkeit mit dem Übermikroskop zeigt das Durchstrahlungsmikroskop von H. MAHL [85, 86] mit zwei in der üblichen Weise vergrößernden elektrischen Einzellinsen (Abb. 28). Hier ist zur Vereinfachung die Kondensorlinie weggelassen und auf die Veränderbarkeit der Vergrößerung verzichtet worden, die den festen Wert von 5000 bei einer Strahlspannung von 40 bis 50 kV hat.

Mit dem Gerät wurde bisher eine Auflösung von 15 μ erreicht, der eine förderliche Vergrößerung von 20000 entspricht.

MAHL und BOERSCH verwenden als Linsen die schon von JOHANNSSON und SCHERZER zur Abbildung benutzte elektrische Einzellinse und deren Erkenntnis [70*a*], daß man eine von der Strahlspannung unabhängige Brennweite erhält, wenn man die Mittelelektroden der Linsen unmittelbar an Kathodenpotential legt. Diese Linse ist von den erstgenannten, zur Zeit bis zu einer Strahlspannung von 50 kV entwickelt. Sie ist

unempfindlicher gegen Schwankungen der Strahlspannung und bedarf zu ihrem Betrieb keiner besonderen Spannungsquelle. Die Geräte enthalten daher nur eine vereinfachte Hochspannungsanlage. Wegen der gegenüber der förderlichen Vergrößerung dieser Mikroskope geringen elektronenoptischen, im Gerät selbst erreichten Vergrößerungen müssen

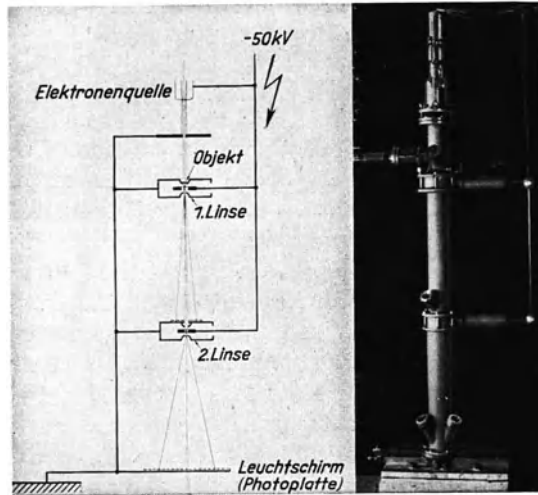


Abb. 28. Elektrostatisches Elektronenmikroskop hoher Auflösung. (Nach MAHL 1939.)

bisher die Schirmbilder durch vergrößernde Beobachtung bzw. die Aufnahmen durch Nachvergrößerung erst auf die förderliche Vergrößerung gebracht werden, wenn man alle Einzelheiten bequem beobachten will.

XII. Leuchtröhren.

Von

H. EWEST.

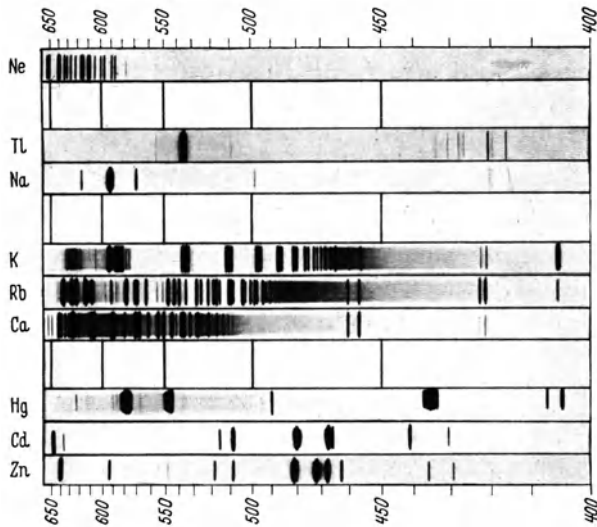
In dem Vortrag V ist dargelegt worden, daß man freie Elektronen, die durch ein elektrisches Feld beschleunigt werden, dazu benutzen kann, die gebundenen Elektronen eines Atoms oder Moleküls zur Strahlungsaussendung anzuregen. Hierbei entsteht meistens kein kontinuierliches Spektrum, wie etwa bei glühenden festen Körpern, sondern ein Linienspektrum, wie es Abb. 1 für einige typische Fälle zeigt. Man besitzt in dem Vorgang der Elektronenstoßanregung von Atomen mithin eine Möglichkeit, elektrische Energie in Strahlungsenergie umzuwandeln. Anschließend wollen wir nun die Frage untersuchen, wie man diese physikalischen Erscheinungen technisch zur Lichterzeugung ausnutzen kann, welche Gesichtspunkte dabei zu berücksichtigen sind und welche Eigenschaften die technischen Leuchtröhren haben.

1. Eigenschaften der Gasentladung als Lichtquelle.

Abhängigkeit der Leuchterscheinung vom Gasdruck. Die experimentellen Anordnungen des Nachweises des Elektronenstoßleuchtens eignen sich aus vielen Gründen wenig als technische Lichtquellen. Vor allem deshalb, weil der saubere Nachweis der Einsatzspannungen die Verwendung kleiner Drucke (freie Weglänge vergleichbar mit Systemdimensionen) verlangt und deshalb die Intensität des Elektronenstoßleuchtens, welche etwa druckproportional ist, sehr gering ist. Sollten solche Anordnungen technisch brauchbar werden, so muß ihre Intensität und damit der Druck mindestens um den Faktor 10000 erhöht werden. Bei Erhöhung des Druckes verwischen sich die definierten Elektronengeschwindigkeiten, ferner verändern sich die Verhältnisse an der Kathode, schließlich geht die Elektronenbewegung der Elektronenstoßanordnung, die im wesentlichen ähnlich der im Hochvakuum ist, in diejenige über, die im Vortrag IV über Gasentladungen behandelt worden ist. Die freien Elektronen erhalten hierbei nicht mehr scharfe, von der angelegten Spannung abhängige Geschwindigkeiten, sondern besitzen ein Geschwindigkeitsspektrum mit MAXWELLScher Verteilung, dessen Mittelwert im wesentlichen von Gefäßdimensionen, Gasart und Druck und etwas von der Stromstärke abhängig ist. Die mittlere Energie

liegt bei Gasentladungslampen im allgemeinen zwischen 0,5 und 5 eV¹. Wegen des allmählichen Abfalls des Geschwindigkeitsspektrums nach größeren Elektronengeschwindigkeiten hin ist die Anregung von Linien,

Spektrallinien über 400 m μ



Spektrallinien unter 400 m μ

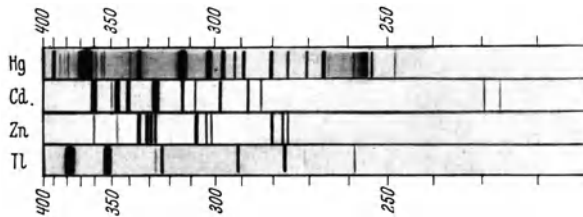


Abb. 1. Spektren von Gasentladungslampen.

deren Anregungsspannung das 4–5fache der mittleren Elektronenenergie entspricht, durchaus möglich.

Geschwindigkeitsverteilung und Elektronentemperatur. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in einer Gasentladung ist also von derselben Art, wie die der Wärmebewegung in einem auf gleichmäßiger Temperatur befindlichen Gas. Da man eine MAXWELLSche Verteilung stets durch eine „Temperatur“ kennzeichnen kann, können wir auch von einer Elektronentemperatur in Entladungen, zum mindesten in stationären, sprechen. Es entspricht einer mittleren Geschwindigkeits-

¹ 1 eV entspricht nach Vortrag I der Geschwindigkeit $5 \cdot 10^7$ cm/s.

energie von 1 eV eine Temperatur von rund 11000° K, so daß also die Elektronen Temperaturen von 5000 bis 50000° K besitzen. Bei Niederdruckentladungen treten höhere, erheblich über der Gastemperatur liegende Werte der Elektronentemperaturen auf, 15000° und mehr. Bei Erhöhung des Druckes nimmt die Differenz zwischen Elektronen- und Gastemperatur ab, um schließlich bei Drucken von 1 at und mehr nur noch wenige Promille zu betragen; die Werte der Elektronen- und Gastemperatur, die bei solchen Hochdruckentladungen auftreten, liegen zwischen 3000 und 10000° K.

Zur Aufrechterhaltung der Elektronentemperatur muß die bei den Stößen der Elektronen mit den Gasatomen abgegebene Leistung, die dann durch Strahlung oder Wärmeleitung der Entladung verlorengeht, oder zur Neubildung von Ladungsträgern gebraucht wird, dauernd durch ein sich ausbildendes, die Elektronen beschleunigendes Feld nachgeliefert werden. Die Feldstärke, in zylindrischen Gefäßen als „Gradient“ G bezeichnet, stellt sich hierbei so ein, daß die je cm Rohrlänge zugeführte Leistung $I \cdot G$ gleich der bei der Elektronenbewegung durch das Gas verbrauchten Leistung ist.

