

Braunsche Kathodenstrahlröhren und ihre Anwendung

Von

Dr. phil. E. Alberti

Regierungsrat und Mitglied des Reichspatentamts, Berlin

Mit 158 Textabbildungen



Berlin
Verlag von **Julius Springer**
1932

ISBN 978-3-642-51791-4 ISBN 978-3-642-51831-7 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-642-51831-7

**Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung
in fremde Sprachen, vorbehalten.**

**Copyright 1932 by Julius Springer in Berlin.
Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1932**

Vorwort.

Zur Einführung in das Gebiet der Braunschen Kathodenstrahlröhren und als Handbuch für den Fachmann zum Auffinden einschlägiger Literatur ist das vorliegende Buch gedacht. In dem ersten physikalischen Teil sind die Grundlagen soweit behandelt, als sie für den technischen Teil zum Verständnis erforderlich erschienen. In den folgenden Kapiteln, welche sich mit dem Aufbau der Röhren und den verschiedenen Aufnahmeverfahren befassen, ist der Versuch gemacht, vor allen Dingen eine Übersicht über die zu lösenden Aufgaben zu geben. Dabei ließ sich nicht vermeiden, daß ein Teil der Lösungen an verschiedenen Stellen des Buches wiederkehrt. In dem Abschnitt über die Schaltanordnungen sind zur Vermeidung solcher Wiederholungen nur diejenigen Schaltungen aufgenommen, die noch nicht in den anderen Kapiteln erörtert waren. Von den sehr zahlreichen Anwendungsgebieten, die sich die Kathodenstrahlröhre erobert hat, konnte nur ein geringer Teil, und zwar im wesentlichen nur der meßtechnische berücksichtigt werden und auch dieser beansprucht keine Vollständigkeit. Am ausführlichsten sind die Kathodenstrahloszillographen behandelt, diese jedoch nicht in dem Kapitel „Anwendungsgebiete“, sondern bereits in den vorhergehenden Abschnitten.

Prioritätsfragen, die in der bisherigen Literatur und besonders in der neueren vielfach irrig behandelt sind, wurden nach Möglichkeit neu geprüft und zu diesem Zweck die Patentliteratur weitgehend herangezogen. Bei der sehr häufig vorkommenden Duplizität von Ereignissen, erscheint es jedoch unmöglich und andererseits auch unwesentlich, die Priorität in jedem Falle feststellen zu wollen.

An wichtigeren zusammenfassenden Arbeiten über die Braunsche Röhre liegen bisher vor: eine Veröffentlichung von Hausrath (87) aus dem Jahre 1912, eine sehr eingehende Arbeit von Mac Gregor-Morris und Mines (147) aus dem Jahre 1925, weiter eine Arbeit von Gábor 1927 (75) und mehrere Literaturzusammenstellungen, z. B. von Knoll 1931 (126). Diese sind im vorliegenden Buch ebenso berücksichtigt wie alle weiteren im angefügten Literaturverzeichnis sonst noch aufgeführten Arbeiten. Auf letzteres beziehen sich die im Text kursiv gesetzten Zahlen.

Den Herren Dr. Heisen und Dr. Hupfeld, die mich in der liebenswürdigsten Weise bei der Durchsicht des Manuskriptes unterstützten und mir viele wertvolle Ratschläge erteilten, danke ich auch an dieser Stelle bestens.

Berlin, Januar 1932.

E. Alberti.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
A. Einleitung. Geschichtliche Darstellung.	1
B. Physikalische Grundlagen.	
I. Natur der Kathodenstrahlen	18
II. Erzeugung der Kathodenstrahlen	20
1. Durch Ionenbombardement (Gasentladungsröhren).	20
2. Durch Glühkathoden.	22
3. Lichtelektrische Erzeugung	25
4. Durch Elektronenbombardement (Sekundärelektronen).	25
5. Durch Röntgenstrahlen und radioaktiven Zerfall	26
III. Eigenschaften der Kathodenstrahlen	27
1. Leitfähigkeitserregung	27
2. Phosphoreszenz- und Fluoreszenzerregung	28
3. Schwärzung lichtempfindlicher Schichten.	31
4. Absorption, Reflexion, Diffusion und Durchtritt der Kathodenstrahlen durch feste Stoffe	35
5. Einfluß elektrischer und magnetischer Felder.	37
a) Elektrische Ablenkung.	38
b) Magnetische Ablenkung	41
c) Theorie des Striktionsfeldes	44
α) Unendlich lange Spule	44
β) Kurze Spule.	46
C. Aufbau der Braunschen Röhre.	
I. Allgemeines	47
1. Ablenkungskondensatoren.	48
2. Ablenkungsspulen	50
3. Blenden und Anode	52
4. Leuchtschirm	54
5. Beschleunigungsfelder	57
6. Einrichtungen zur Einstellung der im Vakuum befindlichen Teile einer Braunschen Röhre	58
II. Die verschiedenen Röhrentypen	60
1. Gasentladungsröhren	60
2. Glühkathodenröhren	68
a) Hochvakuumröhren	69
b) Gasgefüllte Glühkathodenröhren	72
3. Sekundärstrahlenröhren.	74
III. Mittel zur Konzentrierung der Kathodenstrahlen	75
1. Allgemeines	75
2. Elektromagnetische Mittel	76
a) Koaxiales Magnetfeld	76
b) Zirkulares Magnetfeld	79
3. Elektrostatische Mittel	80
a) Wehnelt-Zylinder	80
b) Besondere Anordnung und Gestaltung der Blenden.	81

Inhaltsverzeichnis.

V

	Seite
c) Radiales elektrisches Feld.	83
α) Erzeugt mit Hilfe eines Zylinderkondensators.	83
β) Erzeugung des elektrostatischen Konzentrationsfeldes durch Ionisation der Gasreste (van der Bijl-Effekt).	83
4. Geometrische Mittel.	86
a) Führung der Kathodenstrahlen in räumlich begrenzten, konvergierenden Bahnen	86
b) Hohlkathode	87
IV. Mittel zur Vermeidung der Vor- und Nachbelichtung.	87
1. Verdecken oder Aussparen des Nullpunktes	88
2. Vorablenkung des Kathodenstrahles (Nullpunktsverlagerung)	88
3. Strahlsperrung	90
a) Mechanische Strahlsperrung.	90
b) Mechanische Strahlsperrung mit elektrischer Strahlfreigabe (Norrinder)	91
c) Elektrische und magnetische Strahlsperrung	95
α) Durch ein Ablenkungsfeld	95
β) Durch ein Bremsfeld	100
4. Strahlunterbrechung durch Abschaltung der Anodenspannung vor und nach der Aufnahme.	101
a) Mechanische Ein- und Abschaltung	101
b) Ein- und Abschaltung der Anodenspannung auf rein elektrischem Wege	102

D. Aufnahmeverfahren.

I. Sichtbarmachung (Aufzeichnung) der Ablenkungen des Kathodenstrahles	102
1. Durch Lumineszenzerregung	102
2. Durch unmittelbare Schwärzung der photographischen Platte.	106
a) Im Innenraum.	106
b) Durch Vorbeiführen des Filmes an einem Spalt in der Wandung des Braunschen Rohres.	110
c) Aufnahme durch ein Lenard-Fenster.	111
3. Durch unmittelbare Schwärzung der photographischen Platte und gleichzeitige Lumineszenzerregung (Wood)	113
4. Mittels der elektrostatischen Kräfte der vom Kathodenstrahl bewirkten Aufladungen isolierter Schirme (Selényi)	114
5. Durch Auslösung von Röntgenstrahlen	114
6. Durch Ausnutzung der ionisierenden Wirkung der Kathodenstrahlen	115
II. Kontinuierliche Kurvenaufnahme.	116
1. Allgemeines	116
2. Auflösung der Kathodenstrahlbahn nach der Zeit.	117
a) Mechanische Mittel.	117
α) Gradlinige mechanische Verschiebung der photographischen Platte senkrecht zur Ablenkung des Kathodenstrahles.	117
β) Rotierende Filmtrommel	119
γ) Rotierender Spiegel	119
δ) Rotierende doppelte archimedische Spirale (Kock).	119
ϵ) Rotation der photographischen Platte um die Achse des ruhenden Kathodenstrahles in einer Ebene senkrecht zur Achse (Grix)	120
ζ) Rotation der Ablenkungssysteme (Mac Gregor-Morris u. Ramsay)	121

	Seite
b) Elektrische Mittel	122
α) Kurvenaufnahme mit Hilfe Lissajousscher Figuren.	122
α_1) Hilfsgröße bekannter, aber der Zeit nicht proportionaler (sinusförmiger) Kurvenform (Braun-Ryan)	122
α_2) Hilfsgröße proportional dem Differentialquotient der gesuchten Wechselgröße (H. Yagi-F. F. Martens)	125
β) Gradlinige proportionale Zeitablenkung	128
β_1) Erzeugung eines zeitproportionalen Stromes mit Hilfe der Verschiebung eines Schleifkontaktes längs eines strom- durchflossenen Widerstandsdrahtes (Zenneck)	129
β_2) Ablenkung mit einer sinusförmigen Schwingung im mitt- leren gradlinigen Teil (Zenneck-Fleming)	130
β_3) Erzeugung eines zeitproportionalen Stromes mit Hilfe eines Selbstinduktion, Widerstand und Unterbrecher enthalten- den Kreises (Simon u. Reich)	130
β_4) Erzeugung eines zeitproportionalen Stromes durch Laden oder Entladen eines Kondensators (Mandelstam-Ro- schansky)	131
γ) Stehende zeitproportional aufgenommene Bilder	134
δ) Kurvenaufnahme über einer gekrümmten, insbesondere kreis- förmigen, elliptischen oder spiralförmigen Zeitachse	139
δ_1) Überlagerung eines Drehfeldes über das rotierende Zeitfeld	141
δ_2) Lineare Ablenkung über einer elliptischen Zeitlinie.	142
δ_3) Überlagerung der unbekanntenen Spannung über die Anoden- spannung	142
c) Mechanische und elektrische Mittel gleichzeitig angewandt.	143
d) Mehrere gleichzeitige elektrische oder magnetische Zeitablen- kungen (Dufour)	144
III. Punktweise Aufzeichnung von Kurvenformen (Lübcke).	146
1. Unter Benutzung der ionisierenden Wirkung der Kathodenstrahlen	146
2. Mit Hilfe zweier durch ein Fenster verbundener Kathodenstrahlröhren	147
IV. Vergleich einiger Aufnahmemethoden	148
V. Mehrfachkurvenaufnahme	150

E. Allgemeine Schaltanordnungen zur Auslösung der verschiedenen Vorrichtungen.

I. Mechanische Schaltvorrichtungen	152
II. Elektrische Schaltvorrichtungen	155
1. Funkenstrecken, Glimmlampen und ähnliche Organe als Auslöse- mittel	155
2. Kippfähige und ähnliche Röhrenschaltungen als Auslösemittel.	161

F. Anwendungsgebiete.

I. Frequenzüberwachung und Frequenzvergleich	164
II. Aufnahme von Magnetisierungskurven	167
III. Aufnahme von Leistungs- und Verlustdiagrammen, Phasen- winkeln, Leistungsfaktoren und Quotienten.	172
1. Aufnahme in rechtwinkligen Koordinaten	172
a) Leistungs- und Verlustdiagramme (Madelung-Ryan).	172
b) Phasenwinkel und Leistungsfaktor	174
2. Aufnahme in Polarkoordinaten (Grix).	177
3. Aufnahme des Quotienten zweier Größen.	178

Inhaltsverzeichnis.

VII

	Seite
IV. Aufnahme von Resonanzkurven, Kennlinien u. dgl.	179
1. Resonanzkurven	179
2. Kennlinien	180
3. Messung des Modulationsgrades	181
V. Fehlerortsbestimmungen an Freileitungen und Kabeln. .	184
VI. Schallaufzeichnung.	186
VII. Bildübertragung, insbesondere Fernsehen	188
1. Helligkeitssteuerung durch Ablenkung des Strahles (Rosing). . . .	189
2. Helligkeitssteuerung durch Änderung der Elektronengeschwindigkeit	189
a) Durch Änderung der Spannung zwischen Kathode und Anode. .	189
b) Durch eine zusätzliche Beschleunigungsspannung	191
3. Helligkeitssteuerung durch Änderung der Emission	192
4. Helligkeitssteuerung durch Einschnürung des Strahlenbündels (Strik- tion).	193
Literaturverzeichnis	195
Namenverzeichnis.	208
Sachverzeichnis	212

A. Einleitung. Geschichtliche Darstellung.

Die Entdeckung der Kathodenstrahlen¹⁾ erfolgte im Jahre 1859 durch Plücker²⁾ mit der Beobachtung eines grüngelben bzw. bei Anwendung von bleihaltigem Glase eines blauen Fluoreszenzlichtes des Glases einer Geißlerschen Entladungsröhre in der Nähe der Kathode. Die erste eingehende Untersuchung über die Natur der Strahlen verdanken wir Plückers Schüler Hittorf³⁾, der in seiner grundlegenden Arbeit „Über die Elektrizitätsleitung der Gase“ (1869) eine Anzahl ihrer wichtigsten Eigenschaften, so ihre gradlinige Ausbreitung, die magnetische Ablenkbarkeit, die Zusammenziehung der Kathodenstrahlen im koaxialen magnetischen Felde (Striktion) und die Wärmewirkung beim Auftreffen auf andere Körper beschrieb. Crookes⁴⁾ hat 1874, ohne die Arbeit von Hittorf zu kennen, außer den von diesem entdeckten noch einige weitere Eigenschaften der Kathodenstrahlen, so die Fähigkeit, Kristalle, z. B. Diamanten oder Rubine, zur Phosphoreszenz zu erregen und die Konzentrationsfähigkeit der Strahlen durch eine Hohlkathode, in prachtvollen Demonstrationsversuchen gezeigt und damit auf die Bedeutung der Kathodenstrahlen für die physikalische Erkenntnis der Natur erneut hingewiesen.

Während die für die praktische Verwendung so wichtige magnetische Ablenkbarkeit der Strahlen bereits von Plücker und Hittorf beobachtet wurde, machte der einwandfreie experimentelle Nachweis der ebenso wichtigen elektrischen Ablenkbarkeit anfangs erhebliche Schwierigkeiten. Dies hatte seinen Grund hauptsächlich darin, daß die Kathodenstrahlen das Gas zu einem Leiter machen. Deswegen sind hohes Vakuum und hohe elektrische Spannungen zur Erzeugung der nötigen Kraftfelder erforderlich. Nach vergeblichen bzw. nicht streng überzeugenden Versuchen von Goldstein⁵⁾, Hertz⁶⁾ und Jaumann⁷⁾ gelang es erst im Jahre 1897 J. J. Thomson⁸⁾ und etwas

¹⁾ Die Bezeichnung „Kathodenstrahlen“ ist von Goldstein vorgeschlagen.

²⁾ Plücker, J.: Pogg. Ann. d. Phys. Bd. 107 (1859) S. 77, insbes. S. 111.

³⁾ Hittorf, W.: Pogg. Ann. d. Phys. Bd. 136 (1869) S. 1 u. 197.

⁴⁾ Crookes, W.: Strahlende Materie. Leipzig 1879.

⁵⁾ Goldstein, E.: Sitzungsber. Akad. Wiss. Berlin 1876.

⁶⁾ Hertz, H.: Wied. Ann. d. Phys. Bd. 19 (1883) S. 809.

⁷⁾ Jaumann: Wied. Ann. d. Phys. Bd. 59 (1896) S. 262.

⁸⁾ Thomson, J. J.: Philos. Mag. [5] Bd. 44 (1897) S. 293.

später Kaufmann und Aschkinaß¹⁾, die elektrostatische Ablenkung festzustellen und die Gesetze dafür abzuleiten. Weitere Bestätigungen der elektrischen Ablenkbarkeit brachten Untersuchungen von P. Lenard²⁾, W. Wien³⁾ und Perrin⁴⁾.

Mit der Entdeckung dieser Eigenschaften der Kathodenstrahlen und ihrer Fähigkeit, beim Auftreffen auf gewisse Stoffe diese zum Leuchten zu erregen und photographische Platten zu schwärzen, war auch die Möglichkeit zur praktischen Verwertung gegeben.

Den ersten Versuch dazu machte A. Heß (1894, 89⁵⁾) mit der Untersuchung veränderlicher magnetischer Felder. Er benutzte ein Lenardsches Kathodenstrahlrohr, bei dem die Strahlen aus dem Entladungsrohr durch eine dünne Metallfolie (Fenster) in ein zweites Rohr, das Beobachtungsrohr, eintreten. Lenard⁶⁾ hatte mit dieser Anordnung die Diffusion der Kathodenstrahlen in Gasen sowie ihre magnetische Ablenkbarkeit bei verschiedenen Drucken und im möglichst hohen Vakuum untersucht. Heß nahm statt des aus Glas hergestellten Beobachtungsrohres ein vollkommen geschlossenes Metallgefäß, das bis auf einen Druck von wenigen mm Hg ausgepumpt war. Am Ende dieses Gefäßes fiel der Kathodenstrahl auf eine photographische Platte. Unter der ablenkenden Kraft veränderlicher Magnetfelder beschreibt der Fußpunkt des Kathodenstrahles auf der Platte eine gerade Linie. Zur Auflösung dieser Linie nach der Zeit, d. h. zur Ermittlung des zeitlichen Verlaufes der magnetischen Feldstärke, wurde bei der Anordnung von Heß die photographische Platte mit mechanischen Mitteln senkrecht zur Richtung des Kathodenstrahles und senkrecht zur magnetischen Ablenkung verschoben.

Eigenartigerweise ist die Anordnung von Heß nicht weiter ausgebaut oder angewandt worden, auch hat Heß selbst keine Aufnahmen veröffentlicht, aus denen man auf die Güte seiner Anordnung hätte schließen können. Ein wesentlicher Nachteil derselben bestand seinerzeit sicher in der Schwierigkeit, die photographische Platte im Vakuum während der Aufnahme zu bewegen. Erst in neuerer Zeit ist man wieder zu Formen übergegangen, die der ursprünglichen Heß-Lenardschen Röhre nahekommen.

1897. Dagegen hat das von F. Braun (1897, 29) unabhängig von Heß angegebene Kathodenstrahlrohr wegen seiner für Demonstra-

¹⁾ Kaufmann, W., u. E. Aschkinaß: Wied. Ann. d. Phys. Bd. 62 (1897) S. 588.

²⁾ Lenard, P.: Wied. Ann. d. Phys. Bd. 64 (1898) S. 279.

³⁾ Wien, W.: Wied. Ann. d. Phys. Bd. 65 (1898) S. 440.

⁴⁾ Perrin: Ann. Chim. et Phys. [7] Bd. 11 (1897) S. 503.

⁵⁾ Die *kursiv* gedruckten Zahlen innerhalb des Textes beziehen sich auf das am Ende des Buches zusammengestellte *Literaturverzeichnis*.