Strahlungsverteilung und Ausbeute. Wesentlich für die Lichterzeugung mittels Gasentladungen ist der Umstand, daß von der gesamten, der Entladung zugeführten Leistung ein relativ großer Teil abgestrahlt wird. Die Strahlung verteilt sich, je nach der Atomart und dem Gasdruck, auf ultraviolette, sichtbare und ultrarote Strahlung. Naturgemäß ist für eine technische Lichtquelle eine hohe Ausbeute an sichtbarem Licht wesentlich, für eine Lichtquelle für therapeutische Zwecke z. B. die Ausbeute an ultravioletter Strahlung bestimmter, geeigneter Wellenlängenbereiche. Man besitzt heute die Möglichkeit, praktisch für jeden interessierenden Spektralbereich durch Auswahl eines geeigneten Gases und durch entsprechende Betriebsbedingungen eine Lichtquelle hoher Ausbeute zu konstruieren.

Durch besonders hohe Strahlungsausbeute zeichnet sich das „Entladungsplasma“ aus, das sind diejenigen Teile der Entladung, welche nicht an Wände oder Elektroden grenzen, und das in zylindrischen Entladungsröhren als „positive Säule“ bekannt ist. In unmittelbarer Nähe der Elektroden werden nur wenige Promille der dort insgesamt umgesetzten Leistung abgestrahlt, so daß die auf der Ausnutzung des Glimmlichtes (vgl. auch Vortrag IV) beruhenden Glimmlampen schlechte Ausbeute besitzen. Sie haben aber den Vorteil eines sehr kleinen Wattverbrauches.

Die Strahlungsausbeuten in der positiven Säule liegen, je nach Besonderheiten der Gasart und der Betriebsbedingungen, zwischen 30 und 90%. Für die Ausbeute der Lichtquelle insgesamt müssen außerdem noch die Verluste an den Elektroden berücksichtigt werden. Diese sind, wie im Vortrag IV dargestellt ist, hauptsächlich durch die Art der Kathode

bestimmt. Für „kalte“ Kathoden, bei denen die für den Stromtransport notwendigen Elektronen durch Ionenstoß aus dem Kathodenmetall ausgelöst werden, betragen sie ungefähr 200 bis 500 W je A, für Bogenkathoden und aktivierte Glühkathoden ungefähr 10 bis 25 W je A. Man verwendet deshalb kalte Kathoden im allgemeinen nur für stromschwache Entladungen, wie etwa Reklameleuchtröhren hoher Spannung.

Für die Lichtleistung interessiert nicht der gesamte Strahlungsanteil der Leistung, sondern nur derjenige innerhalb des sichtbaren Spektrums, und dieser noch zudem in der Bewertung durch die Augenempfindlichkeitskurve Abb. 2.

Man ersieht aus Abb. 2, daß rotes oder blaues Licht bei gleicher Energie als sehr viel weniger „hell“ empfunden wird als grünes. Bei monochromatischem Licht der Wellenlänge des Maximums der Augenempfindlichkeitskurve erzeugen 1 W Strahlung eine Lichtleistung von über 700 Lumen, während weißes

Licht mit etwa gleicher Intensität zwischen 4000 und 7000 Å nur ungefähr 250 Lumen für 1 W ergibt. Die Bewertung eines Spektrums hinsichtlich seiner Lichtleistung wird durch sein photomechanisches Äquivalent \bar{M} dargestellt; für ein Linienspektrum gilt:

$$\bar{M} = \frac{\sum_v \cdot I_v \cdot V_v}{M}. \quad (1)$$

Hierbei ist I_v die relative Intensität einer Spektrallinie der Frequenz ν , V_v die Augenempfindlichkeit an derselben Stelle des Spektrums, M das mechanische Lichtäquivalent der Wellenlänge des Maximums der Augenempfindlichkeit.

Die Lichtleistung ist also bestenfalls gleich Strahlungsleistung \times photomechanisches Äquivalent, meistens sehr viel kleiner. Die Güte der Umsetzung der elektrischen Energie wird durch die Lichtausbeute η gekennzeichnet, wobei $\eta =$ Strahlungsausbeute des sichtbaren Spektrums in Prozent multipliziert mit dem photomechanischen Äquivalent der sichtbaren Strahlung der Gasart bei den obwaltenden Betriebsbedingungen ist.

Der Absolutbetrag S der ausgesandten Strahlung je cm Entladungslänge hängt zunächst einmal von der je cm zugeführten Leistung ab.

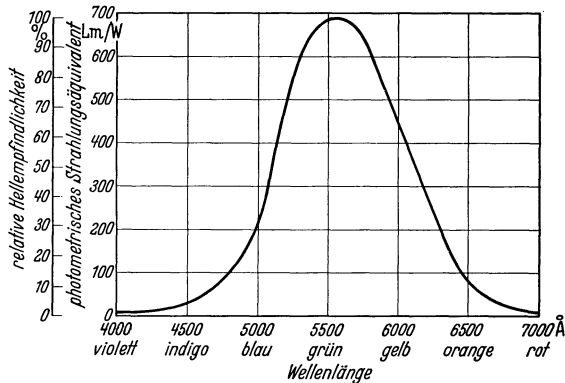


Abb. 2. Relative Werte der Hellempfindlichkeit und photometrisches Strahlungsäquivalent in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Ferner wird er noch bestimmt durch die sich gegebenenfalls mit der Leistungsaufnahme ändernde Strahlungsausbeute. Es ist also

$$S = L \cdot f, \quad (2)$$

wobei L die zugeführte Leistung, f die Strahlungsausbeute bedeutet. Der Absolutbetrag der im Sichtbaren liegenden Strahlung ist dementsprechend:

$$S' = L \cdot f \cdot q, \quad (3)$$

wobei q das Verhältnis der Ausstrahlung im Sichtbaren zur Gesamtausstrahlung ist.

Der Lichtstrom Φ je cm ergibt sich hieraus zu:

$$\Phi = L \cdot f \cdot q \cdot \bar{M}, \quad (4)$$

\bar{M} ist das photomechanische Äquivalent des betreffenden Spektrums.

Die Größen f , q , \bar{M} sind sämtlich von L abhängig; man kann diese Abhängigkeit qualitativ gut übersehen.

f ist gegeben durch das Verhältnis der durch Ausstrahlung die Entladung verlassenden Leistung zu der Gesamtleistung.

Leistungsverluste. Außer durch Ausstrahlung wird Leistung durch Wärmeleitung oder durch Trägerwanderung an die Wände der Entladung entzogen. Die Wärmeleitungsverluste richten sich nach der in der Entladung erzeugten Wärmeenergie, die im wesentlichen auf die bei elastischen Stößen zwischen Atomen und Elektronen an die Atome abgegebene Bewegungsenergie zurückgeht. Der von einem Elektron zu einem Atom übertragene Anteil der kinetischen Energie richtet sich nach dem Massenverhältnis: Elektron (m) zu gestoßenem Atom (M); er ist je Stoß proportional m/M -mal der Elektronenenergie, d. h. bei $H_2 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ und bei $Hg \approx 10^{-5}$. Ferner hängt die gesamte entwickelte Wärme von der Zahl der Atome, d. h. dem Druck und der Zahl der Elektronen, d. h. der Stromdichte, linear ab.

Die durch Trägerwanderung (Diffusion) und Rekombination an Wänden verlorengelungene Leistung hängt ebenfalls linear von der Zahl der Elektronen je cm^3 , d. h. der Stromdichte ab, ferner umgekehrt proportional von der Zahl der Atome, dem Druck, welcher die Geschwindigkeit der Wanderung an die Wand bestimmt. Außerdem ist für sie wesentlich die Länge des Diffusionsweges der Träger, d. h. der Radius des Gefäßes, zu dem die Verluste umgekehrt proportional anwachsen.

Erfahrungsgemäß sind bei Ne Wärmeverluste und Trägerverluste bei einem Rohrdurchmesser von ungefähr 20 mm und etwa 0,5 bis 1 mm Druck von gleicher Größenordnung, bei Quecksilber bei etwas höheren Druckwerten.

Wärmeleitungs- und Trägerdiffusionsverluste nehmen beide mit sinkender Elektronenzahl je cm^3 ab, man kann daher durch Verwendung

sehr kleiner Stromdichten hohe Werte von f erzielen. In der Tat ist es gelungen, in einer Na-Entladung bei $\frac{1}{100}$ mm Druck (mit einem Zusatz von 1 mm Ne) 96 % der zugeführten Leistung in Form von Strahlung zu erhalten. Dasselbe ist auch möglich bei sehr hohen Drucken (etwa 50 bis 100 at), wo ebenfalls fast 100 % abgestrahlt werden, jedoch spielt hier eine bisher nicht besprochene Erscheinung eine Rolle, die Einschnürung der Entladung.

Anteil des sichtbaren Spektrums. Über die Abhängigkeit der Größe q des relativen Anteils des sichtbaren Spektrums ist folgendes zu sagen:

Bei kleinen Stromstärken werden im wesentlichen die Resonanzlinien der Atome angeregt; q ist also groß, wenn diese im Sichtbaren



Abb. 3. Quecksilberspektrum bei Hoch- und Niederdruckentladung (die Breite der gezeichneten Linien ist ein ungefähres Maß für ihre Intensität).

liegen, und fast Null, wenn sie im Ultraviolett liegen. Mit wachsender Stromstärke und wachsendem Druck verschiebt sich dieses Verhältnis immer mehr zugunsten des Spektrums höherer Linien, die im ersten Fall (Resonanzlinie im Sichtbaren) meist im Ultrarot, im zweiten Fall im Sichtbaren liegen. Wir haben also in Fall 1 eine Abnahme, in Fall 2 eine Zunahme von q zu erwarten. Ein Beispiel: für 1 ist Na, für 2 Ne oder Hg. Eine Darstellung dieser Intensitätsverlagerung für Hg gibt Abb. 3. Diese Abhängigkeit erklärt sich aus zwei Erscheinungen: Erstens wird mit wachsender Zahl der Elektronen die Wahrscheinlichkeit, daß ein bereits angeregtes Atom zur Aussendung höherer Linien angeregt wird, größer, und sodann wird mit wachsendem Druck die in den Resonanzlinien ausgesandte Strahlung im Gas selbst in steigendem Maße absorbiert und damit ebenfalls die Möglichkeit der Anregung höherer Linien vergrößert.