⁶⁾ Lenard, P.: Wied. Ann. d. Phys. Bd. 51 (1894) S. 225; Bd. 52 (1894) S. 23.

tionszwecke und Experimentaluntersuchungen besonders geeigneten Form sehr schnell weite Verbreitung gefunden. Da Braun gleichzeitig der erste war, der die verschiedensten grundlegenden Untersuchungsmethoden angab, so hat man mit Recht früher alle zur Untersuchung zeitlich veränderlicher Vorgänge benutzten Kathodenstrahlröhren als Braunsche Röhren bezeichnet¹⁾.

Abb. 15, S. 47, gibt die von Braun benutzte Röhre wieder. *K* ist die aus Aluminiumblech hergestellte Kathode, *A* die Anode, *C* ein Aluminiumdiaphragma und *D* ein mit phosphoreszierendem Stoff überzogener Glimmerschirm, auf den die Kathodenstrahlen auffallen. Die Ablenkung erfolgt durch magnetische Felder, die z. B. von einer stromdurchflossenen Spule erzeugt sind. Die Auflösung nach der Zeit geschieht mit Hilfe des rotierenden Königschen Spiegels. Man erhält, wie bei der bewegten photographischen Platte, eine genaue, der Zeit proportionale Auflösung des auf dem Leuchtschirm entstehenden Lichtbandes, z. B. also die Kurvenform des durch die Ablenkungsspule fließenden Stromes.

Weiter ist von Braun in seiner grundlegenden Arbeit noch die Aufnahme periodischer Vorgänge mit Hilfe Lissajousscher Figuren angegeben. Hierbei wird nicht das auf dem Leuchtschirm ruhend erscheinende Lichtband nach der Zeit aufgelöst, sondern der Kathodenstrahl selbst erhält noch eine zweite senkrecht zur ersten gerichtete Ablenkung, deren Größe sich ebenfalls periodisch mit der Zeit ändert (Zeitablenkung). Die Frequenzen der beiden Schwingungen müssen in einem ganzzahligen Verhältnis zueinander stehen, dann erscheint auf dem Schirm eine in sich geschlossene Kurve als stehendes Bild. Braun hat zur Erzeugung der periodischen Zeitablenkung zwei verschiedene Mittel angegeben: Einmal die Rotation eines kleinen Magnetstabes in einer Horizontalebene unterhalb der Röhre, andererseits die Verwendung einer zweiten Spule oder eines zweiten senkrecht zu dem ersten angeordneten Spulenpaares, das von einem Wechselstrom der Frequenz des zu untersuchenden Stromes durchflossen wird. Bei dem rotierenden Magneten ist es schwer, Synchronismus mit der Frequenz

¹⁾ Der in neuerer Zeit vielfach gemachte Versuch, zwischen Braunschen Röhren und Kathodenstrahloszillographen zu unterscheiden und als Br. R. nur solche zu bezeichnen, bei denen die Aufnahme mit Leuchtschirm und photographischer Kamera erfolgt, muß als wenig glücklich bezeichnet werden. Es gibt andere Unterscheidungsmerkmale, die zur Charakterisierung der Röhren wesentlich wichtiger sind, z. B. die Art der Strahlenerzeugung (also etwa: Gasentladungs-, Glühkathoden-, Sekundärstrahlenröhren usw.). In diesem Buche werden die Bezeichnungen Braunsche Röhre und Kathodenstrahloszillograph ohne Unterschied nebeneinander benutzt werden, schon mit Rücksicht darauf, daß der wesentlich umfassendere Ausdruck Braunsche Röhre die vielseitige Verwendbarkeit der Kathodenstrahlröhren besser andeutet.

des Wechselstromes zu erzielen, so daß die Lissajous-Figur im allgemeinen nicht ruhig steht. Aus diesem Grunde hat man praktisch auch nur von dem zweiten Mittel bzw. ihm gleichartigen Mitteln Gebrauch gemacht. Die Methode der Lissajous-Figuren hat später durch Ryan ihre hauptsächlichste Ausbildung erfahren.

1898. Die Aufnahmen von Braun sind, wie gesagt, mit magnetischer Ablenkung der Kathodenstrahlen ausgeführt, die erste Anwendung elektrischer Felder und kombinierter elektrischer und magnetischer Felder bei Braunschen Röhren erfolgte 1898 durch Ebert (58).

1899. Neben dem Problem der Zeitauflösung spielt das Problem der Konzentrierung der Kathodenstrahlen eine wichtige Rolle, da die Schärfe der aufgenommenen Kurven von der Spurbreite der Kathodenstrahlen abhängt. Um sie möglichst schmal zu machen, hat man, wie bei Lichtstrahlen, ein oder mehrere Blenden in die Bahn der Strahlen gesetzt. Da die Elektronen die Kathode jedoch nicht vollkommen senkrecht verlassen und im Ablenkraum durch Gasreste eine Streuung erleiden, so ist der Leuchtfleck besonders bei großer Länge des Rohres meist erheblich größer als die Blendenöffnung. Eine Zusammenziehung (Striktion) der Strahlen erhält man, wie bereits Hittorf¹⁾ und Schmidt²⁾ beobachteten, durch Anwendung eines gleichgerichteten Magnetfeldes. Zur Erhöhung der Bildschärfe ist dies Mittel zuerst von Wiechert³⁾ (1899) angewandt. Mit dieser Erhöhung der Bildschärfe ist infolge der Verkleinerung des Leuchtfleckes gleichzeitig eine Erhöhung der Flächenhelle verbunden, was besonders für photographische Aufnahmen sehr wichtig ist.

Das Problem der zeitlichen Auflösung des Lichtbandes oder der Zeitablenkung des Kathodenstrahles hat weiter immer wieder im Vordergrund des Interesses gestanden. 1899 haben Wehnelt und Donath (272) das Lichtband mit einer photographischen Kamera auf eine Platte projiziert und die Platte mit einer Schlittenvorrichtung mechanisch mit gleichmäßiger Geschwindigkeit vorübergezogen. Im selben Jahre gab Zenneck (284) eine neue Methode an, bei der zur Ablenkung des Kathodenstrahles durch die Zeitablenkspulen ein mit der Zeit gleichmäßig ansteigender Hilfsstrom geschickt wird. Zur Erzeugung dieses Stromes legte er die Spule an ein Potentiometer, dessen Abgriff er mit konstanter Geschwindigkeit längs des als Widerstand benutzten Schleifdrahtes verschob. Um auch bei diesen Aufnahmen stehende Bilder zu erhalten, legte Zenneck weiter den Schleifdraht auf die Peripherie einer drehbaren Scheibe und führte die Spannung

¹⁾ l. c.

²⁾ Schmidt, K. E. F.: Abhandl. d. Naturforsch. Ges. zu Halle Bd. 21 (1896 bis 1898) S. 163 u. 173.

³⁾ Wiechert, E.: Wied. Ann. d. Phys. Bd. 69 (1899) S. 739.

über Schleifbürsten zu. Beim Antrieb der Scheibe mit Hilfe eines Synchronmotors erhält man dann stehende Bilder. Die Anordnung hat bei der Untersuchung nieder- und mittelfrequenter Vorgänge gute Erfolge gezeitigt; zur Aufnahme hochfrequenter Schwingungen ist sie, da mechanisch bewegte Teile vorhanden sind, nicht anwendbar.

Ein neues Anwendungsgebiet wurde der Braunschen Röhre durch Ångström (1899, 5) mit der Darstellung von Hysteresiskurven magnetischer Stoffe erschlossen. Auch hier wirken auf den Kathodenstrahl, wie bei der Aufnahme der Kurvenform von Wechselströmen, zwei senkrecht zueinander stehende Felder. An die Stelle der Zeit als der einen Koordinate tritt jedoch die magnetische Feldstärke \mathfrak{H} . Es handelt sich, wie bei Lissajous-Figuren, um stehende Bilder.

1900. Bei längerer Einschaltung der Br. R. macht sich eine mit Verringerung der Empfindlichkeit verbundene Verfärbung des Leuchtschirmes an der Stelle bemerkbar, wo der Kathodenstrahl im Ruhezustand auffällt. Auch bei Anwendung photographischer Platten bringt dieser Anfangsfleck eine störende Verschleierung der Aufnahme. Richarz und Ziegler (185) haben 1900 zum ersten Male die Bedeutung der Vermeidung des Anfangsfleckes erkannt und ihn durch Abdecken des Leuchtschirmes an dieser Stelle mit einem kleinen Stanniolplättchen beseitigt. Später bei der Aufnahme schneller einmaliger Vorgänge ist die Lösung dieser Aufgabe besonders wichtig geworden, so daß noch viele Mittel zur Lösung derselben ersonnen sind.

1901. Das Bedürfnis, hochfrequente Schwingungen mit der Br. R. aufzunehmen, machte sich mit der Zeit immer mehr geltend. Die Aufgabe, auch für diese eine Einrichtung zu schaffen, bei der der Verlauf der Erscheinung unmittelbar sichtbar aufgenommen wird, fand eine erste brauchbare Lösung in einer Anordnung von Simon und Reich (1901, 242) zur Darstellung von Kondensatorentladungen. Sie legten die Zeitablenkungsspulen in den Stromkreis eines elektrolytischen Unterbrechers, dessen Strom sofort nach jeder Unterbrechung nahezu gleichmäßig selbsttätig wieder anzusteigen beginnt. Der Schwingungsverlauf der Kondensatorentladung erscheint somit, da er mit jeder Unterbrechung neu aufgenommen wird, als stehendes Bild in nahezu zeitproportionaler Darstellung.

1903. Während die Anwendung magnetischer Felder zur Strahlablenkung stets eine einwandfreie Beobachtung ergab, zeigten sich bei der Anwendung elektrischer Felder immer noch Störungen verschiedenster Art. Wandte man nach Ebert Außenelektroden an, so traten an den Innenwänden des Glasrohres elektrische Ladungen auf, die das äußere Feld vollkommen kompensierten (Milham) (161). Benutzte man dagegen nach Thomson Innenelektroden, so ging bei höheren Spannungen zwischen den Platten eine Entladung über. Erst eine

besondere Anordnung von Wehnelt (1903, 267) mit Innenelektroden zwischen Glimmerdiaphragmen gab störungsfreie Aufnahmen auch mit elektrischen Feldern. Röhren mit eingebauten Ablenkungsplatten hat man daher früher meist als Wehneltsche Röhren bezeichnet. Sie waren bis etwa 10000 V anwendbar. Darüber hinaus wurden von Wehnelt kapazitive Spannungsteiler angewandt.

Das Verfahren der Aufnahme mit Lissajous-Figuren wurde von Ryan (1903, 222) weiter ausgebildet und so vervollkommenet, daß es lange Jahre das einfachste und beste Mittel zur Aufnahme mittel- und hochfrequenter Schwingungen darstellte. Die Verbesserung bestand im wesentlichen darin, daß als Hilfsstrom zur Zeitablenkung ein durch Resonanzkreise hergestellter rein sinusförmiger Strom von der Frequenz der aufzunehmenden Schwingung benutzt wurde. Damit war die Möglichkeit einer genauen quantitativen Analyse der Lissajous-Figuren gegeben, für die auch von Ryan ein Verfahren angegeben ist. Ein großer Vorteil der Methode besteht darin, daß sie stehende Figuren und damit große Lichtstärke ergibt, immerhin haftet ihr jedoch der Nachteil an, daß die Kurvenform der Schwingungen nicht unmittelbar sichtbar ist.

1905. Zur Aufnahme von Charakteristiken, d. h. zur Aufnahme der Beziehung zweier elektrischer bzw. magnetischer Größen zueinander, wofür bereits die Aufnahme magnetischer Hysteresiskurven durch Ångström ein wichtiges Anwendungsbeispiel darstellt, fand die Braunsche Röhre immer weitere Verbreitung. Es sei hier nur an die Lichtbogenuntersuchungen von Simon (1905, 241) erinnert.

Bei der Konzentrierung der Kathodenstrahlen mit der Wiechertschen koaxialen Striktionsspule, deren Anwendung später allgemein üblich wurde, erfolgte die Einstellung durch Änderung der Stromstärke und Verschieben der Spule in axialer Richtung derart, daß der Leuchtfleck auf dem Schirm möglichst klein und scharf begrenzt war. Rankin (1905, 182) zeigte, daß die Anwendung der Striktionsspule auch dem Zweck dienen kann, möglichst viele Strahlen durch die Blendenöffnung hindurchzuleiten und so eine Steigerung der Intensität des Leuchtfleckes zu bewirken. Zu diesem Zweck ordnete er die Spule in der Nähe der Kathode an.

Durch die Entdeckung Wehnelts (1903), daß bei hohen Temperaturen die Oxyde eine höhere Elektronenemission zeigen als Platin und daß der Kathodenfall einer mit gewissen Metalloxyden bestrichenen und zum Glühen gebrachten Platinelektrode außerordentlich viel geringer ist, als der Kathodenfall einer sonst gleichen Elektrode ohne Metalloxydüberzug, wurde die Grundlage zu einem neuen Typ der Br. R. gegeben. Der Wehneltsche Glühkathodenszillograph unterscheidet sich von der üblichen Braunschen Röhre im wesentlichen dadurch, daß er Hochvakuum besitzt und sehr viel geringere Anodenspannungen (etwa

200 bis 300 V) zum Betriebe benötigt. Hieraus ergibt sich eine geringere Geschwindigkeit der Elektronen und damit eine größere Strom- und Spannungsempfindlichkeit des Oszillographen. Außerdem folgt aus der höheren Elektronenemission der Oxydkathode eine größere Intensität des Leuchtfleckes bzw. der photographischen Schwärzung. Dies ist besonders deswegen wichtig, weil bei der Aufnahme einmaliger, sehr schnell verlaufender Vorgänge die Intensität der Strahlen von ausschlaggebender Bedeutung für die erreichbare Schreibgeschwindigkeit ist. Eine Schwierigkeit besteht jedoch bei Glühkathodenoszillographen



Abb. 1. Wehnelt'sches Demonstrationsrohr mit leuchtender Kathodenstrahlbahn. [Aus Z. physik. chem. Unterr. Bd. 18 (1905).]

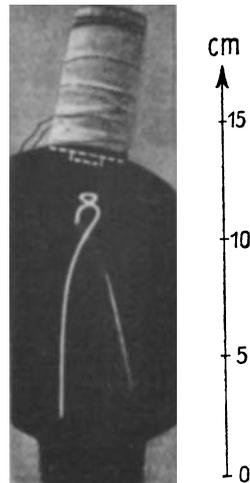


Abb. 2. Brüches Demonstrationsrohr. [Aus Z. Physik Bd. 64 (1930).]

insofern, als das Licht des Glühfadens eine Vorbelichtung des Leuchtschirmes oder der Platte mit sich bringt, die durch besondere Maßnahmen beseitigt werden muß. Der erste Glühkathodenoszillograph wurde 1905 von Wehnelt (270) angegeben.

Der hohe Emissionsstrom der Oxyde ermöglichte es Wehnelt (1905, 268) weiter mit einer anderen, gasgefüllten Röhre die Bahn der Kathodenstrahlen bei magnetischer und elektrischer Ablenkung durch das Aufleuchten der Gasreste in besonders schöner Weise unmittelbar sichtbar zu machen (vgl. Abb. 1). Solche leuchtenden Kathodenstrahlbahnen waren, wenn auch in wesentlich unvollkommenerer Art, schon von Hittorf¹⁾ beobachtet und mit ihnen die Eigenschaften der Kathodenstrahlen festgestellt.

¹⁾ Hittorf: l. c.

1906. Zur Übertragung von Schriftzeichen und Strichzeichnungen (Fernschreiber) ist die Braunsche Röhre von Dieckmann und Glage (1906, 49) angewandt. Damit wurde auch der erste Schritt zur Bildübertragung (das zeilenmäßige Abtasten einer Bildfläche) gemacht, für die dann im folgenden Jahre Rosing (1907, 215) wenigstens grundsätzlich die erste Lösung gab. Die zur Bildübertragung noch fehlende Helligkeitssteuerung sollte nach Rosing durch magnetische oder elektrische Ablenkung der Strahlen vor einer Lochblende erfolgen.

1907. Eine Untersuchung von Madelung (1907, 150) brachte neben einem weiteren Ausbau der Ängströmschen Methode der Hysteresisaufnahme eine allgemeine Methode zur Bestimmung dielektrischer Verluste.

Die Anwendung von Leonard-Röhren zur Strahlerzeugung für Braunsche Röhren, die seit Heß nicht mehr zur Anwendung gekommen war, wurde 1907 von K. v. Wesendonk (274) wieder empfohlen, weil sie die Anwendung von Hochvakuum im Ablenkungsraum unabhängig vom Druck im Entladungsraum und durch die damit erreichte hohe Isolation der Ablenkungsplatten die Messung hoher Spannungen gestattet. Das Fenster sollte hier somit, wie bei den ursprünglichen Anordnungen von Leonard, die Stelle der Anode im Braunschen Rohr einnehmen bzw. die Anodenblende gasdicht aber elektronendurchlässig abschließen. Eine praktische Ausführung folgte der Anregung jedoch nicht.

Für die zeitproportionale Ablenkung des Strahles wurde 1907 von Mandelstam (151) in Weiterführung der Simon-Reichschen Methode eine neue Anordnung angegeben, die von Roschansky (1908, 214) weiter ausgebaut wurde. Mandelstam schickte durch die Ablenkungsspulen den Entladungsstrom eines Kondensators, welcher im Anfang der Entladung eine lineare Funktion der Zeit ist. Bei geeigneter Bemessung der Anordnung kann man es erreichen, daß der Entladungsstrom im Verlauf des geradlinigen Teiles den Kathodenstrahl über die ganze Breite des Leuchtschirmes ablenkt und während des weiteren Verlaufes außerhalb des Gesichtsfeldes hält. Richtet man es weiter so ein, daß der geradlinige Ablauf des Entladungsstromes zeitlich zusammenfällt mit dem interessierenden Vorgang, so gibt die aufgenommene Kurve den Verlauf naturgetreu wieder.

1909. Giesel und Zenneck (79) veröffentlichten 1909 eine Arbeit über die Eignung verschiedener Präparate zur Herstellung von Leuchtschirmen für Braunsche Röhren. Sie fanden, daß bei Berücksichtigung der Helligkeit des Leuchtens für das menschliche Auge bei Beobachtung des Schirmes in der Aufsicht wie in der Durchsicht, bei Berücksichtigung der Wirkung des ausgesandten Lichtes auf photographische Platten, sowie bei Beachtung des Nachleuchtens und der Abgabe von Gas Gieselsches Zinksulfid den anderen Präparaten überlegen ist.

1911. Ein der Mandelstam-Roschanskyschen Methode ähnliches Verfahren zur Zeitablenkung von Chaffee (1911, 44) benutzt die Aufladung eines Kondensators mit einem durch Einschalten von Drosseln ausgeglichenen Ladestrom.

1912. Bei der photographischen Aufnahme der auf dem Leuchtschirm erscheinenden Kurven benutzt man im allgemeinen einen üblichen photographischen Apparat mit Kamera und Linse. Milner (1912, 162) legte die lichtempfindliche Schicht unmittelbar gegen die Rückseite des Leuchtschirmes (Kontaktphotographie) und erhöhte damit die Empfindlichkeit. Das Verfahren ist später wiederholt aufgenommen und mit Erfolg angewandt worden.

1913 gab Fleming (68) an, zur Zeitablenkung des Kathodenstrahles eine sinusförmige Spannung solcher Amplitude zu benutzen, daß der Strahl bei der maximalen Spannungsablenkung beiderseits über den Leuchtschirm hinausgeht und somit nur während des mittleren nahezu geradlinigen Spannungsanstieges den Schirm überschreitet. Nach Hausrath (87 S. 100, letzter Abs.) ist dieses Verfahren indessen schon früher von Zenneck angewandt worden.

1914. Ein neues Anwendungsgebiet wurde der Braunschen Röhre durch Szczepanik und Dzikowski (1914, 255) erschlossen, die die wichtigsten Verfahren zur Tonaufzeichnung mit Braunschen Röhren in ihren Grundlinien angaben. Diese werden heute allgemein als Intensitäts- und Amplitudenverfahren bezeichnet und bestehen darin, daß durch die Kathodenstrahlen auf einem abrollenden Filmband ein Schwärzungsstreifen hervorgerufen wird, dessen Intensität bzw. Breite der Schallstärke proportional gemacht wird.

Der große Vorteil der Braunschen Röhre, daß man auch schnelle Schwingungen oder kurzzeitige einmalige Vorgänge mit ihr aufnehmen kann, war bis zum Jahre 1914 noch nicht voll zur Geltung gekommen. Für die zeitproportionale Darstellung genügte die Helligkeit der Leuchtschirme nicht und bei der Aufnahme stehender Lissajousscher Figuren war man auf die Wiedergabe periodischer Vorgänge beschränkt. Einen wesentlichen Schritt der Weiterentwicklung in dieser Richtung brachte der Oszillograph von Dufour (1914, 50), bei dem die Empfindlichkeit um Größenordnungen dadurch gesteigert wurde, daß die Kurven durch den Kathodenstrahl unmittelbar auf der photographischen Platte niedergeschrieben wurden, wie es bereits Heß bei seinen ersten Versuchen gemacht hatte. Es ist unzweifelhaft das Verdienst von Dufour, dieses Aufnahmeverfahren, das zu wissenschaftlichen Untersuchungen häufig angewandt worden ist, in die Oszillographentechnik wieder eingeführt zu haben. Dufour hat in der gleichen Arbeit, in der er über diesen Oszillographen berichtete, noch ein neues Verfahren zur Zeitablenkung angegeben. Es besteht darin, daß der Kathodenstrahl außer einer

Zeitablenkung in vertikaler Richtung, die der Zeit proportional erfolgt, noch eine horizontale Zeitablenkung, und zwar durch ein Feld sinusförmigen Verlaufes erfährt, so daß die Zeitlinie eine sinusförmige Wellenlinie ist. Dieser Zeitlinie überlagert sich dann erst der eigentliche Kurvenzug.

Den Wehnelt'schen Glühkathodenzillographen nahm 1914 Langmuir (140) wieder auf, verwandte jedoch als Kathode statt des mit einem Oxydfleck versehenen Platinbandes eine senkrecht zur Rohrachse stehende Flachspirale und konzentrierte die Strahlen mit Hilfe eines Wehnelt-Zylinders. Als Leuchtschirm benutzte er eine Metallplatte mit einer darauf niedergeschlagenen Schicht fein pulverisierten oder zerstäubten Wolframs oder Molybdäns. Statt der sonst üblichen Phosphoreszenz wird hier somit das Aufleuchten des Metallpulvers infolge Erwärmung durch die kinetische Energie der Strahlen, also ihre Wärmewirkung ausgenutzt.

Kock (1914, 131) wandte für die Braunsche Röhre das von den Siemensschen Schleifenoszillographen bekannte Prinzip der Zeitauflösung mit einer nach einer doppelten archimedischen Spirale verlaufenden Trommel an, deren Flächen die Leuchtsubstanz tragen. Der Antrieb der Trommel erfolgt durch elektromagnetische Kupplung von außen. Zur gleichzeitigen Darstellung mehrerer Kurven (Mehrfachkurvenaufnahme) baute er ein besonderes Rohr mit mehreren voneinander unabhängigen Strahl- und Ablenkssystemen, aber gemeinsamem Schirm innerhalb desselben Gefäßes.

Eine eigenartige Röhrenkonstruktion ist von den Veifa-Werken, Dessauer und Cermak (263) angegeben (1914). Es werden die auf einer Antikathode ausgelösten Röntgenstrahlen zur photographischen Aufnahme verwendet, indem die Antikathode an Stelle des Leuchtschirmes gesetzt wird.

1915. Zur Messung der Horizontalintensität des Erdfeldes haben Knipp und Welo (1915, 117) die Braunsche Röhre angewandt. Um bei diesen Aufnahmen die Vorblichtung der photographischen Platte auf einen unschädlichen Betrag herabzudrücken, haben sie den Heizstrom der Glühkathode nur während der Aufnahme kurzzeitig auf volle Stromstärke erhöht

Lilienfeld (142) gab 1915 ein neues Aufnahmeverfahren an. Während man bisher die zu messende Spannung stets zur Ablenkung der Kathodenstrahlen benutzte, legte er die aufzunehmende Spannung zwischen Kathode und Anode an und lenkte den Kathodenstrahl mit einem konstanten Magnetfeld ab.

1916. Wenn eine Hilfsspannung bekannter, insbesondere sinusförmiger Kurvenform für die Aufnahme von Lissajous-Figuren nicht zur Verfügung steht, oder sich durch Anwendung von Resonanzkreisen aus der aufzunehmenden Schwingung nicht herstellen läßt, was z. B. bei

der Aufnahme gedämpfter Schwingungen unmöglich ist, so kann man nach Yagi (1916, 282) Lissajous-Figuren auch dadurch erhalten, daß man auf den Kathodenstrahl außer dem dem aufzunehmenden Strom bzw. der Spannung proportionalen Feld senkrecht dazu noch ein Feld wirken läßt, das der zeitlichen Ableitung der aufzunehmenden Größe proportional ist. Die Analyse der so aufgenommenen Lissajous-Figur hat Yagi anscheinend graphisch durchgeführt.

1917. Ein neues Aufnahmeverfahren wurde weiter 1917 von Lübcke (144, 145) angegeben. Die Kurven werden punktweise aufgenommen, ähnlich wie bei dem Joubertschen Verfahren. Eine Braunsche Röhre mit rotierendem Kathodenstrahl und hinter einem schmalen Lenard-Fenster angeschlossener Ionisationskammer dient als trägheitslose Joubertsche Scheibe. Statt der Ionisationskammer kann nach einem weiteren Vorschlag Lübckes zur Messung der Momentanwerte hinter dem Lenard-Fenster auch eine zweite Braunsche Röhre üblicher Art verwendet werden.

1919. Für die Analyse von Lissajous-Figuren, die durch Ablenkung des Kathodenstrahles mit einem der aufzunehmenden Größe proportionalen und einem der zeitlichen Ableitung dieser Größe proportionalen Feld aufgenommen sind, gab F. F. Martens (1919, 152) ein interessantes, im wesentlichen rechnerisches Verfahren an.

Eine Sekundärstrahlenröhre, d. h. eine Röhre, bei der zur Messung die an der Anode ausgelösten Sekundärelektronen benutzt werden, hat 1919 Lilienfeld (143) angegeben.

Eine Verbesserung der Verfahren zur Zeitablenkung von Mandelstam und Roschansky bzw. Chaffee brachte Rogowski (1919, 187), indem er zum Laden oder Entladen des Kondensators den Sättigungsstrom einer Elektronenröhre benutzte.

1920. Je langsamer die Kathodenstrahlen sind, um so größer ist ihre Ablenkempfindlichkeit, um so geringer aber bei gleicher Kathodenstrahlintensität die Helligkeit des Leuchtschirmes. Um große Ablenkempfindlichkeit mit großer Schirmhelligkeit zu vereinen, gab Scheller (1920, 227) an, die Elektronen nach ihrer Ablenkung unmittelbar vor dem Schirm durch ein elektrostatisches Feld zu beschleunigen.

Bei der Anwendung seines Oszillographen, besonders zur Aufnahme von Schwingungsvorgängen höherer Frequenzen, hat Dufour (1920, 52) Schnellschalter benutzt, die außer der Aufgabe, die einzelnen Vorgänge in richtiger zeitlicher Aufeinanderfolge auszulösen auch die Aufgabe zu erfüllen hatten, die Anodenspannung zur Vermeidung der Vorbelichtung der Platte nur während der Dauer der Aufnahme an den Oszillographen zu legen.

Ein neuer, besonders für Demonstrationsversuche und ähnliche Zwecke geeigneter Typ von Glühkathodenoszillographen, und zwar ein gasgefüllter Glühkathodenoszillograph, wurde durch die Entdeckung

van der Bijls (1920, 23), daß beim Vorhandensein von Gasresten eines bestimmten Druckes die Kathodenstrahlen sich selbsttätig längs ihrer ganzen Bahn konzentrieren, angeregt. Es muß bei dieser Gelegenheit darauf hingewiesen werden, daß Wehnelt bei seinen bereits früher erwähnten Demonstrationsversuchen zur Darstellung der Bahn abgelenkter Kathodenstrahlen (vgl. Abb. 1) unzweifelhaft praktisch schon den van der Bijl-Effekt angewandt hat. Die Erklärung der Konzentrationswirkung der Gasreste ist jedoch erst von van der Bijl und noch eingehender von Johnson (101) gegeben.

1921. Bei der weiteren Ausbildung dieses Oszillographen durch Johnson (1921, 102) ergab sich die Notwendigkeit, das Auftreffen von positiven Ionen auf die Glühkathode durch besondere bauliche Anordnungen zu vermeiden und der Gefahr von Überschlügen innerhalb des Rohres infolge der Gasreste durch mögliche Verringerung der Abstände zwischen den spannungsführenden Teilen zu begegnen.

Kurvenformen in Polarkoordinaten mit Hilfe einer synchron rotierenden photographischen Platte hat Grix (1921, 83) aufgenommen. Das gleiche Verfahren war für mechanische Oszillographen 1914 von Chubb¹⁾ ausgebildet.

Zur Aufnahme des zeitlichen Verlaufs von Explosionsdrucken hat Keys (1921, 110) die Braunsche Röhre auf Anregung und nach einem Vorschlage von J. J. Thomson (258) angewandt. Die Umwandlung der mechanischen Drucke in elektrische Spannungen erfolgt mit Hilfe von piezoelektrischen Kristallen.

1922 haben Mac Gregor-Morris und Ramsay (148) zur Mehrfachkurvenaufnahme einen rotierenden Umschalter benutzt, der nach jeder Halbperiode auf die zweite Meßgröße umschaltet.

Mit der Anwendung immer höherer Spannungen zwischen Anode und Kathode der Braunschen Röhre zur Steigerung der Intensität des Leuchtfleckes wuchsen auch die Anforderungen an gute Isolation und Schutz der Röhre gegen Überschlüge und Durchschläge. Zur Vermeidung von Glasdurchschlägen legte deswegen Behnken (1922, 15) einen Ring aus Kupferdraht in der Höhe der Kathode um das Rohr und verband ihn elektrisch mit der Kathode.

Nervspannungen wurden zum ersten Male von Gasser und Erlanger (1922, 76) mit der Braunschen Röhre aufgenommen. Da die Spannungen in der Größenordnung von nur etwa 5 bis 25 mV liegen, so mußten sie über einen mehrstufigen verzerrungsfreien Röhrenverstärker einem spannungsempfindlichen Glühkathodenszillographen zugeführt werden.

Einige wesentliche Neuerungen führte Wood (1922, 280) ein. Zu diesen gehören die Anwendung der indirekten Heizung, um der Glühkathode

¹⁾ Chubb, W.: Electr. J. Bd. 11 (1914) S. 91 u. 262.

eine für die Strahlenkonzentrierung geeignete Form (Hohlkathode) geben zu können, und die Erhöhung der Schreibempfindlichkeit durch Benutzung von Schumann-Platten oder von Platten, die mit einer dünnen Schicht Leuchtsubstanz überzogen sind. Weiter gab Wood noch die Führung der Kathodenstrahlen in räumlich begrenzten Bahnen zur Strahlkonzentrierung und die Anwendung eines radialen elektrischen Feldes (Zylinderkondensator) zu dem gleichen Zweck an.

Von Skaupy (1922, 243) wurde für die Bildübertragung die Steuerung der Elektronenmenge des Kathodenstrahles (Helligkeit des Leuchtfleckes) mit Hilfe eines Steuergitters oder durch Änderung der Primärenergie eines Sekundärstrahlenrohres vorgeschlagen.

Die Aufnahme von Kurvenformen über einer Kreisbahn als Nulllinie in Form stehender Bilder ist 1922 von Sell (239) angegeben. Ein Vorläufer hierfür ist in gewissem Sinne in der Aufnahme der periodischen Spannungsschwankungen eines Drehfeldes von Seefehlner (1900, 235) zu erblicken.

1923. Die Aufnahme der dynamischen Kennlinien von Elektronenröhren ist erstmalig 1923 von Mauz (157) durchgeführt, ebenso die Messung des Modulationsgrades modulierter Schwingungen mit einer von Mauz und Zenneck (1922, 158) zur Kurvenaufnahme modulierter Schwingungen entwickelten Schaltung.

Kipping (112) hat 1923 zur Erzeugung einer geradlinigen periodischen Zeitablenkung die bekannte Blinkschaltung von Glimmlampen angewandt.

Die Aufgabe, den aufzunehmenden Schwingungsvorgang erst eine bestimmte Zeit nach Einsetzen der Zeitablenkung an den Ablenkplatten eintreffen zu lassen, wurde von Dufour (1923, 53 u. 54) durch Zwischenschalten von Doppelleitungen bestimmter Länge gelöst.

1924. Hazen und Kenyon (88) wandten die Braunsche Röhre als Resonanzanzeiger bei der Eichung von Wellenmessern an.

Einige Schaltungen zur gleichzeitigen oder in einer bestimmten Zeitfolge eintretenden Auslösung des Zeitablenkungsvorganges und des aufzunehmenden Vorganges wurden von Rüdtenberg (217) angegeben (1924). Zum ersten Male ist hier eine Mehrfachfunkenstrecke angewandt.

Die Arbeiten von van der Bijl und Johnson an gasgefüllten Glühkathodenröhren wurden 1924 von Buchta (39) fortgeführt. Er benutzte Anodenspannungen von nur 27 bis 30 V und ging mit dem Gasdruck, wie Wehnelt bei seinen Demonstrationsröhren, so weit herauf, daß die Bahn der Kathodenstrahlen selbst aufleuchtete und die theoretisch geforderten Knoten und Bäuche sichtbar wurden.

1925. Die Sellsche Methode, die Kurvenformen über einer kreisförmigen Nulllinie zu schreiben, wurde von Dye (1925, 57) mehrfach variiert; so legte er die aufzunehmende Spannung wie Lilienfeld

zwischen Anode und Kathode in Reihe mit der Anodengleichspannung und ließ den Kathodenstrahl mit Hilfe eines konstanten Drehfeldes rotieren.

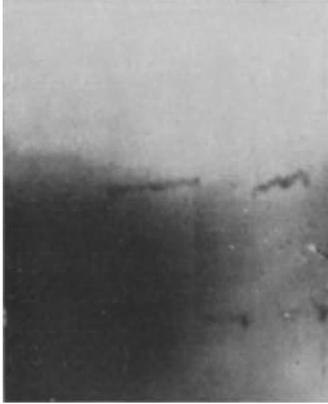


Abb. 3. Erste Wanderwellenaufnahme von Rogowski und Flegler (1925). [Aus Arch. Elektrotechn. Bd. 18 (1927).]

Ein wichtiger Erfolg der modernen Kathodenstrahloszillographen war die Aufnahme der Entladungsform von Blitzen durch Norinder (1925¹⁾, 168, 169), womit gleichzeitig die erste Aufnahme eines unwillkürlichen Vorganges (d. h. eines nicht willkürlich auslösbaren Vorganges) gelang. Nicht minder wichtig war die im gleichen Jahre erfolgte erste Aufnahme einer auf einer Doppelleitung willkürlich erzeugten Wanderwelle durch Rogowski und Flegler (1925, 194), bei der der Kathodenstrahl, die Zeitablenkung und die Wanderwelle durch einen mechanischen Schnellschalter, ähnlich wie bei Dufour, ausgelöst wurden und die Zeitablenkung durch den Ladestrom eines Kondensators erfolgte. Abb. 3

zeigt diese erste Wanderwellenaufnahme. Daneben ist zum Vergleich eine mit einer wesentlich verbesserten Anordnung 1930 von Rogowski,

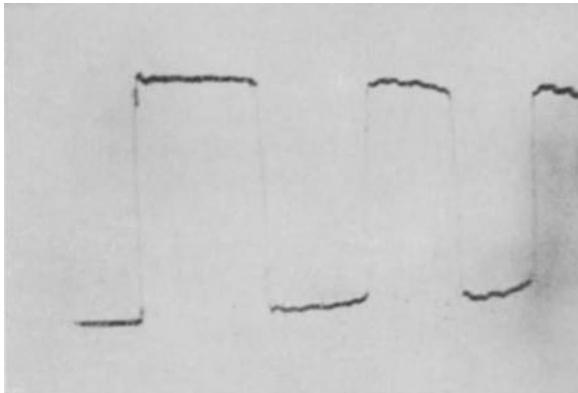


Abb. 4. Neuere Wanderwellenaufnahme von Rogowski, Wolff und Klemperer (1930). [Aus Arch. Elektrotechn. Bd. 23 (1930).]

Wolff und Klemperer (210) aufgenommene Kurve wiedergegeben, die den Fortschritt der letzten Jahre deutlich zeigt (Abb. 4).

¹⁾ Die ersten derartigen Aufnahmen scheinen von Norinder bereits 1923 gemacht zu sein.

Die Einführung des Elektronenröhrenkipprelais durch Gábor (1925, 72) zur Auslösung des Zeitablenkungsvorganges, zur Unterbrechung der Vorablenkung usw. ist besonders für die Aufnahme unwillkürlicher Vorgänge von großer Bedeutung geworden, da das Röhrenkipprelais fast ohne jede Verzögerung arbeitet und bei geeigneter Schaltung auch keine Energie verbraucht, also keine Rückwirkung auf den aufzunehmenden Schwingungsvorgang ausübt. (Eine ausführliche Beschreibung verschiedener Kipprelaischaltungen durch Gábor folgte 1927, 74 u. 75).