Die Verschiebung des Schwerpunktes des Spektrums des Quecksilbers mit wachsender Belastung kann in einem Demonstrationsversuch gezeigt werden. Man verwendet hierzu ein Rohr, welches zur Hälfte innen mit einem durch die Linie 2537 Å anregbaren Leuchtstoff ausgekleidet ist, welcher grün leuchtet. Die andere Hälfte sendet das

typische bläulich-violette Hg-Licht aus. Bei kleinen Stromstärken ist der Lichtstrom der mit Leuchtstoff versehenen Hälfte ungefähr 22mal größer als der der anderen. Bei Erhöhung der Stromstärke um etwa den Faktor 15 verringert sich dieses Verhältnis auf ungefähr 10:1 und zeigt damit eine Verschiebung der Intensität von der Resonanzlinie 2537 zu den im Sichtbaren liegenden höheren Linien an.

2. Niederdruckentladungen.

Mit diesen Grundlagen kann man die verschiedenen Möglichkeiten der Leuchtröhren, speziell der Niederdruckleuchtröhren verstehen. Technische Bedeutung besitzen vor allem für Allgemeinbeleuchtungszwecke Na-Röhren und Hg-Leuchtstoffröhren, bei welchen die angewandte ultraviolette Strahlung durch Leuchtstoffe in sichtbares Licht umgewandelt wird; außerdem die Ne-, He-, Hg-Leuchtstoffröhren der Lichtreklametechnik.

Negative Kennlinie. Eine Besonderheit aller Niederdruckröhren ist ihre Eigenschaft, hohe Lichtausbeute nur bei geringer Leistung je cm abzugeben, die sich in der Größenordnung von 0,1 bis 1 W je cm befindet. Eine Erhöhung dieser Leistung bei festgehaltenem Druck durch Erhöhung der Stromstärke ist, selbst wenn eine Verschlechterung der Ausbeute in Kauf genommen wird, im allgemeinen wegen der negativen Kennlinie nicht möglich. Niederdruckentladungen besitzen nämlich zumeist die Eigenschaft, daß Gradient G — Spannung je cm — bei Erhöhung der Stromstärke I mehr oder weniger stark abnimmt. Dies führt dazu, daß $L = I \cdot G$ weniger als proportional mit der Stromstärke ansteigt, und schließlich bei sehr großen Werten von I sich einem konstanten Wert annähert.

Die Ursache für dieses Verhalten ist darin zu erblicken, daß, während die Wärmeleitungs- und Wandverluste proportional mit I ansteigen, die Ausstrahlung der Resonanzlinien, wie direkt nachgewiesen wurde, schwächer als proportional ansteigt und schließlich mit steigender Stromstärke konstant wird, so daß also für den Gradienten G etwa folgende Beziehung angesetzt werden kann¹:

$$G \cdot I = a_1 \cdot I + a_2 I + a_3 I^\alpha. \quad (5)$$

a_1 Wärmeleitungsverlust je Stromstärke 1 A, a_2 Wandverluste je Stromstärke 1 A, a_3 Strahlungsleistung je Stromstärke 1 A.

Diese Beziehung ergibt für G die Abhängigkeit:

$$G = (a_1 + a_2) + \frac{a_3}{I^{1-\alpha}}. \quad (6)$$

¹ Es ist hierbei vorausgesetzt, daß die Ausstrahlung höherer Linien entweder sehr schwach ist oder sich genau so verhält wie die der Resonanzlinien.

Da α zwischen 0 und 1 liegt, ergibt eine Vergrößerung der Stromstärke eine Herabsetzung des Gradienten, d. h. eine fallende Kennlinie (Abb. 4, obere Kurve). Die fallende Kennlinie bedingt ihrerseits die Notwendigkeit von Vorschaltvorrichtungen bei Niederdruckentladungen.

Positive Kennlinie. Es ist in letzter Zeit gefunden worden, daß bei mittleren Stromstärken Zwischenbereiche existieren, in denen die Kennlinie einer Niederdruckentladung sogar positiv werden kann.

Es konnte dann auch gezeigt werden, daß diese Fälle, die hauptsächlich in Gasgemischen, wie z. B. Ne—Ar, auftreten, mit großer Wahrscheinlichkeit auf einer Störung der Resonanzemission mit wachsender Stromstärke beruhen. Die Anregung höherer Linien liefert dann ein Glied der Form: $a_4 \cdot I^2$, so daß die Gleichung (6) übergeht in

$$G = a_1 + a_2 + \frac{a_3}{I1-\alpha} + a_4 \cdot I \quad (6a)$$

und für $a_4 I > \frac{a_3}{I1-\alpha}$ eine positive

Kennlinie resultiert (Abb. 4, untere

Kurve). Diese Erkenntnis ist besonders deshalb von Wichtigkeit, weil sie gegebenenfalls ermöglichen wird, Niederdruckentladungsröhren ohne Vorschaltgerät zu entwickeln.

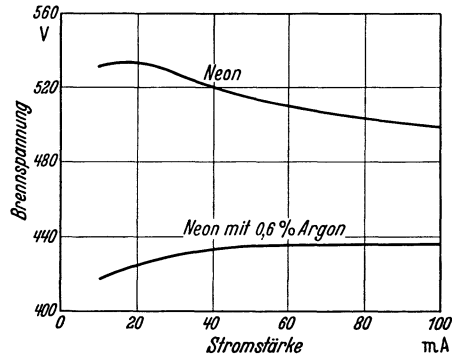


Abb. 4. Kennlinien von Neonleuchtröhren.

3. Hochdruckentladungen.

Um höhere Leistungen je cm zu erhalten und damit auch größere Lichtströme je cm, ist man bereits vor 30 Jahren dazu übergegangen, den Betriebsdruck der Entladungsröhren zu vergrößern. Schon damals wurde festgestellt, daß je nach Gasart ein unterschiedliches Verhalten hinsichtlich der Strahlungsausbeute zu beobachten war. Es wurde z. B. in Hg-Dampf eine wesentliche Verbesserung der Lichtausbeute beobachtet, bei welchem nach einem Minimum der Ausbeute bei Drucken zwischen 3 und 10 mm Hg die Ausbeute bei weiterer Druckerhöhung ansteigt. Der Verlauf der Lichtausbeute im Hg-Dampf bei veränderlichem Druck ist in Abb. 5 dargestellt. Dieser Effekt am Hg ist von besonderer Wichtigkeit, da die einzige zu Leuchtzwecken technisch bisher durchentwickelte Hochdruckentladung die Quecksilberhochdruckentladung ist.

Wir wollen uns deshalb im folgenden auf diese Entladung beschränken und andere, an sich ebenfalls interessante Fälle, wie die Cäsium- bzw. die Tellur-Hochdruckentladung, hier nicht weiter erörtern.

Ausbeute und Druck. Um zu verstehen, warum die Strahlungsausbeute der Hg-Hochdruckentladung mit dem Druck ansteigt, muß man sich vergegenwärtigen, daß von Drucken über 1 at thermodynamisches Gleichgewicht in der Entladung herrscht. Das bedeutet, daß bei Hochdruckentladungen praktisch kein Unterschied zwischen Gastemperatur und Elektronentemperatur vorhanden ist, während, wie wir oben gesehen haben, bei Niederdruckentladungen die Elektronentemperatur 100- bis 200mal höher sein kann als die Gastemperatur. Die Strahlung einer Hochdruckentladung ist genau die gleiche, wie die des durch irgendeinen

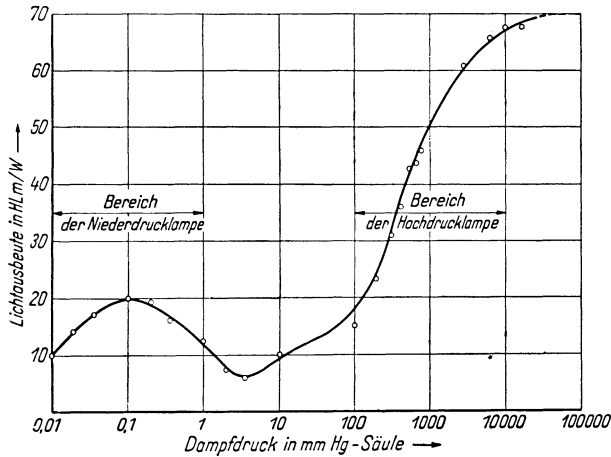


Abb. 5. Lichtausbeute einer Quecksilberentladung bei gleicher Stromstärke.