Die Innenaufnahme bei Braunschen Röhren brachte das Problem, Platten, Filme oder Papiere möglichst ohne Störung des Vakuums in die Röhre ein- und aus ihr wieder auszuführen. Die erste Lösung dieses Problems stellte die Anwendung einer Schleuse nach Hochhäusler (1925, 91) dar, die wenigstens drei Stufen hat, von denen die erste die Verbindung mit der Außenluft, die zweite die Verbindung mit einem Vorvakuum und die dritte die Verbindung mit dem Innenraum der Röhre herstellt.

1926. Der Vorschlag K. v. Wesendonks, bei der Messung sehr hoher Spannungen zur Isolation der Ablenkplatten im Ablenkraum Hochvakuum zu benutzen und den Ablenkraum durch ein Lenard-Fenster gegen den Entladungsraum abzuschließen, so daß im Ablenkraum und im Entladerraum verschiedene Drucke herrschen, wurde 1926 von Gábor (73) für gewöhnliche Gasentladungsröhren dadurch sehr geschickt verwirklicht, daß er an Stelle des Lenard-Fensters einen langen engen Anodenzyylinder wählte, eine Hochvakuumpumpe an den Ablenkraum anschloß und durch ein Regulierventil dauernd Luft in die Entladungsröhre einließ. Da der Anodenkanal für den Luftstrom als Drossel wirkt, so kann hiermit die gewünschte Druckdifferenz zwischen den beiden Rohrteilen hergestellt werden. Außerdem wandte Gábor für hohe Spannungen einen Spannungsteiler an, der, um keine Verzerrungen infolge Frequenzabhängigkeit zu ergeben, aus einem kapazitiven Spannungsteiler mit parallel geschalteten Ableitungen besteht, die in demselben Verhältnis wie die Kapazitäten stehen.

Die Aufgabe der Vermeidung der Vor- und Nachbelichtung der photographischen Platte, die um so wichtiger wurde, je kurzzeitiger die aufzunehmenden Vorgänge waren, erhielt durch Rogowski und Flegler (1926, 196) eine neue Lösung durch Anwendung einer mechanischen Strahlsperrung durch eine Schieberblende.

Zur Ein- und Ausführung von Filmen ins Vakuum wies das Gerdiensche Verfahren (78) der fortlaufenden Durchführung des Filmes durch enge, wellenförmige Spalte in der Rohrwandung (1926) einen neuen Weg.

1927. Das Gáborsche Kipprelais ist von Hudec (1927, 95—97) weiter ausgebaut und zur Umwandlung einer Wechselfspannung in eine synchron laufende Wechselfspannung geringerer Frequenz (Frequenz-

wandler) angewandt. Damit ist es auch zur Aufnahme stehender Bilder und für die Zwecke des Fernsehens zur Synchronisierung des Empfängers mit dem Sender nutzbar gemacht.

Ein bemerkenswerter neuer Röhrentyp, mit dem die Aufgabe der Vermeidung der Vorbelichtung der Platte in eigenartiger Weise gelöst wurde, ist 1927 von Norinder (170) angegeben. Der unabgelenkte Kathodenstrahl wird durch ein metallisches Schildchen aufgefangen. Vor und hinter dem Schildchen befinden sich zwei Ablenkplattenpaare, an die die aufzunehmende Spannung in entgegengesetztem Sinne angelegt wird, so daß der Strahl durch diese selbst um das Schildchen herumgelenkt wird, sobald der aufzunehmende Vorgang eintritt und solange er dauert.

Eine weitere Lösung desselben Problems gaben im gleichen Jahre noch Rogowski und Flegler (198) durch Einführung einer elektrischen oder magnetischen Strahlsperkammer, in der sich der Strahl während der Wartezeit totläuft. Auch die doppelte Strahlkonzentrierung wurde von Rogowski und Flegler (1927, 197) in ähnlicher Weise, wie es Wolf¹⁾ bei seiner Anordnung zur Bestimmung der spezifischen Maße der Elektronen machte, angewandt. Sie benutzten dazu zwei unabhängig voneinander einstellbare Striktionsspulen, von denen die eine die Strahlen auf die Öffnung der Blende konzentriert, die andere die Blendenöffnung auf dem Schirm abbildet. Damit wird neben der Zusammenziehung des Leuchtflekes und der damit verbundenen Erhöhung der Flächenhelle noch weiter eine Intensitätssteigerung erzielt. Die Wirkungsweise dieser Anordnung erhellt am besten aus den theoretischen Darlegungen von Busch (1927, 40), insbesondere seinem Nachweis, daß Striktionsspulen, die ein intensives Feld in einem engbegrenzten Raum erzeugen, auf die Kathodenstrahlen wirken wie eine Linse auf optische Strahlen.

Tellez-Plasencia (1927, 256) benutzte zur Aufnahme langsamer Schwingungsvorgänge ein Rohr, das am Ende durch ein spaltförmiges Lenard-Fenster abgeschlossen war, hinter dem die austretenden Elektronen die Kurven unmittelbar auf einen am Fenster parallel vorbeigeführten Filmstreifen niederschrieben. Das Fenster liegt also hier im Gegensatz zu der Anordnung von K. v. Wesendonk nicht in der Höhe der Anode, sondern an der Stelle des Leuchtschirmes.

1927 gaben weiter Harrington und Opsahl (84) eine Schaltung zum Betriebe des Kathodenstrahloszillographen für die Aufnahme kurzzeitiger Vorgänge an unter Benutzung der schon von Rüdberg eingeführten Mehrfachfunkenstrecke. Auch die Anodenspannung wird mit dieser Anordnung durch den aufzunehmenden Vorgang selbsttätig eingeschaltet.

¹⁾ Wolf, F.: Ann. Physik (4) Bd. 83 (1927) S. 849.

1928. Der Kathodenstrahl als Träger negativer Elektrizität hinterläßt, sobald er auf einen Isolator auftrifft, längs seiner Spur negative Ladung. Diese ist im allgemeinen unerwünscht, da hierdurch Rückwirkungen auf den Strahl ausgeübt werden können, die z. B. in einem Flackern des Leuchtfleckes bei hoher Strahlintensität gelegentlich zu beobachten sind. Selényi (1928, 236) machte den Versuch, diese elektrischen Ladungen zur Sichtbarmachung der Spur des Kathodenstrahles auszunutzen, indem er z. B. die Rückseite der Glaswand des Rohres mit elektroskopischem Pulver bestäubte. Es ergab sich dabei zwar die Möglichkeit einer Kurvenaufnahme, doch sind die Ergebnisse, verglichen mit denjenigen der photographischen Aufnahme und der Aufnahme mit Leuchtschirm, unbefriedigend.

Einige technische Verbesserungen am Kathodenstrahloszillographen, ausgehend von den Anordnungen von Dufour, Gábor, Busch und Rogowski, Flegler und Tamm, führte Berger (1928, 18 u. 19) durch, hauptsächlich bezügl. der Sperrkammer und der überschlagsicheren Einführung der Kathode zur Anwendung hoher Betriebsspannungen.

Eine besondere Art der Kontaktphotographie wandten Rogowski, Sommerfeld und Wolman (1928, 207) an, indem sie den Ablenkraum durch eine dünne Folie aus Glas oder Glimmer gegen einen zweiten auf Vorvakuum ausgepumpten Raum abschlossen und in diesem die photographische Platte gegen die Zwischenwand drückten, während sich auf der Hochvakuumseite der Zwischenwand die Leuchtmasse befand (Innenaufnahme im Vorvakuum). Dadurch, daß der Schirmträger äußerst dünn ist, wird die Bildschärfe und die Aufnahmeempfindlichkeit erhöht.

Knoll (119) nahm 1928 später in Gemeinschaft mit v. Borries und Knoblauch (127) die Kurvenaufnahme mit Lenard-Röhren wieder auf, legte die photographische Platte unmittelbar von außen gegen das mit einem Stützgitter versehene großflächige Lenard-Fenster und zeigte die Brauchbarkeit der Methode auch für Aufnahmen mit hoher Schreibgeschwindigkeit (elektrische oder magnetische Zeitablenkung).

1929. McEachron und Goodwin (160) gaben zur Ingangsetzung des Oszillographen durch willkürliche und unwillkürliche Vorgänge einige neue Schaltungen, die im wesentlichen eine Weiterbildung der Anordnungen von Harrington und Opsahl darstellen.

Eine neue Art der Strahlsperrung führte die Vereinigte Glühlampen und Elektrizitäts A. G. in Ujpest (1929, 264) ein durch Anwendung einer starken negativen Vorspannung am Wehnelt-Zylinder, der an der Vorderseite durch eine Blende abgeschlossen ist.

1930. Bei dem Norinderschen Oszillographen wird durch die Aufangelektrode ein längs der Nulllinie verlaufender breiter Streifen aus dem Oszillogramm ausgeblendet, so daß unter Umständen wesentliche Teile des aufzunehmenden Vorganges auf dem Bilde verloren gehen.

Diesen Nachteil sucht eine von Ackermann (1930, 3) angegebene Verbesserung des Norinderschen Oszillographen zu beseitigen. Die Ablenkplatten oberhalb und unterhalb der Auffangelektrode dienen hier nur zur Freigabe des Strahles während der Aufnahme. Der wieder in die Richtung der Rohrachse abgelenkte Kathodenstrahl wird erst im unteren Teil des Rohres in üblicher Weise den beiden Ablenkfeldern unterworfen.

Gashaltige Glühkathodenröhren mit leuchtender Kathodenstrahlbahn benutzte Brüche (1930, 37 u. 38) zum Bau eines technischen Kathodenstrahlkompasses und zur Darstellung der aus der Störmerschen Nordlichttheorie sich ergebenden Elektronenbahnen. Es gelang, die Kathodenstrahlen soweit parallel zu richten, daß längs der etwa 70 cm langen Bahn kein Unterschied mehr zwischen Knoten und Bäuchen sichtbar war. Abb. 2 (S. 7) zeigt eine solche Aufnahme. Interessant ist der Vergleich mit der Wehneltschen Aufnahme aus dem Jahre 1905 (Abb. 1).

B. Physikalische Grundlagen¹⁾.

I. Natur der Kathodenstrahlen.

Als Kathodenstrahlen bezeichnet man bewegte freie Elektronen, die, meist nach Beschleunigung in einem elektrischen Felde, sich strahlenartig weiterbewegen. Die freien Elektronen, die hier, unabhängig von gewöhnlicher Masse, selbständig auftreten, sind die negativen Elementarquanten der Elektrizität. Sie besitzen zwar auch eine Masse (Trägheit) wie die Atome und Moleküle, doch ist diese etwa 2000mal kleiner als die Masse des Wasserstoffmoleküls. Das Verhältnis der elektrischen Ladung zur Masse ist, solange die Geschwindigkeit der Elektronen nicht der Lichtgeschwindigkeit nahekommt, praktisch konstant und unabhängig von der Herkunft und der Art der Erzeugung der Elektronen. Ist e die Ladung, m die Masse und d der Durchmesser der Elektronen, so ist:

$$e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ stat. Einh.} = 1,59 \cdot 10^{-20} \text{ elektrom. Einh.}$$

$$m = 9,02 \cdot 10^{-28} \text{ g.}$$

$$e/m = 5,295 \cdot 10^{17} \text{ stat. Einh.} = 1,765 \cdot 10^7 \text{ elektrom. Einh.}^2)$$

$$d = \text{etwa } 10^{-13} \text{ cm.}$$

Nach dem Austritt aus der Elektronenquelle erfahren die Elektronen unter dem Einfluß des elektrostatischen Feldes, das sie durch-

¹⁾ Siehe z. B. G. C. Schmidt: Die Kathodenstrahlen 2. Aufl. Braunschweig 1907. Mac Gregor-Morris u. R. Mines: J. Instn. electr. Engr. Bd. 63 (1925) S. 1056. Lenard u. Becker: Handbuch der Experimentalphysik Bd. 14 (1927). Lenard, Schmidt u. Tomaschek: Handbuch der Experimentalphysik Bd. 23. Minton, J. P.: Gen. electr. Rev. Bd. 18 (1915) S. 118.

²⁾ Nach den neuesten Messungen von Kirchner [Ann. Physik 5. Folge Bd. 8 (1931) S. 975] ist $e/m = 1,7598 \cdot 10^7$.

laufen, eine Beschleunigung. Ist V die Spannungsdifferenz in Volt, welche das Elektron nach dem Austritt z. B. aus einer metallischen Elektrode (der Kathode) bis zu einem bestimmten Punkt durchlaufen hat, so besitzt es, wenn seine verhältnismäßig kleine Austrittsgeschwindigkeit, d. h. die Geschwindigkeit, mit der es die Quelle verläßt, gleich Null gesetzt wird, die Endgeschwindigkeit:

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m \cdot 300}}. \quad (1)$$

Es ist üblich, bei Kathodenstrahlen nicht die absolute Geschwindigkeit anzugeben, sondern als Maß der Geschwindigkeit die Spannung in Volt anzugeben, welche die entsprechende Geschwindigkeit nach dem obigen Gesetz ergeben würde (Voltgeschwindigkeit). Auch die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen pflegt man in demselben Maße anzugeben und bestimmt sie experimentell dadurch, daß man die Elektronen ein Gegenfeld durchlaufen läßt, das ihre Geschwindigkeit gerade auf Null herabdrückt. Drückt man die Strahlgeschwindigkeit in Bruchteilen der Lichtgeschwindigkeit Lg aus, so besteht zwischen dieser und der Voltgeschwindigkeit nach Lenard die Beziehung:

$$v_{Lg} = \sqrt{1 - \frac{26,11 \cdot 10^{10}}{(V + 5,11 \cdot 10^5)^2}}. \quad (2)$$

In Tabelle 1 und 2 sind einige zusammengehörige Werte verzeichnet.

Tabelle 1. Lineare Geschwindigkeit v_{Lg} und Voltgeschwindigkeit V .

v_{Lg}	V	v_{Lg}	V	v_{Lg}	V	v_{Lg}	V
0,005	6,37	0,35	34300	0,80	342000	0,90	662000
01	25,5	4	46500	81	361000	91	722000
02	102	45	61200	82	382000	92	793000
03	230	5	79100	83	405000	93	879000
04	409	55	101000	84	431000	94	986000
05	637	6	128000	85	459000	95	1130000
1	2560	65	161000	86	490000	96	1310000
15	5840	7	203000	87	525000	97	1590000
2	10500	75	260000	88	565000	98	2060000
25	16700	8	342000	89	610000	99	3110000
3	24700					995	4600000

Tabelle 2. Voltgeschwindigkeit V und lineare Geschwindigkeit v_{Lg} .

V	v_{Lg}	V	v_{Lg}	V	v_{Lg}	V	v_{Lg}
1	0,00189	10	0,00626	200	0,0280	4000	0,124
2	00280	20	00886	300	0343	5000	138
3	00343	30	0109	500	0442	10000	195
4	00396	40	0125	800	0560	50000	414
5	00443	50	0140	1000	0626	100000	548
6	00485	100	0198	2000	0883	200000	695
7	00524			3000	110	500000	863
8	00560						
9	00594						

Die Geschwindigkeit, mit der die Elektronen die Metalloberfläche verlassen, ist nicht einheitlich. Die Geschwindigkeitsverteilung, d. h. die Zahl der Elektronen einer bestimmten Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit zeigt etwa folgendes Bild: Die Anzahl der mit der Geschwindigkeit Null austretenden Elektronen ist gleich Null, mit anwachsender Geschwindigkeit steigt die Zahl der austretenden Elektronen, sie erreicht ein Maximum und fällt dann in ähnlicher Weise wieder ab.

Bei den gebräuchlichen Kathodenstrahloszillographen hat man es im allgemeinen mit Strahlgeschwindigkeiten von einigen hundert bis etwa 100000 V zu tun. Die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen liegt bei denselben Oszillographen in der Größenordnung von $\frac{1}{2}$ bis höchstens 2 V, so daß sie gegenüber den durch das Spannungsgefälle erzeugten Geschwindigkeiten meist völlig vernachlässigt werden kann. Nur bei den ganz langsamen Strahlen kann die nicht gleichmäßige Austrittsgeschwindigkeit der einzelnen Elektronen von Bedeutung werden, da die Endgeschwindigkeit der Strahlen infolgedessen nicht ganz einheitlich ist.

Der Austritt der Elektronen aus der Metalloberfläche erfolgt im allgemeinen unter beliebigen Austrittswinkeln; da die angewandten Feldstärken jedoch groß und die Austrittsgeschwindigkeiten klein sind, so werden die Elektronen bald in die Bahnen des elektrischen Feldes gezogen, so daß man sagen kann, die Richtung der Strahlen steht in der Nähe der Kathode senkrecht zur Oberfläche. Eine wenn auch geringe Streuung der Strahlen infolge der Austrittsneigung ist nur bei langsamen Strahlen zu erwarten.

II. Erzeugung der Kathodenstrahlen.

1. Durch Ionenbombardement (Gasentladungsröhren)¹⁾.

Wird ein Geißlersches Rohr, an dessen Elektroden eine Gleichspannung von einigen hundert Volt angelegt ist, langsam evakuiert, so beobachtet man zunächst die bekannten Entladungserscheinungen der positiven Säule, des Faradayschen Dunkelraumes, des negativen Glimmlichtes und des Crookesschen Dunkelraumes, denen bei weiterer Evakuierung ein allmählich immer stärker werdendes Aufleuchten der Glaswände in meist grünlichem Licht folgt. Die Farbe des Aufleuchtens des Glases hängt von der Zusammensetzung desselben ab. Dieses Aufleuchten der Wände, das seinerzeit zur Entdeckung der Kathodenstrahlen geführt hat, ist eine Wirkung freier, aus der Kathode austretender Elektronen, die mit großer Geschwindigkeit auf die Glaswände

¹⁾ Näheres s. Lenard u. Becker: Handbuch d. Experimentalphysik Bd. 14 (1927).

auftreffen. Bei rötlich-violett fluoreszierenden Gläsern ist es oft schwer zu erkennen, ob das Aufleuchten durch das Elektronenbombardement auf die Glaswandung zustande kommt oder ob Luftreste aufleuchten.

Der Austritt der Elektronen aus der Metalloberfläche in das umgebende Gas kommt dadurch zustande, daß sich in dem Entladungsröhr unter den Gasresten positiv geladene Teilchen befinden, die durch das starke elektrische Feld in der Nähe der Kathode (Kathodenfall) mit großer lebendiger Kraft gegen diese geschleudert werden, so daß die Gasatome den Metallatomen sehr stark genähert werden. Bei genügender gegenseitiger Annäherung von Atomen werden nun nach Auffassung von Lenard Elektronen aus dem Bereich der Atome, besonders der Metallatome, befreit. Diese treten bei geeigneter Richtung in das benachbarte Gas über und bilden nun vom elektrischen Felde beschleunigt die Kathodenstrahlen. Der Vorgang steigert sich, sobald er auch nur von einem einzigen positiven Teilchen eingeleitet ist, dadurch, daß jedes freigemachte Elektron, sobald es eine gewisse Geschwindigkeit erreicht hat, seinerseits positive Träger im Gas erzeugt. Bedingung für das Entstehen von Kathodenstrahlen dieser Art ist somit das Vorhandensein von Gasresten und positiv geladenen Teilchen¹⁾, was gewöhnlich genügend der Fall ist, sei es durch vorhergegangene Benutzung, durch die sehr verbreitete durchdringende Strahlung oder durch radioaktiven Zerfall. Sonst würde das Röhr nicht ansprechen. Daß eine Entladung trotz richtiger Druckbemessung beim Vorhandensein positiver oder negativer Teilchen nicht immer zustandekommt, kann verschiedene Ursachen haben; z. B. wenn der Raum um die Kathode zu eng begrenzt ist und negative Aufladungen der Wände stattfinden oder auch im Falle des Pseudohochvakuums²⁾.

¹⁾ Auch ohne das Vorhandensein von Gasresten und positiv geladenen Teilchen können Elektronen aus der Metalloberfläche bei gewöhnlicher Temperatur austreten, wenn elektrische Felder außerordentlich hoher Feldstärke angewandt werden (etwa 10^7 bis 10^8 V/cm). Diese als autoelektronische Entladung bezeichnete Erscheinung ist hauptsächlich von Lilienfeld: Ber. d. sächs. Akad. d. Wissensch. Bd. 72 (1920) S. 31; Z. Physik Bd. 15 (1923) S. 46; Schottky: Z. Physik Bd. 14 (1923) S. 63 und Rother: Ann. Physik Bd. 81 4. Folge (1926) S. 317 untersucht worden. Die Austrittsarbeit wird dabei vollkommen von dem äußeren Feld geleistet. Begünstigt wird der Elektronenaustritt durch die ultramikroskopischen Unebenheiten jeder auch noch so ebenen Platte, womit eine Art Spitzenwirkung zustandekommt. Die Herstellung reiner Versuchsbedingungen, d. h. die vollkommene Vermeidung von Gasresten und die Erzeugung der hohen Feldstärken macht praktisch große Schwierigkeiten. Sie wird am weitgehendsten verwirklicht durch minimale Elektrodenabstände, durch wiederholtes Schmelzen der Elektrodenoberflächen im höchsten Vakuum und Polieren der Oberflächen. Für Braunsche Röhren kommt die autoelektronische Entladung zur Zeit kaum in Frage.

²⁾ Janitzky u. Güntherschulze: Z. Physik Bd. 11 (1922) S. 22; Bd. 31 (1925) S. 277; Bd. 35 (1925) S. 27; Bd. 40 (1926) S. 414; Ann. Physik Bd. 5 (1929) S. 253.

Bei der Erzeugung der Kathodenstrahlen durch Ionenbombardement ist ferner die Zusammensetzung der Restgase, der Entgasungszustand und das Metall der Elektroden von Bedeutung (vgl. auch S. 61); z. B. ist eine Drucksteigerung bei Füllung mit Edelgasen oder Gemischen von Edelgasen möglich und eine geringere Minimalspannung zum Einsetzen und zur Aufrechterhaltung der Entladung erforderlich (besonders bei Neon). Tantal als Elektrodenmaterial wirkt gasabsorbierend.

2. Durch Glühkathoden¹⁾.

Den Austritt freier Elektronen aus Metallen und in geringerer Zahl auch aus anderen Stoffen, z. B. Kohle, erhält man auch durch Glühen dieser Stoffe. Die Anwesenheit von Gas in den Metallen oder in ihrer Umgebung ist dabei nicht erforderlich, gibt vielmehr Anlaß, den Glühelktroneneffekt zu verschleiern; deshalb werden zur Erzielung reiner Glühelktronenentladung die Heizelektroden meist in Hochvakuumräumen angeordnet. Besondere elektrische Felder, wie bei Gasentladungsröhren, sind zur Emission nicht erforderlich. Durch diese erhalten die Elektronen lediglich ihre Beschleunigung und Richtung.

Die Elektronenemission glühender Metalle erklärt sich daraus, daß in Metallen zwischen den unbeweglichen Metallmolekülen Elektronen in großer Zahl vorhanden sind, die sich, da sie außerordentlich klein sind, frei durch das Metall bewegen können. Dabei besitzen sie verschiedene Geschwindigkeiten, die sich aber um eine mittlere Geschwindigkeit nach dem Gesetz der Wahrscheinlichkeit gruppieren. Die mittlere Geschwindigkeit ist eine Funktion der Temperatur. Auf diese Elektronen werden nun vom Metall Kräfte ausgeübt, die sich im Innern des Metalles aufheben, an der Oberfläche aber eine beträchtliche Anziehungskraft darstellen, so daß die Elektronen bei normaler Temperatur nicht in den umgebenden Raum entweichen können. Wird ihre kinetische Energie, d. h. ihre Geschwindigkeit durch Erhöhung der Temperatur des Metalles jedoch genügend groß, so überwinden sie die an der Oberfläche ausgeübten Anziehungskräfte und treten durch die Oberfläche aus. Die Arbeit, welche die Elektronen hierbei leisten müssen, wird als Austrittsarbeit bezeichnet.

Man kann die Elektronen als ein Gas innerhalb des Metalles auffassen. Ihre mittlere kinetische Energie wächst wie die eines Gasmoleküls proportional mit der absoluten Temperatur, so daß mit steigender Temperatur mehr und mehr Elektronen imstande sind, das Metall zu verlassen. Die Abhängigkeit der maximal austretenden Elektronenmenge (Emissionsstrom) von der Temperatur ist nach Dushman durch

¹⁾ Näheres s. W. Schottky, H. Rothe u. H. Simon: Handbuch d. Experimentalphysik Bd. 13 Teil 2 (1928) und W. Espe: Z. techn. Physik Bd. 10 (1929) S. 489.

die Beziehung gegeben:

$$I = A \cdot F \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{B}{T}} \quad (3)$$

Hierin sind T die absolute Temperatur in Grad Kelvin, F die emittierende Oberfläche des Metalles in cm^2 , B eine nur vom Material des Metalles abhängige Konstante, die der Austrittsarbeit der Elektronen proportional ist. A soll nach der Theorie eine universelle Konstante sein, die den Wert 60,2 besitzt, falls B konstant und von der Temperatur unabhängig angenommen wird. Die Gleichung sagt aus, daß der Emissionsstrom bei niedrigen Temperaturen verschwindend klein ist, bei einer bestimmten Temperatur stärker einsetzt und dann nahezu konstant nach einer Exponentialfunktion ansteigt (Abb. 5). Es folgt ferner aus ihr, daß der Emissionsstrom bei gleicher Temperatur um so größer ist, je kleiner die Austrittsarbeit ist.

Der theoretische Wert von 60,2 für die Konstante A hat sich nur für einige Metalle experimentell bestätigt, während die Messungen an Zirkon und Hafnium sowie vor allem an mit Fremdatomen besetzten Oberflächen, wie thoriertem oder caesiumbedecktem Wolfram, bedeutende Abweichungen der Konstanten A vom Werte 60,2 ergaben. Eine Zusammenstellung der Emissionskonstanten für die wichtigsten Emissionsmaterialien zeigt Tabelle 3. Für Wolfram, das mit einem kontinuierlichen einmolekularen Film von Thorium bedeckt ist, beträgt der Wert der Konstanten A nur $3,0 \text{ Amp/cm}^2/\text{Grad}^2$, für Caesium auf oxydiertem

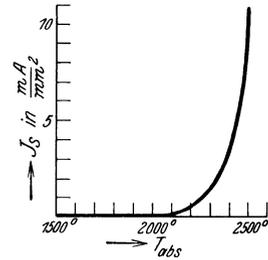


Abb. 5. Emissionsstrom von Glühkathoden in Abhängigkeit von der Temperatur. (Aus Barkhausen: Elektronenröhren.)

Tabelle 3. Emissionskonstanten für verschiedene Materialien.

Kathode	A ($\text{Amp/cm}^2\text{Grad}^2$)	B (Grad)	φ (Volt)
Wolfram	60,12	52560	4,53
Tantal	50,2	47550	4,09
Molybdän.	60,2	51300	4,38
Zirkon	3000	52400	4,51
Hafnium	55000	59500	5,13
Thorium (massiv)	70	39400	3,39
Thoriumfilm	3,0	30500	2,62
Caesiumfilm auf W	—	15800	1,36
Caesiumfilm auf o. W	1×10^{-3}	8300	0,71
BaO (+ SrO)-Paste	$1,07 \times 10^{-3}$	12100	1,04
BaO-Paste	$0,3 \times 10^{-3}$	11500 ± 300	$0,99 \pm 0,03$

*) Andere Beziehungen sind von Richardson, Langmuir, v. Laue und Kingdon angegeben. Vgl. z. B. Nature, Lond. Bd. 118 (1926) S. 193.

Wolframuntergrund nur $1 \cdot 10^{-3}$. Noch kleinere Werte für A zeigen die Wehnelt- oder Oxydpastekathoden¹⁾.

Während man bei reinen Metallen die Abweichung der Konstanten A von dem theoretischen Wert auf eine Abhängigkeit der Austrittsarbeit, also der Konstanten B von der Temperatur zurückführt, ist man der Auffassung, daß bei Oxydkathoden die Abweichung dadurch verursacht ist, daß nur ein Bruchteil der gesamten Kathodenoberfläche bei der Emission wirksam ist. Die Emissionszentren werden durch kleine Inseln von reinem Bariummetall dargestellt, die während der Formierung der Kathode durch Elektrolyse des die Pasteschicht durchquerenden Emissionsstromes oder durch thermische Dissoziation geschaffen werden und nur etwa den tausendsten Teil der Oberfläche bedecken. In Übereinstimmung hiermit erhält man bei Kathoden, die nach dem Destillationsverfahren mit einer Erdalkalimetallschicht versehen sind, etwa 100- bis 1000mal größere Werte für die Konstante A , da es nach diesem Verfahren möglich ist, die Oberfläche stärker mit Emissionszentren zu bedecken.

Die durch Gl. (3) gegebene maximale Elektronenmenge kommt im allgemeinen nicht zum Austritt, weil die bereits ausgetretenen Elektronen elektrische Kräfte auf die nachfolgenden Elektronen ausüben und diese teilweise am Austritt verhindern (Raumladungswirkung). Um die volle Elektronenemission zu erhalten, müssen daher elektrische Felder angewandt werden, die die ausgetretenen Elektronen von der Kathode wegführen. Je höher die Temperatur der Glühkathode bei reinen Metallen ist, um so stärker müssen auch die Felder sein. Die Spannung, die nötig ist, um alle erzeugten Elektronen von der Kathode fortzuführen, nennt man Sättigungsspannung. Unterhalb dieser ist der Emissionsstrom bei Vernachlässigung der Wärmeableitung, der thermischen Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen und anderer störender Faktoren unabhängig von der Temperatur und durch die Beziehung gegeben:

$$I = K E^{\frac{3}{2}} \quad (\text{Langmuir-Schottkysches Gesetz}), \quad (4)$$

wo I der Elektronenstrom, E die angelegte Spannung und K eine Konstante ist.

Ist das Entladungsrohr nicht bis zu niedrigsten Drücken evakuiert, sondern befinden sich noch merkliche Gasreste im Rohr, so treten wieder die üblichen Gasentladungserscheinungen hinzu, die jedoch infolge der starken Elektronenemission aus der Glühkathode veränderte Formen annehmen. Die wichtigste Änderung ist die Herabsetzung des Ka-

¹⁾ Bezüglich der komplizierten Zusammenhänge bei den sogenannten Oxydkathoden muß auf die einschlägige sehr umfangreiche Literatur verwiesen werden. Zusammenstellung z. B. in *Physic. Rev.* Bd. 34 (1929) S. 1323.

thodenfalls. Die Erklärung hierfür ist nach Wehnelt folgende: Der dunkle Kathodenraum kommt bei den Entladungsröhren dadurch zustande, daß an der Kathode durch die ungleich größere Geschwindigkeit der Elektronen eine Verarmung an diesen und ein Überschuß an positiven Ionen entsteht. Gelangen nun von außen auf irgendeine Weise erzeugte Elektronen, z. B. aus der Glühkathode, in den dunklen Kathodenraum, so wird die Verarmung mehr oder weniger aufgehoben und der Kathodenfall erniedrigt.

3. Lichtelektrische Erzeugung.

Aus einer Elektrode mit Metalloberfläche, die sich in einem hoch-evakuierten Rohr befindet, treten bei Bestrahlung der Elektrode mit ultravioletttem Licht Elektronen aus, die sich nach Untersuchungen von J. J. Thomson und P. Lenard genau so verhalten wie die freien Elektronen einer Gasentladungsröhre. Die Auslösung erfolgt ausschließlich durch das Licht ohne Mitwirkung elektrischer Felder. Durch die Anwendung elektrischer Felder wird lediglich die Geschwindigkeit der Elektronen, nicht aber ihre Anzahl beeinflußt. Diese ist proportional der Intensität des absorbierten Lichtes, jedoch sind nur solche Wellenlängen lichtelektrisch wirksam, welche kleiner sind als eine bestimmte für jedes bestrahlte Medium charakteristische Grenzwellenlänge.

Die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen und die Geschwindigkeitsverteilung ist eine Funktion der Wellenlänge — nicht der Intensität — des absorbierten Lichtes. Bei Bestrahlung mit ultravioletttem Licht, wie es meist üblich ist, liegt die Austrittsgeschwindigkeit in der Größenordnung von 1 V.

Für Braunsche Röhren ist die lichtelektrische Auslösung der Elektronen bisher nicht benutzt worden, obwohl die Möglichkeit einer Intensitätssteuerung mit optischen Mitteln für gewisse Zwecke, z. B. bei der Bildtelegraphie, Vorteile verspricht.

4. Durch Elektronenbombardement (Sekundärelektronen)¹⁾.

Beim Auftreffen von Kathodenstrahlen auf feste, flüssige oder gasförmige Körper treten unter gewissen Bedingungen neue Kathodenstrahlen auf, die man zum Unterschied von den primären als Sekundärstrahlen bezeichnet. Sie sind selbständige, von den reflektierten oder gestreuten Primärstrahlen zu unterscheidende Strahlen und erhalten ihre Austrittsenergie durch das Auftreffen der Primärstrahlen, die dabei einen Geschwindigkeitsverlust erleiden. Zur Auslösung der Sekundärelektronen ist für die meisten Medien mindestens eine Ge-

¹⁾ Näheres s. Lenard u. Becker: Handbuch d. Experimentalphysik Bd. 14 (1927).

schwindigkeit von etwa 11 V der Primärelektronen erforderlich. Bei wachsender Primärgeschwindigkeit nimmt die Zahl der Sekundärelektronen bis zu einem Maximum zu, um dann allmählich wieder abzufallen. Sie ist in erster Annäherung massenproportional und unabhängig vom Aggregatzustand.

Bei dünnen festen Körpern, sowohl Nichtleitern wie Metallen treten Sekundärstrahlen sowohl an der Eintrittsseite wie an der Austrittsseite der Primärstrahlung auf, wenn der Körper genügend dünn ist, um die Strahlen hindurchtreten zu lassen. Die im Innern ausgelösten Sekundärelektronen können wegen ihrer geringen Geschwindigkeit und daher großen Absorbierbarkeit nicht nach außen gelangen, sie erzeugen bei nichtmetallischen Körpern Leitfähigkeit (s. S. 28).

Bei Gasen kann man die Entstehung der Sekundärelektronen längs des ganzen Weges des Primärstrahles verfolgen. Über den Vorgang der Sekundäremission weiß man, daß die Abtrennung des neuen Elektrons aus dem Atom bei der Durchquerung des Moleküls durch das Primärelektron eintritt, bei elastischem Stoß (Reflektion) dagegen im allgemeinen nicht. Jedes Primärelektron kann auf seinem Wege, wenn es die genügende Geschwindigkeit besitzt, Tausende von Molekülen durchqueren und damit viele Sekundärelektronen auslösen.

Die Geschwindigkeit der Sekundärelektronen ist im Vergleich zu der der Primärelektronen sehr gering. Wie bei Glühelektronen und Photoelektronen ist sie nicht einheitlich, sondern folgt einem Verteilungsgesetz, das sich aus dem Maxwellschen Verteilungsgesetz und der Austrittsarbeit ergibt. Bei langsamen Primärstrahlen beträgt die wahrscheinlichste Sekundärstrahlgeschwindigkeit etwa 2 V, bei schnelleren Primärstrahlen (über etwa 40000 V) steigt ihr Wert langsam an, um zuletzt (bei etwa 600000 V) in der Größenordnung von 500 V zu liegen¹⁾.

5. Durch Röntgenstrahlen und radioaktiven Zerfall.

Nicht nur primäre Kathodenstrahlen und Lichtstrahlen können Elektronen aus Atomen befreien und damit neue Kathodenstrahlen auslösen, sondern auch Röntgenstrahlen²⁾, Kanalstrahlen usw. besitzen diese Fähigkeit. Die Anwendung dieser Mittel kommt bei Braunschen Röhren jedoch nicht in Frage, so daß sich ein näheres Eingehen auf die dabei auftretenden Vorgänge an dieser Stelle erübrigt.

Ferner treten freie bewegte Elektronen beim Zerfall radioaktiver Stoffe in der Form von β -Strahlen auf. Auch diese kommen jedoch für Braunsche Röhren nicht in Frage, da sie eine so hohe Austritts-

¹⁾ Vgl. indessen Chylinski: *Physic. Rev.* Bd. 28 (1926) S. 429.

²⁾ Vgl. Espe: *Ann. Physik* Bd. 5 (1929) S. 26.

geschwindigkeit besitzen, daß ihre Ablenkung in elektrischen und magnetischen Feldern üblicher Stärke zu Kurvenaufnahmen viel zu gering ist und eine Verzögerung der Elektronen experimentell große Schwierigkeiten bietet. Aus demselben Grunde ist auch eine Konzentrierung der vollkommen diffus austretenden β -Strahlen praktisch kaum möglich.

III. Eigenschaften der Kathodenstrahlen.

1. Leitfähigkeitserregung.

Die bereits (S. 25) erwähnte Auslösung von Sekundärstrahlen durch primäre Kathodenstrahlen hängt mit verschiedenen anderen Eigenschaften der Strahlen, wie z. B. der Phosphoreszenzerregung und der Leitfähigkeitserregung von Gasen, festen und flüssigen Nichtleitern eng zusammen. Die Atome oder Gasmoleküle, welche ein Elektron abgegeben haben, werden zu positiven Elektrizitätsträgern, während die ausgetretenen Elektronen infolge ihrer gegen die Primärelektronen geringen Geschwindigkeit sich bald an neutrale Atome oder Moleküle anlagern und damit negative Elektrizitätsträger bilden. Je geringer die Beweglichkeit der Elektronen ist, um so schneller findet ihre Anlagerung statt. Auf die vielfachen Zwischenstadien, wie Anregung, metastabile Zustände, Rekombination, die beim Zusammenwirken von Elektronen und Gasmolekülen, insbesondere auch bei den verschiedenen Gasarten, z. B. Edelgasen, auftreten, kann hier nicht eingegangen werden.