(gedachten) Heizkörper passender Abmessungen hoherhitzten Gases, so daß man die bekannten Strahlungsgesetze anwenden kann. Es hat sich gezeigt, daß hierbei das Strahlungsgesetz von WIEN genau genug gültig ist (solange die Temperaturen unterhalb 10000° C sind):

$$S_{\nu} = N \cdot \alpha_{\nu} \cdot C \cdot e^{-h \cdot \nu / k T}, \quad (7)$$

wobei C eine Konstante, α_{ν} die Absorptionsfähigkeit des Gases (je Atom) für die betreffende Frequenz ν , T die Temperatur, N die Zahl der strahlungs- bzw. absorptionsfähigen Atome ist. Da, wie durch Untersuchungen der Linienverbreiterung festgestellt werden konnte, die Reabsorption der Strahlung gewisser Linien mit wachsendem Druck und wachsender Leistung stark zurückgeht, kann man an Stelle von (7) auch schreiben:

$$S_{\nu} = h \cdot \nu \cdot N_0 \cdot c_{\nu} \cdot e^{-e U_A / k T}, \quad (8)$$

wobei N_0 die Zahl der Atome, welche die Linie ν emittieren können, ist, U_A die Anregungsspannung der Linie und c_{ν} eine Konstante.

Die Gesamtstrahlung muß hierbei durch Summation über alle Linien gewonnen werden,

$$S = \sum_{\nu} h \cdot \nu \cdot N_0 \cdot c_{\nu} \cdot e^{-e U_A / k T}. \quad (9)$$

Bei Quecksilber kann man mit hinreichender Genauigkeit eine mittlere Anregungsspannung der Gesamtstrahlung einführen, \bar{U}_A , und zwar deshalb, weil die beiden Resonanzlinien durch die als selektive Filter wirkenden Gasschichten in größerem Abstand von der Entladungssache praktisch nicht mehr durchgelassen werden (Selbstumkehr, FRAUNHOFERsche Linien) und die anderen ausgesandten Linien fast dieselbe Anregungsspannung haben.

Man erhält also für die Gleichung (9):

$$S = N_0 \cdot c'_v \cdot e^{-e\bar{U}_A/kT} \quad (10)$$

wobei c'_v die Konstanten der Gleichung (9) vereinigt; \bar{U}_A hat den Wert 7,8 V; $c'_v =$ etwa $2 \cdot 10^{-11}$ Watt/cm.

Das wesentliche an diesem Strahlungsgesetz ist die exponentielle Abhängigkeit von der Temperatur.

Auf der anderen Seite besitzen die Wärmeleitungsverluste W eine Temperaturabhängigkeit, welche nur etwa mit $T^{1/2}$ geht, und die Wandverluste durch Rekombination lassen sich bei derartig hohen Drucken vollständig vernachlässigen. Die abgeführte Leistung kann also dargestellt werden durch die Summe zweier Glieder: S und W , von denen das zweite mit hinreichender Genauigkeit als konstant angesehen werden kann, und für z. B. Hg rd. 10 Watt beträgt:

$$L = S + W \text{ oder } S = L - W \quad (11)$$

Hieraus sieht man, daß die Strahlungsausbeute f gegeben ist durch:

$$f = \frac{L - W}{L} = 1 - \frac{W}{L} \quad (12)$$

d. h., daß mit wachsender Leistung W/L immer kleiner wird, die Strahlungsausbeute also gegen 1 geht.

Da bei Quecksilber die die sichtbare Ausstrahlung tragenden Niveaus annähernd dieselbe Anregungsspannung besitzen wie die mittlere Anregungsspannung der Gesamtstrahlung, geht die Lichtausbeute parallel der Gesamtstrahlungsausbeute.

Leistungssteigerung und sichtbarer Anteil. Die Steigerung der Leistung je cm kann auf zweifache Weise erreicht werden. Es ist bekanntlich $L = G \cdot I$; wobei der Gradient G im wesentlichen durch den Druck bestimmt wird. Wie experimentell gefunden wurde und auch theoretisch erklärt werden konnte, ist $G \sim p^{3/4}$, wächst also etwas schwächer als linear mit dem Druck an. Es ist demnach möglich, die Leistung zu steigern, bei vorgegebener Stromstärke durch Erhöhung des Druckes oder auch bei gegebenem Druck durch Erhöhung der Stromstärke. Welches Verfahren praktisch eingeschlagen wird, muß sich natürlich aus den technischen Erfordernissen und den technologischen Gegeben-

heiten ergeben. Die praktisch erreichten Werte von L liegen für Allgemeinbeleuchtungslampen zwischen 150 bis 300 W/cm und für Speziallampen zur Erzeugung höchster Leuchtdichten, über welche weiter unten gesprochen wird, bei 1000 bis 2000 W/cm. Der absolute Betrag der damit erzielbaren Lichtausbeute liegt zwischen 40 bis 70 Lm/W, d. h. etwa 10 bis 15% der Gesamtleistung oder etwa 25% der gesamten abgestrahlten Leistung.

Die Erhöhung der Leistung je cm hat überdies noch sehr große Bedeutung hinsichtlich der spektralen Zusammensetzung des ausgesandten Lichtes. Es zeigte sich, daß der kontinuierliche Untergrund des Quecksilberspektrums, welcher bei Hochdruckentladungen auftritt und die Lichtfarbe des Quecksilberlichtes vor allem durch Erhöhung des Rotgehaltes verbessert, mit der Leistung/cm ansteigt. Auf diese Weise lassen sich bereits Hg-Lampen mit einem Rotanteil der sichtbaren Strahlung, welcher etwa 50% der des Tageslichtes ausmacht, herstellen. Das Zustandekommen dieser kontinuierlichen Strahlung ist neuerdings mehrfach, theoretisch und experimentell, untersucht worden; bei Drucken bis zu 10 at kann sie zu einem großen Teil auf die Bildung instabiler Hg_2 -Moleküle aus einem angeregten und einem nicht angeregten Quecksilberatom zurückgehen. Bei höheren Drucken und Leistungen, 500 W/cm und darüber, scheint ein gänzlich anderer, dem Absorptionsmechanismus der freien Metallelektronen ähnlicher Vorgang den Hauptanteil der kontinuierlichen Strahlung der Quecksilberhochdruckentladungen zu decken.

Über die physikalischen Grundlagen des im vorausgehenden geschilderten Verhaltens der Quecksilberhochdruckentladung soll hier nur so viel gesagt werden, daß sehr wesentlich die äußerlich beobachtbare Kontraktion der Entladung ist, die sich aus Gründen der elektrischen und thermischen Stabilisation der Entladung ausbildet.

Aus der theoretischen Deutung der Hochdruckentladung lassen sich noch einige interessante Schlüsse ziehen: So ist z. B. der Zusammenhang zwischen Gradient G und Stromstärke I , den wir oben als „Kennlinie“ der Entladung eingeführt haben, gegeben durch

$$G = \text{konst.} \cdot I^2 \frac{2\bar{U}_A - U_i}{\bar{U}_A + U_i}, \quad (13)$$

hierbei ist \bar{U}_A die mittlere Anregungsspannung, U_i die Ionisierungsspannung des Gases. Gleichung (13) zeigt, daß die Kennlinie der Entladung eine steigende ist, wenn wie z. B. in Hg: $2\bar{U}_A > U_i$ ist. Man kann also unter gewissen Voraussetzungen, wie Angleichung der Brennspannung an die Betriebsspannung und Gleichstrombetrieb, die Entladungen ohne Vorwiderstand betreiben. Diese Erscheinung ist bei allen Hg-Entladungen zu beobachten, bei welchen $S \gg W$ ist, und ist eine direkte Folge davon,

daß die Temperatur logarithmisch mit der Leistung ansteigt. Eine experimentell ermittelte positive Kennlinie einer Hg-Hochdruckentladung zeigt Abb. 6.

Es hat sich allerdings gezeigt, daß sich diese Eigenschaften anscheinend nur bei verhältnismäßig hoch belasteten Entladungen ausbilden. In dem Bereich kleinerer Leistung, etwa 2 bis $4 \times W$, d. h. für Quecksilber etwa 20 bis 40 Watt/cm, besitzen die Entladungen einen etwas andere Entladungsform und der Gradient ist noch schwach fallend oder fast konstant, so daß die Kennlinie durch eine waagerechte Gerade dargestellt werden kann.

Erzeugung hoher Leuchtdichten. Wir haben uns bisher ausschließlich mit den Größen: Licht- bzw. Strahlungsstrom, Licht- bzw. Strahlungs-

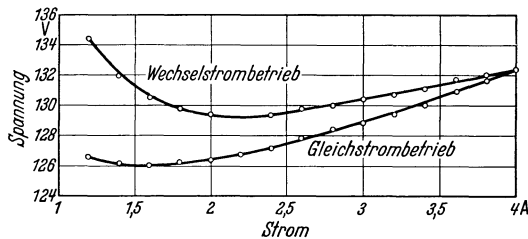


Abb. 6. Kennlinie der Quecksilber-Hochdruckentladung (Lampe Hg Q 500).

ausbeute, spektrale Zusammensetzung und elektrische Eigenschaften von Entladung beschäftigt und wenden uns nunmehr dem jüngsten Problemkreis zu, der Erzeugung hoher Leuchtdichten mittels Gasentladungen in abgeschlossenen Gefäßen.