Die Erregung der Leitfähigkeit tritt bei Braunschens Röhren mehrfach in Erscheinung. Besonders wichtig ist die Ionisation von Gasresten längs der Kathodenstrahlbahn, die bei bestimmten Drucken eine Konzentration der Strahlen bewirkt (van der Bijl-Effekt; vgl. auch S. 83). Infolge gegenseitiger Abstoßung der Elektronen und durch Diffusion (Richtungsänderung beim Durchqueren von Atomen; vgl. S. 36) haben die Strahlen an sich das Bestreben, sich zu verbreitern, trotzdem beobachtet man bei bestimmtem Gasdruck im Gegenteil eine Einschnürung der Strahlen. Diese ist die Wirkung eines radialen elektrischen Feldes, das durch den Überschuß negativer Elektrizität in der Umgebung des Strahles infolge der Ionisation der Gasreste hervorgerufen wird. Da die positiven Ionen eine sehr viel kleinere Beweglichkeit als die freien Elektronen besitzen, seien es nun die abgelenkten Primär- oder die Sekundärelektronen, so befindet sich bald in der Mitte des Strahles ein Überschuß an positiver Elektrizität, während ein Überschuß an negativer Elektrizität den Strahl mantelförmig umgibt. Dadurch entsteht das radialgerichtete elektrische Feld, das die Elektronen zur Mitte des Strahles treibt. Nach Berechnungen und

Beobachtungen von Johnson (103) beträgt die Feldstärke eines derartigen konzentrierend wirkenden Feldes etwa 3 V pro cm bei 300-V-Strahlen.

Weiter spielt die Ionisation der Gasreste noch eine Rolle bei Anordnungen, bei denen der Kathodenstrahl durch elektrische Felder abgelenkt wird. Es ergibt sich dann selbst bei geringen Gasdrucken im Rohr eine Ableitung parallel zum Ablenkungskondensator und eine Verzerrung des elektrischen Feldes. Wo diese zu merklichen Störungen Veranlassung geben, ist im Ablenkungsraum höchstes Vakuum erforderlich. Ferner werden der Leuchtschirm, die Glaswände und alle isolierenden Teile innerhalb des Rohres, soweit sie von primären oder sekundären Kathodenstrahlen getroffen werden, wenigstens in geringem Betrage leitfähig. Beim Leuchtschirm ist diese Leitfähigkeit sehr erwünscht, da dadurch Fehler durch Aufladungen des Schirmes vermieden werden. Bei Anordnungen, bei welchen die negative Aufladung von Isolatoren durch die Elektronen zur Kurvenaufzeichnung benutzt wird (Selényi; vgl. S. 114), ist die Leitfähigkeit natürlich unerwünscht, da sie Bildverzerrungen und eine Verbreiterung der Kurven mit sich bringt.

Isolatoren, insbesondere solche, welche hohe Spannungen zu isolieren haben, sind gegen die Kathodenstrahlen sorgfältig zu schützen, da die Gefahr von Durchschlägen infolge der Leitfähigkeit wächst.

2. Phosphoreszenz- und Fluoreszenzerregung¹⁾.

Eine große Reihe von Stoffen wird beim Auftreffen von Kathodenstrahlen zum Leuchten angeregt. Dasselbe erscheint überwiegend während der Bestrahlung, doch ist auch ein Nachleuchten zu beobachten, das indessen von wesentlich geringerer Intensität und kurzer Dauer ist. Die Farbe des Lichtes hängt von der Natur der Stoffe ab, so leuchtet z. B. Uranglas dunkelgrün, Bleiglas blau, Balmainsche Leuchtfarbe intensiv bläulich, Willemit intensiv grün, Asaron violett und der Smaragd karmoisinrot.

Je nach den verschiedenen Eigenschaften der Leuchterscheinung spricht man von Phosphoreszenz oder Fluoreszenz, doch ist eine genaue Unterscheidung in vielen Fällen nicht möglich, zumal Phosphoreszenz und Fluoreszenz vielfach bei denselben Stoffen auftreten. Im allgemeinen bezeichnet man als Fluoreszenz ein durch Strahlung erregtes kaltes Leuchten, dem das für die Phosphoreszenz charakteristische Nachleuchten fehlt.

Zur physikalischen Erklärung der Vorgänge muß auf die Zusammensetzung der Leuchtstoffe näher eingegangen werden. Die wich-

¹⁾ Näheres s. Lenard, Schmidt, Tomaschek: Handbuch d. Experimentalphysik Bd. 13 1. u. 2. Teil.

tige Klasse der Erdalkaliphosphore, wahrscheinlich jedoch auch alle anderen phosphoreszierenden Stoffe, setzen sich aus drei Hauptbestandteilen zusammen: dem Grundmaterial (z. B. CaS), einem Schwermetall (z. B. Bi, Cu, Pb zu etwa 0,002 bis 0,03%) und einem schmelzbaren Salz als Zusatz (z. B. Na₂SO₄ zu etwa 3%). Diese bilden, wie Inseln innerhalb der Materie verteilte, Molekularkomplexe, von Lenard Zentren genannt, von denen das Licht ausgeht. Die Zentren sind räumlich voneinander durch Abstände getrennt, die etwa zehnmal so groß sind als die Radien der Zentren selbst, so daß die Zentren unabhängig voneinander Licht aussenden. Die Gesamtzahl der Atome in je einem Zentrum ist im allgemeinen groß, so daß neben einem oder mehreren Metallatomen viele Atome des Grundmaterials anzunehmen sind. Treffen nun Kathodenstrahlen auf die Zentren auf, so werden Sekundärelektronen aus den innerhalb der Molekularkomplexe enthaltenen Metallatomen ausgelöst. Die ausgetretenen Elektronen werden in der Umgebung, der vorhandenen Isolation entsprechend, eine Zeitlang festgehalten, kehren dann jedoch im allgemeinen wieder zu ihrem Metallatom zurück. Bei der Rückkehr erfolgt die Lichtemission. Man nimmt an, daß die Rückkehr unter Schwingungen erfolgt, deren Amplitude und Schwingungsdauer allmählich abnimmt. Dabei werden diejenigen Schwingungsdauern überstrichen, welche die im Atom befindlichen, das Phosphoreszenzlicht ausstrahlenden Emissionselektronen besitzen. Durch Resonanz werden diese zum Schwingen angeregt. Die erregenden Elektronen sind also andere als die strahlenden Elektronen.

Außer den aus den Metallatomen ausgelösten Elektronen werden durch die Kathodenstrahlen auch aus anderen nicht leuchtfähigen Atomen des Phosphoreszenzmaterials Elektronen mit so großer Geschwindigkeit befreit, daß sie erregte Zentren, d. h. solche, die Elektronen verloren haben, zum Leuchten bringen können.

Das Leuchten bei Kathodenstrahlen ist, obwohl es überwiegend während der Bestrahlung erscheint, nicht als Fluoreszenz, sondern im allgemeinen als Phosphoreszenz zu bezeichnen, denn bei der Fluoreszenz erfolgt überhaupt kein Entweichen der Elektronen aus den Atomen, sondern nur eine partielle Abspaltung ohne Abtrennung vom leuchtfähigen Atom und ohne Zwischenwirkung eines aufspeichernden Atoms. Trotzdem kann auch bei Kathodenbestrahlung echte Fluoreszenz stattfinden.

Die Intensität J des Leuchtens während der Bestrahlung ist bei Kathodenstrahlen unter einer gewissen Schwellengeschwindigkeit v_0 unmerklich und steigt dann bis zu Geschwindigkeiten v von einigen 1000 V (bis etwa 14000 V im höchsten Falle) angenähert nach der Gleichung an:

$$J = A \cdot Q \cdot (v - v_0), \quad (5)$$

wobei Q die Kathodenstrahlintensität, d. h. die Elektrizitätsmenge der in der Zeiteinheit auftreffenden Kathodenstrahlen und A eine für den betreffenden Phosphor und die Bande geltende Konstante ist. Bei großen Geschwindigkeiten bleibt die Intensität hinter der nach der Gleichung berechneten zurück. Die Proportionalität J mit der Kathodenstrahlintensität Q ist auch nur bis zu einer gewissen Höhe von Q gültig und nähert sich einem Grenzwert. Die Lichtausbeute¹⁾ der Kathodenstrahlen, d. h. das Verhältnis J/Qv ist bei langsamen Kathodenstrahlen bei dem hier besonders günstigen Phosphor CaS_{Bi} zu 0,17 gefunden. Es wird also selbst bei diesem verhältnismäßig gut wirkenden Phosphor nur etwa $\frac{1}{6}$ der angewandten Kathodenstrahlenergie als Lichtenergie ausgestrahlt. Bei schnelleren Kathodenstrahlen sind im allgemeinen kleinere Lichtausbeuten gefunden. Besonders wirksam zeigte sich bei Strahlen von etwa $\frac{1}{3}$ Lichtgeschwindigkeit ($V = 24700$) der am meisten Metall enthaltende Phosphor CaS_{Mn}; er ergab eine Lichtausbeute von etwa 0,1. Für Kathodenstrahlen von 55 kV ist von Rogowski und Rühlemann²⁾ bei einem auf Metall niedergeschlagenen Leuchtschirm aus Buchlerschem Zinksulfid eine Lichtausbeute von 35 Lumen pro Watt, d. h. etwa $\frac{1}{20}$ der bestenfalls erreichbaren Lichtausbeute ermittelt worden. Knoll³⁾ findet für Gieselsches Zinksulfid für 80 kV-Strahlen einen technischen Nutzeffekt von 0,0237.

Jedem Metall in jedem Sulfid gehören besondere Banden im Phosphoreszenzspektrum an, und zwar jedem Metall mehrere Banden. Durch die Zusätze wird die Intensität der einzelnen Banden verschieden beeinflusst, dagegen findet eine Verschiebung der Emissionsbanden nicht statt. Einen ähnlichen Einfluß hat die Metallmenge, die Glüh-temperatur und die Glühdauer bei der Bereitung des Phosphors. Die Banden treten bei der Erregung durch Kathodenstrahlen, durch sichtbares Licht verschiedener Wellenlänge, durch ultraviolettes Licht oder β -Strahlen je nach der Erregungsart in verschiedenem, gegenseitigem Intensitätsverhältnis auf.

Die Temperaturabhängigkeit der Leuchterscheinung ist eine sehr verwickelte. Da sie für jede Bande eine andere ist, tritt mit der Änderung der Temperatur auch ein Farbenwechsel des Leuchtens ein. Im allgemeinen wird bei tiefer Temperatur kein Phosphoreszenzlicht ausgestrahlt, aber Erregung aufgespeichert, die später durch Erhöhung der Temperatur herausgeholt werden kann; bei mittlerer Temperatur wird sowohl aufgespeichert, als auch Phosphoreszenzlicht ausgestrahlt; bei genügend hoher Temperatur wird nichts mehr aufgespeichert.

¹⁾ Lenard, P.: Ann. Physik Bd. 12 (1903) S. 469. Ernst, W.: Ann. Physik Bd. 82 (1927) S. 1051.

²⁾ Rogowski, W., u. E. Rühlemann: Arch. Elektrotechn. Bd. 24 (1930) S. 691.

³⁾ Knoll, M.: Z. techn. Physik Bd. 12 (1931) S. 54.

Die Eindringungstiefe der Kathodenstrahlen in die Leuchtmasse ist sehr gering. Man kann sie mittels des exponentiellen Absorptionsgesetzes der Kathodenstrahlen errechnen. Lenard gibt hierfür die in Tabelle 4 zusammengestellten Werte an, wobei das Absorptionsvermögen = $2,9 \cdot 3200 \text{ cm}^{-1}$ gesetzt ist, da die Dichte eines Ca-Phosphors = $2,9 \text{ gcm}^{-3}$ beträgt.

Tabelle 4. Eindringungstiefe der Kathodenstrahlen.

Tiefe x mm	Kathodenstrahl- Intensitäten (Elektronenzahlen) in relat. Maß	Gesamterregung (Lichtsumme) unterhalb x %	Erregung (Lichtsumme) innerhalb je einer Schicht ¹⁾ %
0	1	100	
0,0025	0,1	60	40
0,0050	0,01	20	40
0,0075	0,001	2,5	17,5
0,010	0,0001	0,25	2,2

Unter Lichtsumme ist in der Tabelle das Zeitintegral der Intensität, genommen über die ganze Dauer des Nachleuchtens, zu verstehen.

3. Schwärzung lichtempfindlicher Schichten²⁾.

Treffen Elektronenstrahlen unmittelbar auf eine für Elektronenstrahlen empfindliche (photographische) Schicht auf, so erleiden die getroffenen Silberhalogenkörner eine Veränderung, die sich nach Behandlung der photographischen Schicht mit einem der üblichen Entwickler als Schwärzung der Platte äußert.

Bezeichnet man in allgemein gebräuchlicher Weise als Schwärzung (S) den log des Verhältnisses der photometrisch ausgemessenen Lichtintensität hinter dem Schleier der photographischen Platte zu der Lichtintensität hinter der geschwärzten Stelle, so wird für langsame Kathodenstrahlen (1500 V) die Abhängigkeit der Schwärzung von dem log der Kathodenstrahlintensität durch die in Abb. 6 wiedergegebenen Kurven dargestellt (für zwei verschiedene Expositionszeiten t)³⁾. Bei

¹⁾ Die einzelne Schicht ist 0,0025 mm dick angesetzt.

²⁾ Nacken, M. J.: Physik. Z. Bd. 31 (1930) S. 296. Seitz, W., u. G. Harig: Physik. Z. Bd. 30 (1929) S. 758.

³⁾ Bei Lichtstrahlen gilt bekanntlich das Schwarzschildsche Gesetz $E = it^p$, wo

i = Intensität.

t = Expositionszeit.

$p = 0,9$ für Halogensilber.

Dieser Exponent p ist bei der Einwirkung von Kathoden- und Röntgenstrahlen auf empfindliche Schichten = 1.

geringen Schwärzungswerten verläuft die Kurve ungefähr parallel zur Abszissenachse und steigt allmählich immer steiler an, ein Schwellenwert, wie bei Lichtstrahlen, ist nicht zu beobachten. Einen ähnlichen Kurvenverlauf erhält man, wenn man die Schwärzung in Abhängigkeit

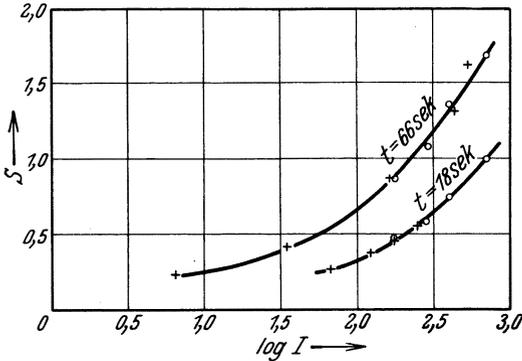


Abb. 6. Schwärzung lichtempfindlicher Schichten in Abhängigkeit von dem log der Kathodenstrahlintensität. [Nach Nacken: Physik. Z. Bd. 31 (1930).]

von dem log der Expositionszeit aufnimmt. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß die Schwärzung für Strahlen gleicher Geschwindigkeit nur von dem Produkt Intensität \times Expositionszeit, d. h. nur von der Gesamtelektronenmenge abhängt, unabhängig von der Größe der einzelnen Faktoren (Bunsen-Roscoesches Reziprozitätsgesetz). Die experimentelle Untersuchung hat bei kleiner Schwärzung eine weitgehende Bestätigung des Gesetzes ergeben. So haben Nacken¹⁾ den Nachweis für 1,5 kV-Strahlen, Seitz und Harig²⁾ für 5,5 kV-Strahlen und Becker und Kippahn³⁾ für Strahlen

zwischen 20 und 50 kV erbracht.

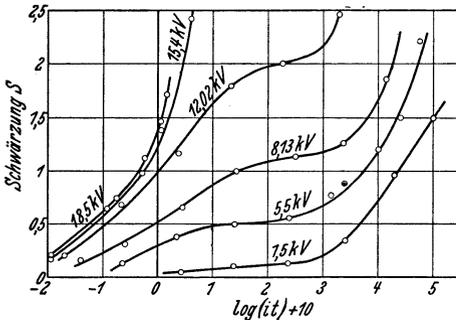


Abb. 7. Schwärzung photographischer Platten in Abhängigkeit von $\log(it)$. [Nach Seitz u. Harig: Physik. Z. Bd. 30 (1929).]

wie es bei Braunschen Röhren oft der Fall ist, durch mehrere hintereinander liegende Blenden, so weist die Schwärzung der photographischen Platte vielfach in der Mitte einen Kernschatten auf, dessen Gestalt unter anderem von der Form der Blenden abhängt. Das Bunsen-Roscoesche Gesetz gilt in diesem Falle für die Kerne, nicht aber für das übrige Feld (Seitz und Harig⁴⁾).

Letzteres ist nach Becker und Kippahn wahrscheinlich verursacht durch Licht, welches von den sehr intensiven Kathodenstrahlen in etwa noch vorhandenen Gasresten des Versuchsraumes erregt wird.

¹⁾ Nacken, M. J.: Physik. Z. Bd. 31 (1930) S. 296.

²⁾ Seitz, W., u. G. Harig: Physik. Z. Bd. 30 (1929) S. 758.

³⁾ Becker, A., u. E. Kippahn: Ann. Physik (5) Bd. 10 (1931) S. 15.

⁴⁾ Seitz, W., u. G. Harig: Physik. Z. Bd. 32 (1931) S. 635.

Die Abhängigkeit der Schwärzung von dem Produkt der Elektronendichte i , die auf die Platte fällt, und der Expositionszeit t ist nach Seitz und Harig in Abb. 7 für die Kathodenspannungen 1500, 5500, 8138, 12020, 15490 und 18500 V für übliche photographische Platten wiedergegeben. Die Kurven haben einen charakteristischen Lauf, der bei der 5500 V-Kurve besonders ausgeprägt ist. Anfangs nimmt die Schwärzung annähernd proportional dem $\log it$ zu, scheint sich dann einem Sättigungswert zu nähern, um schließlich für große Werte von it von neuem stark zu wachsen. Die Kurven scheinen sich aus zwei Kurven zusammenzusetzen, und zwar aus einer ersten, die bis zu dem Sättigungswert geht, und einer zweiten, welche sich

erst bei höheren Expositionszeiten geltend macht. Aus den Kurven in Verbindung mit mikrotomischer Untersuchung der photographischen Schicht ergibt sich, daß sich zwei Effekte überlagern. Der eine ist die Schwärzung, die primär durch die Elektronenstrahlung hervorgebracht wird. Da die Elektronen nur in geringe Tiefen der photographischen Schicht eindringen, so sind bald alle für die primären Elektronen erreichbaren Silberhalogenkörner geschwärzt. Dann kann die Schwärzung nicht weiter zunehmen. Nun

kommt die photochemische Wirkung der Röntgenstrahlen hinzu, die durch die primären Elektronen in der photographischen Schicht selbst erzeugt werden und die viel tiefer eindringen. Sie machen sich für kleine Elektronengeschwindigkeiten erst für große Werte von it bemerkbar. Bei hohen Kathodenspannungen ist die Wirkung der Röntgenstrahlen sehr viel stärker.

Wesentlich anders ist der Verlauf der Kurven, die die Abhängigkeit der Schwärzung von dem Produkt Elektronendichte \times Expositionszeit bei gelatinearmen Platten (Schumann-Platten) wiedergibt (Abb. 8 nach Aufnahmen von Becker und Kippahn). Bis zu Schwärzungen von etwa $S = 1,5$ ist eine strenge Proportionalität der Schwärzung mit der auftreffenden Elektronenmenge vorhanden, von der die Kurven auch bei größeren Schwärzungen nur allmählich abweichen. Es ist denkbar, daß auch andere technisch weniger schwer in homogener Schicht

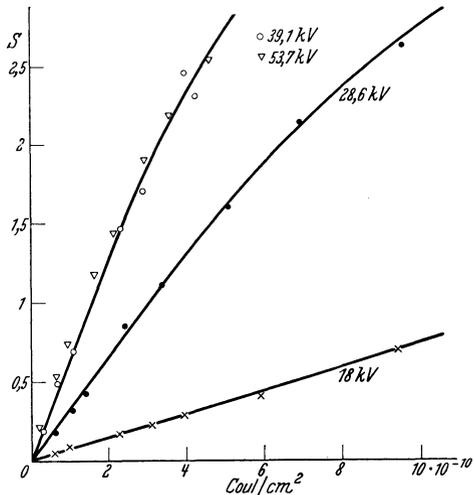


Abb. 8. Schwärzung gelatinearmer Platten in Abhängigkeit von Elektronendichte \times Expositionszeit, nach Becker u. Kippahn. [Aus: Ann. Physik (5) Bd. 10 (1931).]

herstellbare Emulsionen zu finden sein werden, die ebenfalls strenge Proportionalität zeigen. Dies wäre besonders wichtig für die Anwendung der Braunschen Röhren für die Zwecke des Fernsehens und der Ton-aufzeichnung.

Die Abhängigkeit der Schwärzung von der Kathodenspannung bei verschiedenen Werten von $\log it$ gibt für gewöhnliche photographische Platten Abb. 9. Bei großen Expositionen ist die Zunahme der Schwärzung annähernd dem Quadrat der Kathodenspannung proportional, bei geringeren Expositionen ist der quadratische Charakter nur bei geringen Spannungen gewahrt, bei höheren Spannungen werden die Kurvenflacher.

Solarisationserscheinungen sind bei der Schwärzung photographischer Platten durch Elektronenstrahlen bisher nicht sicher nachgewiesen.

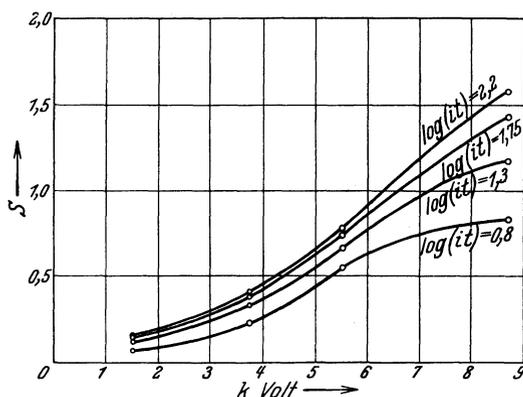


Abb. 9. Abhängigkeit der Schwärzung lichtempfindlicher Schichten von der Kathodenspannung, nach Nacken. [Aus: Physik. Z. Bd. 31 (1930).]

Allerdings glauben Becker und Kippahn Andeutungen dafür gefunden zu haben.

Bei gewöhnlichen photographischen Platten geht ein Teil der Kathodenstrahlintensität, besonders bei langsamen Strahlen, durch Absorption in der Gelatineschicht verloren. Bei Verwendung der gelatinearmen Schumann-Platten¹⁾ wird eine wesentliche Steigerung der Schwärzung erreicht. Da Schumann-Platten etwa 100 mal soviel Bromsilber enthalten als gewöhnliche Platten, andererseits aber eine dreimal größere Dichte besitzen und die Eindringtiefe der Dichte umgekehrt proportional ist, so läßt sich für Schumann-Platten eine etwa 30mal größere photographische Wirkung erwarten.

Abgesehen von den Schumann-Platten läßt sich eine Steigerung der Einwirkung von Kathodenstrahlen auf die empfindlichen Platten dadurch erzielen, daß man analog zu den bei Röntgenaufnahmen bekannten Verfahren eine Kombination von empfindlichen Schichten mit fluoreszenz- bzw. phosphoreszenzempfindlichen Schichten vornimmt (vgl. S. 113). Allerdings gilt dann nicht mehr streng das genannte Gesetz der Schwärzung durch Kathodenstrahlen, da ein Schwärzungseffekt gemäß dem genannten Schwarzschild'schen Gesetz hinzukommt.

¹⁾ Wood: J. Instn. electr. Engr. Bd. 63 (1925) S. 1050 linke Spalte.

4. Absorption, Reflexion, Diffusion und Durchtritt der Kathodenstrahlen durch feste Stoffe.

Absorption der Kathodenstrahlen in der Materie, sei es in Gasen, Flüssigkeiten oder festen Stoffen, tritt dann auf, wenn Elektronen in ihrem Fluge so auf Atome oder Atomreste auftreffen, daß sie von diesen festgehalten werden. Absorption besteht somit in dem Ausscheiden von Elektronen aus dem Strahl, bei dem die übrigen Elektronen mit unverminderter Geschwindigkeit weiterfliegen können. Der Geschwindigkeitsverlust, der bei der Auslösung von Sekundärelektronen auftritt, die Ablenkung der Elektronen aus ihrer Bahn (Diffusion) bei Atomdurchquerungen und die Verringerung der Strahlintensität durch Reflexion haben mit der reinen Absorption (nach der strengen Definition von Lenard) nichts zu tun. Hält man an obiger Definition fest, so gilt für die Absorption das von Lenard gefundene Gesetz:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (6)$$

wo I die Intensität der Strahlen nach der Zurücklegung der Strecke x , I_0 die Intensität der Strahlen an der Stelle $x = 0$, und α eine Konstante ist, die als Absorptionskoeffizient bezeichnet wird. Sie ist nach Untersuchungen, hauptsächlich von Lenard, weitgehend der Dichte des absorbierenden Stoffes proportional. In Tabelle 5 ist das Absorptions-

Tabelle 5. Absorptionskoeffizient.

Substanz	Absorptionskoeffizient α cm ⁻¹	Dichte D g/cm ³
Kollodiumhaut .	3310	1,10
Papier	2690	1,30
Glas	7810	2,47
Aluminium . . .	7150	2,70
Glimmer	7250	2,80
Blattmetall . . .	23800	8,90
Silber	32200	10,5
Gold	55600	19,3

vermögen und die Dichte einiger Substanzen zusammengestellt. Die Werte gelten für eine Strahlgeschwindigkeit $v = 0,34$ Lichtgeschwindigkeit. Mit einer Änderung der Strahlgeschwindigkeit ändert sich auch das Absorptionsvermögen, und zwar nimmt es mit wachsender Geschwindigkeit sehr schnell ab. Für Strahlen von 25000 V ist es etwa 100 mal kleiner als für solche von 1000 V. Tabelle 6 gibt die Absorption der Dichteeinheit in Abhängigkeit von der Strahlgeschwindigkeit aus Versuchen an Aluminium und Luft. Die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit ist dadurch begründet, daß langsame Kathodenstrahlen von den Feldern der Atome leichter festgehalten werden als schnelle.

Reflexion der Kathodenstrahlen tritt im wesentlichen bei kleinen Geschwindigkeiten auf, mit wachsender Geschwindigkeit nimmt sie

rasch ab. An Metallen ist sie unterhalb etwa 10 V stark, an Kohle ist sie wesentlich geringer. Ein merklicher Geschwindigkeitsverlust ist bei der Reflexion nicht beobachtet, sie findet nach allen Richtungen gleichmäßig statt, ein besonderer Winkel ist nicht bevorzugt.

Bei Braunschen Röhren, bei denen im wesentlichen nur große Geschwindigkeiten in Frage kommen, ist somit wahre Reflexion in nennenswertem Betrage nicht zu erwarten, scheinbare Reflexion ist auf Sekundärstrahlen oder auf Rückdiffusion (s. den folgenden Abschnitt) zurückzuführen.

Die Ablenkung der Strahlen aus ihrer ursprünglichen Richtung beim Durchqueren von Atomen (Diffusion) erfolgt allmählich. Bei jeder

Tabelle 6. (Praktische) Absorption der Dichteeinheit, Luft und Al.

v_{L0}	$\frac{\alpha}{D}$	v_{L0}	$\frac{\alpha}{D}$	v_{L0}	$\frac{\alpha}{D}$
	$\frac{\text{cm}^{-1}}{\text{g/cm}^3}$		$\frac{\text{cm}^{-1}}{\text{g/cm}^3}$		$\frac{\text{cm}^{-1}}{\text{g/cm}^3}$
0,90	6,0	0,55	$1,3 \cdot 10^2$	0,10	$8,0 \cdot 10^5$
85	9,0	50	$2,2 \cdot 10^2$	08	$1,4 \cdot 10^5$
80	13	45	$4,0 \cdot 10^2$	06	$2,5 \cdot 10^5$
75	1,9	40	$7,4 \cdot 10^2$	04	$5,8 \cdot 10^5$
70	2,9	35	$1,4 \cdot 10^2$	03	$8,6 \cdot 10^5$
65	4,9	30	$2,9 \cdot 10^2$	02	$13 \cdot 10^6$
60	8,3	25	$0,8_6 \cdot 10^4$	01	$18 \cdot 10^6$
55	1,30	20	$3,6 \cdot 10^4$	00	$20 \cdot 10^6$
		15	$1_5 \cdot 10^4$		

einzelnen Durchquerung findet nur eine geringe Ablenkung statt, sie wächst jedoch mit der Häufigkeit der Durchquerungen, so daß bei dichten Medien, z. B. im festen Aggregatzustand bereits nach kurzen Strecken eine starke Diffusion eintritt. Besonders äußert sich dies beim Durchtritt der Strahlen durch dünne Folien (Lenard-Fenster). Beträgt die gesamte Richtungsänderung der Bahn mehr als 90° , so kann das Elektron an der Eintrittsseite des Mediums wieder austreten, nachdem es in eine gewisse Tiefe bereits eingedrungen war (Rückdiffusion). Mit wachsender Geschwindigkeit der Elektronen verringert sich die Diffusion, sie ist, wie bereits angedeutet, der Dichte (dem Molekulargewicht) proportional.

Aus theoretischen Betrachtungen von J. J. Thomson und experimentellen Untersuchungen von Whiddington, Schonland und Terrill folgt, daß die Geschwindigkeit der Elektronen beim Durchtritt durch Materie sich nach dem Gesetz ändert:

$$v_i^4 - v_e^4 = ad, \quad (7)$$

wo v_i die Geschwindigkeit der Elektronen beim Eintritt in die absorbierende Schicht, v_e die Geschwindigkeit nach Durchdringen einer

Dicke d der Schicht und a der Dichte der Schicht proportional ist. Hieraus ergibt sich für die maximale Eindringtiefe t der Elektronen aus $v_e = 0$:

$$t = v^4/a, \quad (8)$$

oder, da die Geschwindigkeit der Elektronen nach Gl. (1), S. 19 der Quadratwurzel aus der Beschleunigungsspannung V proportional ist:

$$t = k V^2/a. \quad (9)$$

Für Braunsche Röhren ergibt sich aus der Anwendung dieser Gleichung nach Einsetzen der experimentell ermittelten Konstanten, daß die maximale Eindringtiefe von 30000 V-Strahlen ungefähr gleich der Dicke (10^{-3} cm) der Emulsionsschicht gewöhnlicher photographischer Platten ist, daß 3000 V-Strahlen nur etwa 1% und 300 V-Strahlen nur 0,01% der Schicht durchdringen.

Aus den Darlegungen ergibt sich, was zuerst von Hertz experimentell gefunden wurde, daß Kathodenstrahlen dünne Schichten von Materie zu durchdringen vermögen. Lenard hat auf Grund dieser Entdeckung ein Kathodenstrahlrohr gebaut, bei dem die Elektronen aus dem Vakuum in Luft von Atmosphärendruck oder in einen mit beliebigen Gasen gefüllten Raum eintreten. Das Rohr trägt an dem der Kathode gegenüberliegenden Ende eine Metallkappe mit einem engen Loch, das mit einer dünnen Aluminiumfolie von etwa 0,0026 mm Dicke abgeschlossen ist. Dieses Fenster ist in metallischem Kontakt mit der Kappe und wird zugleich mit der Anode geerdet. Die Intensität der aus dem Fenster austretenden Strahlen ist, wie sich aus dem Vorhergehenden ergibt, um so größer, je größer die Geschwindigkeit der Elektronen und je geringer die Dichte der für das Fenster gewählten Substanz ist. Es sei erwähnt, daß beim Durchtritt der Kathodenstrahlen durch das Fenster, das im wesentlichen aus Aluminium, Beryllium, Nickel und Edelmetallegierungen gemacht ist, sowohl Röntgenstrahlung als auch eine starke Erwärmung des Fensters auftritt.

Die Lenard-Röhre hat auch als Braunsche Röhre mehrfach und in verschiedenartigen Anordnungen Anwendung gefunden (s. S. 111 u. ff.).

5. Einfluß elektrischer und magnetischer Felder.

Unter der bei Braunschen Röhren praktisch fast stets erfüllten Bedingung, daß die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der Kathode klein ist gegen die durch das Spannungsgefälle E zwischen Kathode und Anode erreichte Endgeschwindigkeit, ergibt sich aus dem Energieprinzip die Gleichung:

$$Ee = \frac{1}{2} m v^2, \quad v = \sqrt{2E \frac{e}{m}}, \quad (10)$$

wenn e die Ladung, m die Masse und v die nach Durchlaufen der Spannungsdifferenz E erreichte Geschwindigkeit der Elektronen ist.

a) Elektrische Ablenkung.

Mit dieser Endgeschwindigkeit v in Richtung der Achse des Braunschen Rohres trete das Elektron in ein senkrecht zu seiner Bahn gerichtetes elektrisches Feld, das die konstante Feldstärke F besitze. Bezeichnet man mit X die Richtung der Rohrachse, mit Y die Richtung des elektrischen Feldes (Abb. 10), so erfährt das Elektron eine Beschleunigung in Richtung der Y -Achse. Es gilt die Gleichung:

$$eF = m \frac{\delta^2 y}{\delta t^2} = m \frac{\delta v_y}{\delta t}, \quad (11)$$

hieraus folgt

$$\delta v_y = \frac{e}{m} F \delta t, \quad (12)$$

und, da die Geschwindigkeit in Richtung der X -Achse konstant gleich der Anfangsgeschwindigkeit:

$$v = v_x = \frac{\delta x}{\delta t}, \quad (13)$$

so ist

$$\delta v_y = \frac{e}{m} \frac{F}{v} \cdot \delta x. \quad (14)$$

Das elektrische Feld erstrecke sich von $x = 0$ bis $x = a$, V sei die Spannung am Ablenkungskondensator, der Abstand des parallelen Plattenpaares sei d , dann ist die Geschwindigkeit in Richtung der Y -Achse beim Austritt aus dem Felde

$$v_y = \frac{e}{m} \cdot \frac{F}{v} \cdot a = \frac{e V a}{m v d} \quad (15)$$

und die Bahnneigung:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dy}{dx} = \frac{v_y}{v_x} = \frac{e F}{m v^2} a. \quad (16)$$

Innerhalb des elektrischen Feldes ist die Bewegung nach y eine gleichförmig beschleunigte; die Beschleunigung ist nach Gl. (12) gleich eF/m , also ist, wie beim horizontalen Wurf die Fallstrecke s unter dem Einfluß der Schwerkraft g :

$$s = \frac{1}{2} g t^2 \quad (17)$$

ist,

$$y_1 = \frac{e F}{2 m} t^2 = \frac{e V}{2 m d} t^2, \quad (18)$$

oder da $t = a/v$

$$y_1 = \frac{e F a^2}{2 m v^2} = \frac{e V a^2}{2 m v^2 d}. \quad (19)$$

Wird nach dem Austritt aus dem Felde noch eine Strecke $x = l$ geradlinig unter dem Winkel α gegen die X -Achse durchlaufen, so kommt

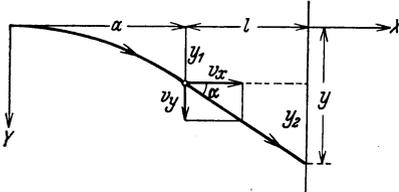


Abb. 10. Kathodenstrahlablenkung im elektrischen Felde. [Nach Müller-Pouillet: Lehrbuch der Physik 10. Aufl. Bd. 4 Teil 3.]

noch eine Strecke y_2 hinzu:

$$y_2 = l \operatorname{tg} \alpha = \frac{e}{m} \frac{F}{v^2} a l = \frac{e V a l}{m v^2 d}. \quad (20)$$

Die gesamte Ablenkung wird:

$$y = y_1 + y_2 = \frac{e}{m} \frac{F}{v^2} \left(\frac{a^2}{2} + a l \right) = \frac{F}{2E} \left(\frac{a^2}{2} + a l \right) = \frac{V}{2E d} \left(\frac{a^2}{2} + a l \right). \quad (21)$$

Die Ablenkung ist somit direkt proportional der Ablenkungsspannung und einer sich aus den Röhrenabmessungen ergebenden Konstanten, sowie umgekehrt proportional der Anodenspannung. Die Bahn, auf welcher sich ein Elektron bewegt, das mit einer bestimmten Anfangsgeschwindigkeit in ein homogenes elektrisches Feld eintritt, ist nach obigen Gleichungen eine Parabel. Sie ist von Wehnelt (269) mit Hilfe einer gasgefüllten Oxydkathodenröhre niedrigen Druckes, bei der die Gasreste längs der Bahn der Strahlen aufleuchten, unmittelbar sichtbar gemacht und photographisch festgehalten.

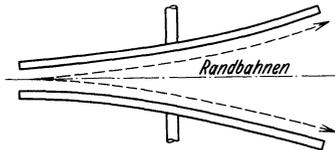


Abb. 11a. Gekrümmte Ablenkungsplatten, nach Gábor. (Aus: Forsch.-Hefte Studienges. Höchstspannungsanlagen Heft 1.)