Betrachtet man die Leuchtdichte B , d. h. den je cm^2 Oberfläche austretenden Lichtstrom von Niederdruckentladungsröhren, so sieht man sofort, daß näherungsweise gilt:

$$B \approx \frac{\Phi}{2R}, \quad (14)$$

wenn R der Radius des Rohres ist. Voraussetzung ist hierfür, daß die Entladung das Rohr gleichmäßig und vollständig erfüllt, und daß die Strahlung als von der inneren Oberfläche ausgehend gedacht werden kann.

Diese Bedingungen sind z. B. für die Na-Röhre gut erfüllt, angenähert aber auch für Hg oder Ne. Man sieht aus (14), daß bei vorgegebenem Φ , d. h. nach Gleichung (4) im wesentlichen der Leistung L , die Leuchtdichte durch Verringerung der Gefäßabmessungen erhöht wird. Man erreicht hierbei jedoch eine Grenze, da die thermische Belastbarkeit der Gefäßwände sehr bald erreicht wird. Man kann immerhin versuchen, wie es bei den Lichtspritzen geschehen ist, die Entladung durch einen Kanal aus schwer schmelzendem Material, z. B. Wolfram, zu führen,

und diese gegebenenfalls noch mit Wasser zu kühlen; man kann auf diese Weise bis zu Leuchtdichten von etwa 2000 Sb gelangen. Wesentlich einfacher ist es jedoch, die natürliche und bei Erhöhung des Druckes selbsttätig einsetzende Einschnürung des von der Entladung erfüllten Volumens auszunützen.

Bei Erhöhung des Druckes bei Hg z. B. auf 10 at und darüber tritt eine Zusammenschnürung des Entladungskanals auf etwa 1 bis 2 mm Dmr. ein; diese Breite wird auch bei sehr hoher Strombelastung nicht wesentlich überschritten. Legen wir z. B. eine Breite von 2 mm zugrunde, so würden bei 500 W/cm und einer Lichtausbeute von 5 HK/W etwa 12500 HK/cm zu erwarten sein. Bei Verdoppelung der Leistung etwa die doppelte Leuchtdichte, d. h. 25000 Sb. Dieser Wert deckt sich

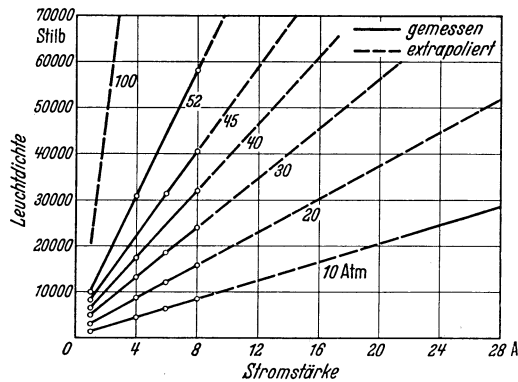


Abb. 7. Leuchtdichte bei Quecksilber-Hochdruckentladung.

durchaus mit den praktischen Ergebnissen, wie sie z. B. an HgB-Lampen gefunden werden. Die Leuchtdichte der Hg-Hochdruckentladungen steigt mit dem Druck und linear mit der Stromstärke an; verdoppelt man also bei konstantem Druck die Stromstärke, so erhält man auch die doppelte Leuchtdichte. Im einzelnen sind die quantitativen Zusammenhänge in Abb. 7 dargestellt.

Die Abhängigkeit der Leuchtdichte von der Stromstärke kann an einer HgB-Lampe (Abb. 8a) vorgeführt werden. Diese besteht aus einem starkwandigen Quarzgefäß von annähernd kugelförmiger Gestalt, in welchem die Entladung zwischen zwei 4 bis 5 mm entfernten Elektroden brennt. Der Betriebsdruck liegt zwischen 35 und 50 at, die Leuchtdichte bei 500 W Leistungsaufnahme (80 V Brennspannung, 6,5 A) ungefähr 30000 HK/cm². Der Gehalt an kontinuierlicher Strahlung ist beträchtlich, der Rotgehalt 6% (Tageslicht 12%). Die Abmessungen des Leuchtfeldes sind ungefähr 4,5 × 2 mm.

Auf Grund der in Abb. 7 dargestellten Zusammenhänge ist es grundsätzlich möglich, mit Hochdruckentladungen (Druck über etwa 20 at)

Leuchtdichten von 200000 Sb und mehr zu erreichen, und damit die bisher höchsten von künstlichen Lichtquellen erreichten Werte zu übertreffen. Man hat hierbei sogar ein sehr weites Gebiet, innerhalb dessen man den Druck und die Stromstärke bei gegebener Leistung je cm je nach dem Verwendungszweck oder konstruktiven Möglichkeiten frei wählen kann. Diese Auswahl ermöglicht gleichzeitig die Berücksichtigung

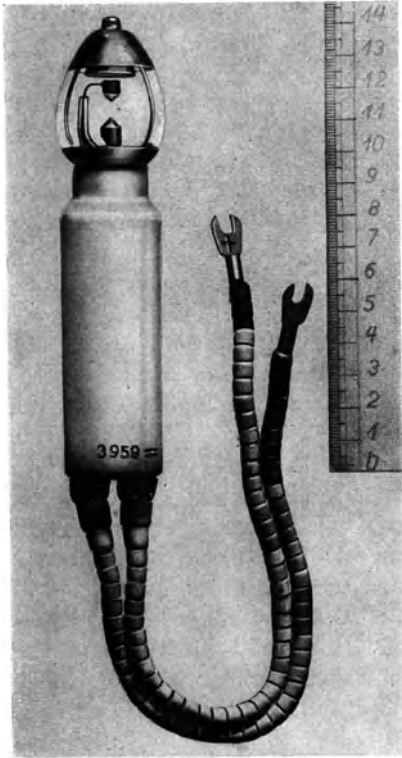


Abb. 8a. Quecksilber-Höchstdrucklampe
Hg B 500.

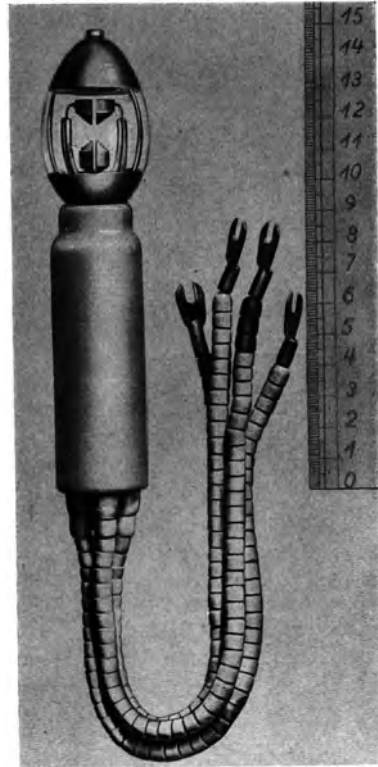


Abb. 8b. Quecksilber-Höchstdrucklampe
Hg B 1000.

der Wünsche der Optiker nach günstiger Gestaltung des Leuchtfeldes. Bei vorgegebener Leuchtdichte läßt sich eine fadenförmige Lichtquelle von etwa 10×1 mm Leuchtfeldabmessungen ebenso gut herstellen wie eine solche von 4×2 mm, die erstere mit Drucken von 80 bis 100 at und 1 A Stromstärke, die zweite mit etwa 35 at und 6,5 A, wie sie in Abb. 8a gezeigt wird. Man kann auch noch weitergehen und zwei derartige Entladungen zu je 6,5 A in einem Kolben nebeneinander brennen lassen; man kommt dann zu einer Lichtquelle (Abb. 8b), welche besonders günstig für Kinoprojektionszwecke ist, mit einem Leuchtfeld von

4×4 mm und etwa 30000 Sb mittlerer Leuchtdichte. Es sei hier noch bemerkt, daß in der Ebene durch beide Bögen die Leuchtdichte sich verdoppelt, da die Quecksilberhochdruckentladung für ihre eigene Strahlung praktisch durchsichtig ist. Bei diesen beiden Lampentypen kugelförmiger Bauart ist es durch geeignete Materialauswahl und sorgfältigste Fertigung gelungen, eine Lichtquelle von 1000 W in einem Kolben von nur etwa 40 cm^2 Oberfläche unterzubringen.

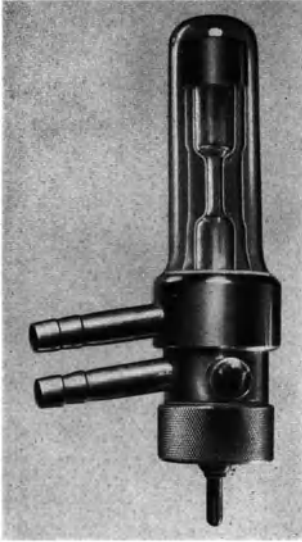


Abb. 9. Wassergekühlte Quecksilber-Höchstdrucklampe Hg F 700.

Zum Vergleich sei gesagt, daß eine normale Glühlampe gleicher Leistung einen Kolben von etwa 500 bis 1000 cm^2 Oberfläche verwendet.

Die kugelförmigen Quecksilberhochdrucklampen besitzen Brennspannungen von etwa 75–80 V, so daß sie mit normalen Netzspannungen, 110 bzw. 220 V betrieben werden können. Die Kolbenoberfläche ist so bemessen, daß eine besondere Kühlung nicht erforderlich ist.

Die Verwendung höherer Drucke, 80 bis 100 at bedingt eine andere Konstruktion: Zur Erreichung ausreichender Druckfestigkeit werden Quarzkapillaren hoher Wandstärke verwendet, wobei jedoch die Oberfläche der Kapillare nicht mehr ausreicht, eine den Kugellampen entsprechende Leistung von 1000 W/cm und mehr ohne besonderen Kühlmittelaufwand abzuführen.

In Abb. 9 ist eine wassergekühlte Quecksilber-Kapillarlampe gezeigt, welche bei 700 W Leistungsaufnahme und einem Leuchtfeld von $10 \times 1 \text{ mm}$ dieselbe Leuchtdichte besitzt, wie die in Abb. 8 gezeigten Kugellampen. Die Betriebsspannungen der Kapillarlampen sind 500 bis 700 V bei 80 bis 100 at Druck und 1 bis 1,5 A Strom, so daß ein Hochspannungstransformator verwendet werden muß. Lichtausbeute und Rotgehalt entsprechen den Kugellampen gleicher Leistung; die Kühlung erfolgt durch durchlaufendes Wasser.

Die eben angeführten Leuchtdichten von etwa 30000 Sb sind, trotzdem sie bereits fast doppelt so hoch sind wie die Leuchtdichte des Reinkohlebogens, bei weitem nicht die Grenze des mit Quecksilberhochdrucklampen erreichten. Es wurden sowohl mit Kapillarlampen wie mit Kugellampen Leuchtdichten von über 200000 Sb erzielt, also höhere, als die der Sonne (180000 Sb) und doppelt so hohe, als die bisher hellste Lichtquelle, der Beckbogen, mit etwa 100000 Sb. Mit Kugellampen, welche vermöge ihrer Konstruktion gegen kurzzeitige Überlastungen

unempfindlich sind, ließen sich für Zeiten von $\frac{1}{10}$ bis 1 s Leuchtdichten von 350 000 Sb und mehr erreichen; damit wurden mikrokinematographische Untersuchungen von Kolloiden ermöglicht, die bisher mangels einer geeigneten Lichtquelle nicht durchgeführt werden konnten. Noch höhere, allerdings auch nur kurzzeitige (10^{-6} s) Leuchtdichten lassen sich mit Kondensatorentladungen

in Quecksilberdampf bei hohem Druck erzielen. So wurde an einer Lichtquelle für stroboskopische Zwecke, wie sie im Vortrag X gezeigt wurde, Momentanleuchtdichten von $1,6 \cdot 10^6$ Sb beobachtet. Bei geeigneter Dimensionierung sind Leuchtdichten bis 10^8 Sb erreichbar, allerdings nur für Zeiten von etwa 10^{-6} s.

Zum Schluß sei eine Tabelle (1) moderner Gasentladungslampen gebracht, wie sie hauptsächlich in Deutschland handelsüblich sind, in welcher elektrische Daten, Lichtleistung und Ausbeute dargestellt sind, sowie Abbildungen typischer Vertreter dieser Lichtquellen (Abb. 10 und 11). Das Ausland verwendet Lampen fast gleicher Wattzahl, nur unter etwas anderen Typenbezeichnungen. Für wissenschaftliche Zwecke sind unter der Bezeichnung Spektrallampen besondere Lichtquellen entwickelt worden, deren Daten in Tabelle 2 gebracht werden. Spektren dieser Lampe vgl. Abb. 1.

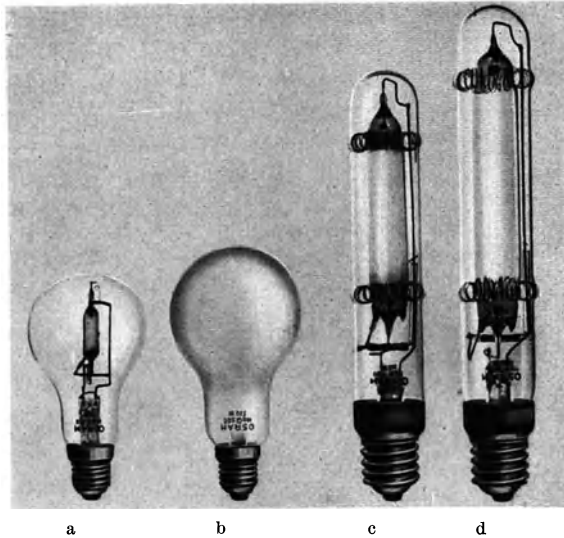


Abb. 10 a bis d. Quecksilber-Hochdrucklampen für allgemeine Beleuchtungszwecke. a Hg Q 300, b Hg Q 500 immatt., c Hg H 1000, d Hg H 2000.

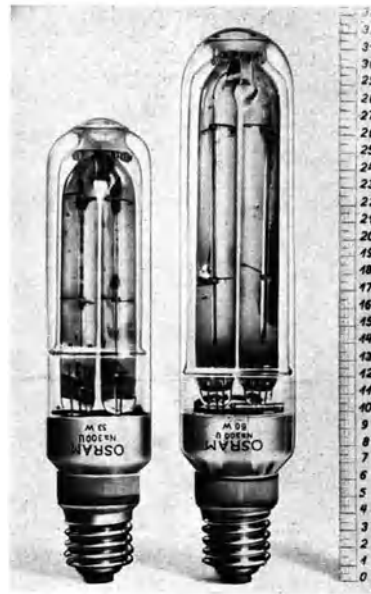


Abb. 11 a und b. Natriumdampflampen. a Na 300 U, b Ne 500 U.

Tabelle 1. Daten gebräuchlicher Metalldampf lampen.

Lampenart	Typen- bezeichnung	Leistung	Strom	Span- nung	Mitt- lerer Licht- strom	Licht- aus- beute
		W	A	V	Hlm	Hlm/W
Quecksilberhöchst drucklampe	HgB 500	500	7,0	70	25000	50
Quecksilberhöchst drucklampe	HgB 1000	1000	14,0	70	50000	50
Quecksilberhoch drucklampe mit Quarzrohr	HgQ 300	75	0,7	125	3300	44
Quecksilberhoch drucklampe mit Quarzrohr	HgQ 500	120	1,1	125	5500	46
Quecksilberhoch drucklampe mit Leuchtstoff	HgL 300	75	0,7	125	3300	44
Quecksilberhoch drucklampe mit Leuchtstoff	HgL 500	120	1,1	125	5500	46
Quecksilberhoch drucklampe mit Glasrohr	HgH 1000	265	2,2	130	11000	42
Quecksilberhoch drucklampe mit Glasrohr	HgH 2000	450	3,7	130	22000	49
Natriumlampe	Na 300 U	53	0,9	60	3300	62
Natriumlampe	Na 500 U	80	1,2	70	5500	69
Quecksilbernieder drucklampe mit Leuchtstoff	HgNL35250	60	0,25	250	2200	37

Tabelle 2. Daten von Spektrallampen.

Bezeichnung	Füllung	Betriebs- strom	Kurzschluß- strom der Drossel	Leistungs- aufnahme
Neon	Ne	~1,5 A	~1,5 A	~45 W
Zink	Zn	1,5	1,5	15
Kadmium	Cd	1,5	1,5	15
Quecksilber	Hg	1,1	1,3	75
Thallium	Tl	1,0	1,0	12
Kalium	K	2,0	2,0	15
Rubidium	Rb	2,0	2,0	15
Cäsium	Cs	2,0	2,0	11
Natrium	Na	1,3	1,3	25

Schrifttum.

- [1] ALLERDING, A., W. DÄLLENBACH u. W. KLEINSTEUBER: Hochfrequenz-techn. u. Elektroak. **51** (1938) 96.
- [2] ARDENNE, M. v.: Z. techn. Phys. **19** (1938) 407.
- [3] — Z. Phys. **109** (1938) 553.
- [4] ARNOT, F. L.: Proc. Roy. Soc. London (A) **130** (1931) 665.
- [5] BAKKER, C. J. u. G. DE VRIES: Physica **2** (1933) 683.
- [6] BARKHAUSEN, H. u. K. KURZ: Phys. Z. **21** (1920) 1.
- [6a] BECKER, J. A.: Phys. Z. **28** (1926) 341.
- [7] BEUTLER, H.: Z. Phys. **86** (1933) 495.
- [8] BÖHME, K.: Ann. Phys. [5] **33** (1938) 315.
- [9] DE BOER, I. H.: Rec. Trav. Chim. Pays-Bas **56** (1937) 304.
- [10] BOERSCH, H.: Ann. Phys. **27** (1936) 75.
- [10a] — Naturwiss. **27** (1939) 418.
- [10b] — Z. techn. Phys. **20** (1939) 346.
- [11] BORRIES, B. v. u. E. RUSKA: DRP. 680284 und 679857 (1932).
- [12] — — Z. techn. Phys. **19** (1938) 402.
- [13] — — Z. VDI **82** (1938) 937.
- [14] — — Naturwiss. **27** (1939) 282.
- [15] — — Wiss. Veröff. Siemens-Werke **17** (1938) 99.
- [16] — — Naturwiss. **27** (1939) 571.
- [16a] — — Z. wiss. Mikroskopie **56** (1939) 317.
- [16b] — — Z. techn. Phys. **20** (1939) 225.
- [17] BRASCH, A. u. F. LANGE: Z. Phys. **70** (1931) 10.
- [18] DE BROGLIE, L.: Phil. Mag. **47** (1924) 446.
- [19] BRÜCHE, E.: Z. Phys. **86** (1933) 448.
- [20] — u. E. HAAGEN: Naturwiss. **27** (1939) 809.
- [21] — u. H. JOHANNSON: Naturwiss. **20** (1932) 49, 357.
- [22] — u. W. KNECHT: Z. techn. Phys. **15** (1934) 461.
- [23] — u. A. RECKNAGEL: Z. Phys. **108** (1938) 459.
- [24] DE BRUYNE, N. A.: Proc. Roy. Soc. London (A) **120** (1928) 423.
- [25] BULLARD, E. C. u. H. S. W. MASSEY: Proc. Roy. Soc. London (A) **130** (1931) 579.
- [26] BUSCH, H.: Ann. Phys. **81** (1926) 974; Arch. Elektrot. **18** (1927) 583.
- [27] COLLINS, G. B. u. V. G. REILING: Phys. Rev. **54** (1938) 499.
- [28] COOLIDGE, W. D.: X-Ray-Studies 1919, S. 55.
- [29] DAVISSON, C. u. L. H. GERMER: Phys. Rev. **30** (1927) 905.
- [30] — u. C. H. KUNSMANN: Phys. Rev. **19** (1922) 253.
- [31] — — Phys. Rev. **21** (1923) 385.
- [32] DETERMANN, H.: Ann. Phys. [5] **30** (1937) 481.
- [33] DEUTSCHBEIN, O.: Ann. Phys. **20** (1934) 228.
- [34] EITEL, W. u. H. O. MÜLLER: Ber. Dtsch. Keram. Ges. **20** (1939) 165.
- [35] ESPE, W. u. M. KNOLL: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik, S. 270. Berlin: Julius Springer 1936.
- [36] FARNSWORTH, P. T.: Radio Craft 1930 I S. 346 und J. Frankl. Inst. **218** (1934) 411.
- [37] FERRIS, W. R.: Proc. Inst. Rad. Eng. **24** (1936) 82.

- [38] FRANCK, J. u. G. HERTZ: Verh. Dtsch. Phys. Ges. **16** (1914) 457.
 [39] — — Verh. Dtsch. Phys. Ges. **16** (1914) 512.
 [40] FRERICHS, R.: Phys. Rev. **36** (1930) 398.
 [41] — u. E. KRAUTZ: Phys. Z. **40** (1939) 229.
 [42] FRIESS, H. u. H. O. MÜLLER: Gasmasken **11** (1939) 1.
 [43] FRITZ, K.: Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **46** (1935) 16.
 [44] — Telefunken-Ztg. **72** (1936) 31.
 [45] — Telefunken-Ztg. **75** (1937) 37.
 [46] GABOR, D.: Forschgsh. Höchstspannungsstudienges. **1** (1927) 7, 47, 62.
 [47] GEHRTS A.: Ann. Phys. **36** (1911) 995.
 [47a] GEIGER, M.: Telefunkenröhre **16** (1939) 171.
 [48] GILL, E. W. B. u. G. H. MORELL: Phil. Mag. **44** (1922) 161.
 [49] GLASER, G. u. W. LEHFELDT: Nachr. Ges. Wiss. Göttingen **3** (1937) 33.
 [49a] GURNEY, R. W. u. N. F. MOTT: Trans. Faraday Soc. **34** (1938) 506, Anm. 2.
 [50] GROOS, O.: Einführung in Theorie und Technik der Dezimeterwellen. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1937.
 [51] DE GROOT, W. u. F. M. PENNING: Handb. Phys., **23/I**, 1., 2. Aufl., S. 43, 1933.
 [52] GROTRIAN, W.: Struktur der Materie VII, Bd. 2, S. 79. Berlin: Julius Springer 1928.
 [53] GYEMANT, A.: Handb. Phys., Bd. 7, S. 338. 1927.
 [54] HABAN, E.: Jb. drahtl. Telegr. **24** (1924) 115, 135.
 [55] HAHN, W. C. u. G. F. METCALF: Proc. Inst. Rad. Eng. **27** (1939) 106.
 [56] HANLE, W.: Hand- und Jb. chem. Phys., Bd. 9/III, S. 86ff. 1936.
 [57] — u. K. LARCHÉ: Erg. exakt. Naturwiss. **10** (1931) 285.
 [58] HEIL, A. u. O. HEIL: Z. Phys. **95** (1935) 752.
 [59] HEIMANN, W.: ENT **12** (1935) 68; Fernsehen **9** (1938) 59.
 [60] — TFT **27** (1938) 541.
 [61] HEINZE, W. u. S. WAGENER: Z. Phys. **110** (1938) 164.
 [61a] HEISE, F.: Z. Phys. im Druck.
 [62] HELBIG, A.: Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **50** (1937) 96.
 [63] HERRIGER, F. u. F. HÜLSTER: Telefunkenröhre **7** (1936) 71; **8** (1937) 123.
 [64] — — Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **49** (1937) 123.
 [65] HILSCH, R. u. R. W. POHL: Z. Phys. **108** (1937) 55.
 [66] — — Z. Phys. **112** (1939) 252.
 [67] HOFFMANN, W.: Forsch. u. Fortschr. **3** (1927) 239.
 [68] HOLST, G., J. H. DE BOER, M. C. TEVES u. C. F. VEENEMANNS: Physica **1** (1934) 297.
 [69] HUL, A. W.: Phys. Rev. **18** (1921) 31; **23** (1924) 112.
 [70] JOHANNSON, H.: Ann. Phys. **18** (1933) 385.
 [70a] — u. O. SCHERZER: Z. Phys. **80** (1932) 183.
 [71] KAUSCHE, G. A., E. PFANKUCH u. H. RUSKA: Naturwiss. **27** (1939) 292.
 [71a] KATZ, H. u. E. WESTENDORF: Z. techn. Phys. **20** (1939) 209.
 [72] KLUGE, W.: Z. techn. Phys. **16** (1935) 184.
 [73] KNOLL, M., F. G. HOUTERMANS u. W. SCHULZE: Z. Phys. **78** (1932) 340.
 [73a] — u. E. RUSKA: Ann. Phys. **12** (1932) 607.
 [73b] — — Z. Phys. **78** (1932) 378.
 [73c] KOSSEL, W.: Erg. exakt. Naturwiss. **16** (1937) 295.
 [74] KRAUSE, F.: Beitr. Elektr. Opt. (BUSCH-BRÜCHE), S. 55, Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1937.
 [75] KREFFT, H.: Z. Phys. **77** (1932) 752.
 [76] LAWRENCE, E. O. u. M. LIVINGTON: Phys. Rev. **40** (1932) 19.
 [77] LENARD, P.: Wied. Ann. **51** (1894) 225.
 [78] — Ann. Phys. [4] **12** (1903) 739.

- [79] LENARD, E. GEHRKE u. R. SEELIGER: Verh. Dtsch. Phys. Ges. **14** (1912) 335, 1023.
- [80] LISITZIM, E.: Diss. Comm. Physico-Mathematicae X **4** (1938) 45.
- [81] LLEWELLYN, F. B.: Bell. Syst. Techn. J. **14** (1935) 632.
- [82] — Proc. Inst. Rad. Eng. **23** (1935) 112.
- [83] LOEBE, W. W.: Ann. Phys. **44** (1914) 1033.
- [83a] MARTIN, L. C.: In L. M. MEYERS Electron Optics, S. 444. London: Chapman and Hall 1939.
- [84] MAHL, H.: Beitr. Elektr. Opt. (BUSCH-BRÜCHE) S. 73 Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1937.
- [85] — Naturwiss. **27** (1939) 417, 418.
- [86] — Z. techn. Phys. **20** (1939) 316.
- [87] MATTAUCH, J. u. R. HERZOG: Z. Phys. **89** (1934) 786.
- [88] McMILLEN, J. H.: Phys. Rev. **36** (1930) 1034.
- [89] MÖLLER, H. G.: ENT **7** (1930) 293.
- [90] MÜLLER, E.: Z. Phys. **106** (1937) 541.
- [91] MÜLLER, J.: Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **41** (1933) 156.
- [92] — Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **51** (1938) 121.
- [93] NISHIKAWA, S. u. K. MATSUKAWA: Phys. Z. **31** (1930) 785.
- [94] NORTH, D. O.: Proc. Inst. Rad. Eng. **24** (1936) 108.
- [94a] PREBUS, A. u. J. HILLIER: Canad. J. Res. (A) **17** (1939) 41.
- [94b] NEUBERT, F.: Phys. Z. **110** (1937) 334.
- [95] PASCHEN, F.: Ann. Phys. **12** (1932) 509.
- [96] PIEKARSKI, G. u. H. RUSKA: Zbl. Bakt. **10** (1939) 302.
- [96a] — — Klin. Wochenschr. **18** (1939) 383.
- [97] POHL, J.: Z. techn. Phys. **15** (1934) 579.
- [98] POSTHUMUS: Wireless Eng. **12** (1935) 126.
- [98a] RADCZEWSKI, O. E., H. O. MÜLLER u. W. EITEL: Zement **49** (1939) 1.
- [99] RAMSAUER, C.: Phys. Z. **21** (1920) 576.
- [100] — Jb. Rad. u. Elektronik **19** (1923) 345.
- [101] RAMSAUER, C. u. R. KOLLATH: Ann. Phys. **3** (1929) 536.
- [102] — — Phys. Z. **32** (1931) 867.
- [103] — — Ann. Phys. **12** (1932) 524.
- [104] RAU, H.: Phys. med. Ges. Würzburg **2** (1914) 20.
- [105] RECKNAGEL, A.: Z. techn. Phys. **19** (1938) 74.
- [106] — Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **51** (1938) 66.
- [107] RICHARDSON, O. W. u. K. T. COMPTON: Phil. Mag. **24** (1912) 575.
- [107a] RIEHL, N. u. M. SCHÖN: Z. Phys. **114** (1939) 682.
- [108] ROTHE, H.: Telefunkenröhre **9** (1937) 33.
- [108a] — Telefunkenröhre **17** (1939) 213.
- [109] RUDBERG, E.: Proc. Roy. Soc. London **127** (1930) 111.
- [110] RÜTTENHAUER, A.: Z. techn. Phys. **17** (1936) 337.
- [110a] RUKOP, H. u. W. SCHOTTKY: Phys. regelm. Ber. **3** (1935) 1.
- [111] RUNGE, J.: Telefunkenröhre **10** (1937) 128.
- [111a] — Telefunkenröhre **18** (1940) 33.
- [112] RUNGE, W.: Telefunken-Ztg. **69** (1934) 5.
- [113] RUSKA, E.: Z. Phys. **87** (1934) 580.
- [114] — Z. Phys. **89** (1934) 90.
- [115] — u. M. KNOLL: Z. techn. Phys. **12** (1931) 389, 448.
- [115a] RUSKA, H.: Naturwiss. **27** (1939) 287.
- [116] RYAN: Proc. Amer. Inst. Electr. Eng. **30** (1911) 511.
- [117] SAMUEL, A. L.: Proc. Inst. Rad. Eng. **25** (1937) 1243.
- [118] SCHAFFERNICHT, W.: Z. Phys. **93** (1935) 762.
- [119] — Jb. AEG Forschg. **4** (1936) 45.

- [120] SCHOTTKY, W.: Z. Phys. Chem. (B) **29** (1935) 242.
[121] — Naturwiss. **23** (1935) 16.
[122] — Z. Elektrochem. **45** (1938) 33
[123] — Phys. Z. **34** (1933) 863, 864.
[124] — u. H. ROTHE: Handb. Exper. Phys. Bd. XIII/2, S. 35. 1928.
[125] — H. Ulich u. C. WAGENER: Thermodynamik, S. 211. Berlin: Julius Springer 1929.
[126] — u. F. WAIBEL: Phys. Z. **34** (1933) 863.
[127] SEITZ, W.: Verh. Dtsch. Phys. Ges. **11** (1909) 505.
[128] SIMON u. R. SUHRMANN: Lichtelektrische Zellen. Berlin: Julius Springer 1932.
[129] SOMMERFELD, A. u. H. BETHE: Elektronentheorie der Metalle. Handb. Phys, Bd. XXIV/2.
[130] STEUDEL, E. u. H. PIEPLOW: Arch. Elektrot. **32** (1938) 627.
[130a] TIBBS, S. R.: Trans. Faraday Soc. **35** (1939) 1471.
[131] UYTERHOVEN, W.: Elektrische Gasentladungslampen. Berlin: Julius Springer 1938.
[132] WEISS, G.: Fernsehen **6** (1935) 53.
[133] — Beitr. Elektr. Opt. (BUSCH-BRÜCHE) S. 112. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1937.
[133a] WIEN-HARMS: Handb. Exper. Phys. Bd. XIII/2.
[134] WIERL, R.: Ann. Phys. **8** (1931) 521.
[135] — Ann. Phys. **13** (1932) 453.
[136] WUNDT, R.: Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **36** (1930) 133.
[137] ZUHRT, H.: Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **49** (1937) 73.
[138] ZWORYKIN, V. K.: J. Frankl. Inst. **215** (1933) 549.
[139] — Z. techn. Phys. **17** (1936) 170.
-

Verlag von Julius Springer in Berlin

Geometrische Elektronenoptik. Grundlagen und Anwendungen. Von **E. Brüche** und **O. Scherzer**. Mit einem Titelbild und 403 Abbildungen. XII, 332 Seiten. 1934. RM 26.—

Die Interferenzen von Röntgen- und Elektronenstrahlen. Fünf Vorträge von Professor **M. v. Laue**, Berlin. Mit 15 Abbildungen. 46 Seiten. 1935. RM 3.60

Elektronen. Atome. Ionen. (Handbuch der Physik, Band XXII/1.) Redigiert von **H. Geiger**. Zweite Auflage. Mit 163 Abbildungen. VII, 492 Seiten. 1933. RM 42.—; gebunden RM 44.70

Angewandte Atomphysik. Eine Einführung in die theoretischen Grundlagen. Von Professor Dr. **Rudolf Seeliger**, Greifswald. Mit 175 Textabbildungen. IX, 461 Seiten. 1938. RM 24.—; gebunden RM 26.—

Grundlagen der Atomphysik. Eine Einführung in das Studium der Wellenmechanik. Von Prof. Dr. phil. **Hans Adolf Bauer**, Wien. Mit 154 Abbildungen und 20 Zahlentafeln im Text. X, 249 Seiten. 1938. (Verlag von Julius Springer-Wien.) RM 12.60

Kernphysik. Vorträge, gehalten am Physikalischen Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich im Sommer 1936 (30. Juni bis 4. Juli) von zahlreichen Fachgelehrten. Herausgegeben von Dr. **E. Bretscher**. Mit 68 Abbildungen. IV, 141 Seiten. 1936. RM 12.—

Versuche zur elektrischen Resonanz mit hochfrequenten und niederfrequenten Wechselströmen (Versuche mit kleinen Röhrengeneratoren) mit einer kurzen theoretischen Erläuterung zur elektrischen Resonanz. Von Dr. **Friedrich Moeller**, Berlin. (Abhandlungen zur Didaktik und Philosophie der Naturwissenschaft, Heft 16.) Mit 52 Textabbildungen und 14 Tabellen. V, 82 Seiten. 1937. RM 4.80

Die Dreielektrodenröhre und ihre Anwendung. Übungen an der Dreielektrodenröhre mit den zugehörigen theoretischen Erläuterungen. Von Dr. **Friedrich Moeller**, Berlin. (Abhandlungen zur Didaktik und Philosophie der Naturwissenschaft, Heft 15.) Mit 93 Textabbildungen und 28 Tabellen. VII, 155 Seiten. 1934. RM 9.60

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Elektronen-Übermikroskopie. Physik, Technik, Ergebnisse. Von **Manfred von Ardenne**. Mit einem Titelbild, einer photographischen Tafel und 404 Abbildungen. XVI, 396 Seiten. 1940. RM 54.—; gebunden RM 57.60

Moderne Mehrgitter-Elektronenröhren. Bau. Arbeitsweise. Eigenschaften. Elektrophysikalische Grundlagen. Von Dr. **M. J. O. Strutt**, Eindhoven. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 242 Abbildungen im Text. VIII, 283 Seiten. 1940. RM 24.—; gebunden RM 25.80

Die Kathodenstrahlröhre und ihre Anwendung in der Schwachstromtechnik. Von **Manfred von Ardenne**. Unter Mitarbeit von Dr.-Ing. Henning Knoblauch. Mit 432 Textabbildungen. VIII, 398 Seiten. 1933. Gebunden RM 36.—

Braunsche Kathodenstrahlröhren und ihre Anwendung. Von Reg.-Rat Dr. phil. **E. Alberti**, Berlin. Mit 158 Textabbildungen. VII, 214 Seiten. 1932. RM 21.—; gebunden RM 22.20

Anleitungen zum Arbeiten im Röhrenlaboratorium. Von **M. Knoll**. (Dritter Teil der Anleitungen zum Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium von E. Orlich.) Mit 57 Textabbildungen. IV, 67 Seiten. 1937. RM 3.—

Verstärkermeßtechnik. Instrumente und Methoden. Von **Manfred von Ardenne**. Unter Mitarbeit von Wolfgang Stoff und Fritz Gabriel. Mit einem Geleitwort von Professor Dr. M. Pirani. Mit 246 Textabbildungen. VII, 235 Seiten. 1929. RM 20.25

Einführung in die Theorie der Stromrichter. Von **A. Glaser** und **K. Müller-Lübeck**. Erster Band: Elektrotechnische Grundlagen. Von **K. Müller-Lübeck**. Mit Beiträgen von W. Dällenbach, E. Gerecke, K. Kettner und G. Reinhardt. Mit 313 Textabbildungen. X, 316 Seiten. 1935. Gebunden RM 31.50

Elektrische Gasentladungslampen. Von Dr. **W. Uyterhoeven**, Ing. Civ., Eindhoven, unter Mitarbeit von Ing. **K. W. Hess**, Eindhoven. Mit 214 Abbildungen. IX, 364 Seiten. 1938. RM 34.—; gebunden RM 36.40

Handbuch der Lichttechnik. Bearbeitet von zahlreichen Fachgelehrten. Herausgegeben von Dozent Dr. phil. habil. **Rudolf Sewig**, Dresden. Zwei Teile. Mit 1204 Abbildungen und 59 Tabellen im Anhang. XVIII, VIII, 1056 Seiten. 1938. RM 123.—; gebunden RM 129.—