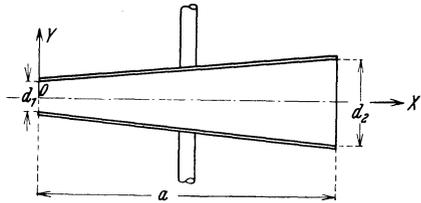


Abb. 11b. Geneigte Ablenkungsplatten, nach Gábor. (Aus: Forsch.-Hefte Studienges. Höchstspannungsanlagen Heft 1.)

Als Spannungsempfindlichkeit einer gegebenen Braunschen Röhre bezeichnet man die auf 1 V Ablenkungsspannung bezogene Ablenkung des Leuchtfleckes in Zentimeter. Ist die Länge a der Kondensatorplatten klein gegen die Entfernung l vom Leuchtschirm, was bei Braunschen Röhren vielfach, jedoch nicht immer der Fall ist, so ist y_1 klein gegen y_2 und die Spannungsempfindlichkeit wird:

$$\varepsilon = \frac{a l}{2 E d}. \quad (22)$$

Hieraus ergibt sich die für den Bau der Röhren wichtige Tatsache, daß eine Verringerung des Abstandes d der Kondensatorplatten unter gleichzeitiger Verringerung der Plattenlänge a im selben Maßstab ohne Einfluß auf die Spannungsempfindlichkeit ist. Diese ist im allgemeinen besonders bei Röhren mit kalter Kathode wegen der erforderlichen hohen Anodenspannung klein.

Als Mittel zur Vergrößerung der Empfindlichkeit ist von Gábor (75) die Verwendung gekrümmter Ablenkungsplatten (Abb. 11a), die sich mit ihrer Krümmung der Ablenkungsbahn der Elektronen möglichst anpassen und möglichst geringen Abstand voneinander haben, sowie die Verwen-

dung ebener, jedoch gegeneinander geneigter Ablenkungsplatten vorgeschlagen worden. Die Empfindlichkeit eines solchen Kondensators (Abb. 11 b) berechnet sich folgendermaßen: Ist d_1 der Plattenabstand an der Stelle $x = 0$, wo die Elektronen in das Feld eintreten, d_2 der Abstand an der Stelle $x = a$ und setzt man

$$k = \frac{d_2 - d_1}{a}, \quad (23)$$

so ist

$$F = \frac{V}{d_1 + kx}. \quad (24)$$

In Gl. (11) eingesetzt ergibt sich:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{V}{d_1 + kx}, \quad (25)$$

durch Integration folgt:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{e}{m} \frac{V}{vk} \log \text{nat} (d_1 + kx) + C_1, \quad (26)$$

da für $x = 0$ $\frac{dy}{dt} = 0$ sein muß, folgt weiter:

$$C_1 = -\frac{e}{m} \frac{V}{vk} \log \text{nat} d_1, \quad (27)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{e}{m} \frac{V}{vk} \log \text{nat} \left(\frac{d_1 + kx}{d_1} \right). \quad (28)$$

Im Punkte $x = a$, d. h. beim Austritt aus dem Felde, ist:

$$v_y = \frac{e}{m} \frac{V}{vk} \log \text{nat} \left(\frac{d_2}{d_1} \right) = \frac{e}{m} \frac{Va}{v(d_2 - d_1)} \log \text{nat} \left(\frac{d_2}{d_1} \right). \quad (29)$$

Gl. (26) integriert ergibt:

$$y = \frac{eVd_1}{m v^2 k^2} \left(\frac{d_1 + kx}{d_1} \right) \log \text{nat} \left(\frac{d_1 + kx}{d_1} \right) - \frac{eVd_1}{m v^2 k^2} \left(\frac{d_1 + kx}{d_1} \right) + C_2. \quad (30)$$

Aus der Grenzbedingung $x = 0$ $y = 0$ folgt:

$$C_2 = \frac{eVd_1}{m v^2 k^2}, \quad (31)$$

$$y = \frac{eVd_1}{m v^2 k^2} \left[\frac{d_1 + kx}{d_1} \log \text{nat} \left(\frac{d_1 + kx}{d_1} \right) - \left(\frac{d_1 + kx}{d_1} \right) + 1 \right], \quad (32)$$

für $x = a$ wird:

$$y_1 = \frac{eVd_1 a^2}{m v^2 (d_2 - d_1)^2} \left[\frac{d_2}{d_1} \log \text{nat} \frac{d_2}{d_1} - \frac{d_2}{d_1} + 1 \right]. \quad (33)$$

Setzt man $d_2 = d_1$, so ergibt sich die frühere Gleichung für den parallelen Plattenkondensator.

Die Ablenkung y_2 berechnet sich zu:

$$y_2 = l \text{tg} \alpha = l \frac{v_y}{v_x} = \frac{l e V a}{m v^2 (d_2 - d_1)} \log \text{nat} \frac{d_2}{d_1} \quad (34)$$

und die gesamte Ablenkung

$$y = y_1 + y_2 = \frac{V}{2E} \left[\frac{d_1 a^2}{(d_2 - d_1)^2} \left\{ \frac{d_2}{d_1} \log \text{nat} \frac{d_2}{d_1} - \frac{d_2}{d_1} + 1 \right\} + \frac{la}{(d_2 - d_1)} \log \text{nat} \frac{d_2}{d_1} \right]. \quad (35)$$

Um die Empfindlichkeit eines gegeneinander geneigten Plattenpaares und eines parallel gestellten Plattenpaares miteinander zu vergleichen, wird ein besonderer Fall durchgerechnet. Unter der Annahme, daß $d_2 = 3 d_1$, $d = d_2 = 1$ cm, $a = 8$ cm und $l = 40$ cm sind, ist:

$$\frac{\varepsilon <}{\varepsilon =} = 1,7.$$

Der Gewinn an Empfindlichkeit beträgt also in diesem Fall 70%.

b) Magnetische Ablenkung.

Das Elektron trete mit der Geschwindigkeit v [Gl.(1), S. 19] in ein Magnetfeld der Stärke H unter einem Winkel φ ein. Dann wird nach dem Biot-Savartschen Gesetz auf das bewegte Elektron, das einen Strom der Stärke $i = ev$ darstellt, eine Kraft

$$K = H e v \sin \varphi \quad (36)$$

ausgeübt, die senkrecht zur Feldstärke H und senkrecht zur Bewegungsrichtung des Elektrons steht. Diese Kraft hält der Zentrifugalkraft $\frac{m v^2}{r}$ das Gleichgewicht

$$K = H e v \sin \varphi = \frac{m v^2}{r}, \quad (37)$$

$$r = \frac{m v}{e H \sin \varphi}, \quad (38)$$

wo r den Krümmungsradius der Bahn bedeutet. Dieser ist mithin um so kleiner, je größer die Feldstärke und je geringer die Geschwindigkeit des Teilchens ist.

Tritt das Teilchen senkrecht zu den Kraftlinien in das Magnetfeld ein, d. h. ist $\varphi = 90^\circ$, so ist:

$$r = \frac{m v}{e H}. \quad (39)$$

Die Geschwindigkeit v des Elektrons bleibt nun, solange keine anderen Kräfte als das Magnetfeld auf das Elektron einwirken, konstant, da H immer senkrecht auf der Bahn des Elektrons steht und eine Beschleunigung daher nicht erfolgt. Ist das Magnetfeld homogen, d. h. H konstant, so folgt aus Gl. (39), daß auch r konstant ist. Das Elektron beschreibt somit einen Kreis. Dieser ist von Wehnelt (268) mit denselben Mitteln aufgenommen (vgl. Abb. 1), mit denen er die parabolische Bahn der Elektronen im elektrostatischen Felde sichtbar machte.

Bei Braunschen Röhren steht das den Kathodenstrahl ablenkende Magnetfeld senkrecht zum Strahl, es ist jedoch in der Regel auf einen kleinen Raum beschränkt, so daß das Elektron der Kreisbahn nur auf sehr kurzer Strecke folgt, um dann gradlinig längs einer Tangente des Kreises weiterzufliessen.

Ist X wiederum die Richtung der Rohrachse und die des unabhöngelkten Kathodenstrahles, Z die dazu senkrechte Richtung des Magnetfeldes, so berechnet sich die Ablenkung des Strahles in Richtung Y unter der Annahme, daß das vollkommen homogene Feld zwischen $x = 0$ und $x = a$ wirksam ist, an Hand der Abb. 12, in der der Bogen OB die kreisförmige Bahn des abgelenkten Kathodenstrahles und r den

Radius des Kreises darstellt, folgendermaßen:

Aus $\triangle OAB$ folgt:

$$s^2 = a^2 + y_1^2, \quad (40)$$

aus $\triangle CAB$:

$$t^2 = (a - t)^2 + y_1^2 \quad (41)$$

und aus der Ähnlichkeit der beiden $\triangle OCE$ und $\triangle ODE$

$$\frac{t}{r} = \frac{\frac{s}{2}}{\sqrt{r^2 - \left(\frac{s}{2}\right)^2}}. \quad (42)$$

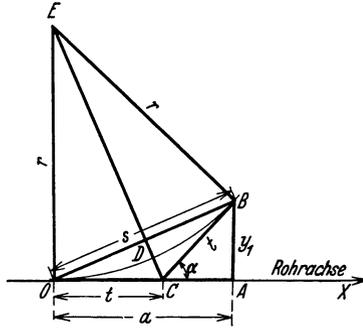


Abb. 12. Kathodenstrahlablenkung im magnetischen Felde.

Durch Elimination von s und t ergibt sich:

$$\frac{r^2 a^2 + r^2 y_1^2}{4 r^2 - a^2 - y_1^2} = \frac{a^4 + 2 a^2 y_1^2 + y_1^4}{4 a^2}. \quad (43)$$

Macht man nun die Annahme, die praktisch bei Braunschens Röhren hinreichend erfüllt ist, daß

$$y_1 < a < r, \quad (44)$$

so ergibt sich

$$y_1 = \frac{a^2}{2r} \quad (45)$$

und

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{y_1}{a - t} = \frac{2 a y_1}{a^2 - y_1^2} \approx \frac{a}{r} \quad (46)$$

und somit

$$y = y_1 + y_2 = \frac{a^2}{2r} + \frac{l a}{r}, \quad (47)$$

durch Einsetzen des Wertes von r aus Gl. (39) folgt die der Gl. (21) für die elektrische Ablenkung entsprechende Gleichung

$$y = \frac{eH}{m v} \left(\frac{a^2}{2} + a l \right). \quad (48)$$

Die magnetische Ablenkung ist mithin umgekehrt proportional der Geschwindigkeit des Elektrons, während die elektrische Ablenkung dem Quadrat der Geschwindigkeit umgekehrt proportional ist. Setzt man in diese Gleichung für H den aus den Dimensionen der Ablenkungsspulen folgenden Wert ein, so erhält man die Gleichung für die Strom-

empfindlichkeit der Braunschen Röhre. Im allgemeinen wird es nicht möglich sein, diese genau zu berechnen, da sich die Abmessungen der Spulen nicht genau ermitteln lassen. Es kommt hierauf auch nicht so sehr an, da es praktisch doch nicht möglich ist, ein zwischen den Grenzen $x = 0$ und $x = a$ vollkommen homogenes Feld zu erzeugen, denn die Verwendung einer gegen den Durchmesser unendlich langen Spule, die ein solches Feld hinreichend genau erzeugen würde, kommt kaum in Frage. Einigermaßen lassen sich die theoretischen Voraussetzungen mit der Helmholtz-Gaugainschen Anordnung zweier kurzer, im Abstände ihres Radius und parallel zueinander aufgestellter Spulen erfüllen, in deren Mitte die Braunsche Röhre liegt, oder mit Hilfe zweier paralleler Spulen von rechteckigem Windungsquerschnitt, bei dem die Breite des Rechteckes das $\sqrt{2}$ fache des Abstandes zwischen den Ebenen der beiden Spulen ist (Chaffee) (44).

Da H proportional dem in den Ablenkungsspulen fließenden Strom ist, so ist auch die Ablenkung des Leuchtfleckes auf dem Schirm der Stromstärke proportional, solange die Voraussetzungen der Gl. (44) erfüllt sind, d. h. bei kleinen Ablenkungen (y_1) innerhalb des Magnetfeldes.

Neben der Spannungsempfindlichkeit und der Stromempfindlichkeit sind zur Charakterisierung einer Braunschen Röhre die größte Schreibgeschwindigkeit, mit der gerade noch Aufnahmen möglich sind, und die bezogene maximale Schreibgeschwindigkeit von Bedeutung. Diese sind zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit eines Oszillographen zweckmäßiger als die früher vielfach benutzte Angabe der maximal aufnehmbaren Frequenz, da bei der letzteren im allgemeinen nichts über Kurvenform und Ausdehnung der Schwingung gesagt war. Als Schreibgeschwindigkeit bezeichnet man die Geschwindigkeit, mit der der Kathodenstrahl über die photographische Platte oder den Leuchtschirm bei der Niederschrift eines Oszillogrammes läuft. Als bezogene maximale Schreibgeschwindigkeit bezeichnet man nach Knoll (125) die auf ein bestimmtes Normaloszillogramm bezogene größte Schreibgeschwindigkeit. Wählt man als Normaloszillogramm nach Knoll z. B. ein Oszillogramm, bei dem das Verhältnis der Strichbreite zur Amplitude den Wert 1 : 50 besitzt, so ist die bezogene maximale Schreibgeschwindigkeit

$$v_{b \max} = v_{s \max} \cdot \frac{1}{50} \cdot \frac{A_l}{d_s},$$

worin A_l die Amplitude, d_s die Strichbreite und $v_{s \max}$ die maximale Schreibgeschwindigkeit des geschriebenen Oszillogrammes bedeuten. Damit ist in den Vergleichsmaßstab auch die Strichbreite, die für die Ablesegenauigkeit wichtig ist, einbezogen.

Die maximale Schreibgeschwindigkeit $v_{s \max}$ läßt sich nach Knoll unter folgenden Annahmen berechnen. Ist d_s der Durchmesser des

Elektronenstrahles beim Auftreffen auf die Schreibfläche, v_s die Schreibgeschwindigkeit, dann ist $t = \frac{d_s}{v_s}$ die Zeit, während welcher ein Flächenelement der Schreibebene in der Mitte des Schreibstriches den Elektronen ausgesetzt ist. Die dabei in der Mitte des Schreibstriches auf die Flächeneinheit fallende Elektronenzahl beträgt, wenn i_s die „Schreibstromstärke“ und e die spez. Ladung des Elektrons ist:

$$n_1 = \frac{i_s}{\frac{d_s^2}{4} \pi \cdot e} \cdot t = \frac{4}{\pi e} \cdot \frac{i_s}{d_s v_s}. \quad (49)$$

Bezeichnet man mit N die zum Hervorrufen der gerade noch sichtbaren Schwärzung 0,1 auf der Bromsilberemission, d. h. die zur Erzielung der maximalen Schreibgeschwindigkeit $v_{s \max}$ benötigte Energiedichte/cm², so ist für $v_s = v_{s \max}$ (Verschwinden des Schreibstriches) bis auf einen Dimensionsfaktor N gleich n_1 . Da nun das 2 V-Elektron wahrscheinlich die Mindestenergie darstellt, auf welche das Bromsilberkorn noch reagiert, so kann man dies für N als Energieeinheit wählen und somit $n_1 = 2 N/V$ setzen. Handelt es sich um einen Kathodenstrahloszillographen für Außenphotographie, so muß noch durch einen Faktor η_1 der Energiedichteabfall, welcher durch die zwischen Elektronenbrennfläche und Bromsilberemulsion erforderlichen Zwischenmedien hervorgerufen wird, berücksichtigt werden. Durch Einsetzen von $n_1 = 2 N/V$ und $e = 1,59 \cdot 10^{-19}$ Coulomb erhält man aus Gl. (49) für $v_s = v_{s \max}$:

$$v_{s \max} = 4 \cdot 10^7 \frac{i_s}{d_s} \cdot V \cdot \frac{\eta_1}{N} [\text{km/sec}]. \quad (50)$$

Unter Berücksichtigung des auf S. 148 über η und N Ausgeführten berechnet man durch Einsetzen von i_s in μA und d_s in cm die in Tabelle 7 (S. 149) angegebenen Werte.

Da nun nach Busch (vgl. S. 46) bei Anwendung einer kurzen Spule als Konzentrationsspule die Linsenformel $d_s = \frac{b}{a} \cdot d_b$ gilt, worin b den Abstand der Konzentrationsspulenmitte vom Leuchtschirm, a den Abstand der Spulenmitte von der ersten Blende und d_b den Durchmesser der Blendenöffnung bedeuten, so ergibt sich für diesen Fall:

$$v_{s \max} = 4 \cdot 10^7 \frac{a i_s V}{b d_b} \cdot \frac{\eta_1}{N} [\text{km/sec}], \quad (51)$$

woraus der Einfluß der Röhrenkonstanten auf die Schreibgeschwindigkeit zu ersehen ist.

c) Theorie des Striktionsfeldes.

a) Unendlich lange Spule. Wir gehen nunmehr auf die Ausgangsgleichungen (36), (38) für die magnetische Ablenkung zurück und behandeln den allgemeinen Fall, daß das Magnetfeld nicht senkrecht auf

der Bahn des Elektrons steht, insbesondere den anderen Grenzfall, daß das Feld nahezu parallel zum Kathodenstrahl verläuft.

Die Geschwindigkeit v kann man in eine Längskomponente $v_1 = v \cos \varphi$ und eine Querkomponente $v_2 = v \sin \varphi$ zerlegen. Erstere wird durch das Magnetfeld überhaupt nicht, letztere so beeinflusst, als ob die Längskomponente nicht vorhanden wäre. Daraus folgt, daß die Projektion der Bahn auf eine zu H senkrechte Ebene durch das Magnetfeld zu einem Kreise mit dem Radius:

$$\rho = \frac{m v_2}{e H} = \frac{m v \sin \varphi}{e H} = r \sin^2 \varphi \quad (52)$$

wird. Die Bahn des Teilchens ist mithin eine Schraubenlinie auf einem Kreiszyylinder, dessen Achse parallel mit den Kraftlinien verläuft. Das Elektron ist bestrebt, den magnetischen Kraftlinien zu folgen und folgt ihnen um so näher, je größer die Feldstärke ist. Zu einem Umlauf um den Kreiszyylinder braucht das Elektron die Zeit:

$$\tau = \frac{2 \pi \rho}{v_2} = \frac{2 \pi m}{e H}. \quad (53)$$

In dieser Zeit ist das Elektron in Richtung des Feldes um den Weg:

$$l = \tau v_1 = \frac{2 \pi m}{e H} v \cos \varphi \quad (54)$$

fortgeschritten. Geht nun ein Kathodenstrahlbündel unter verschiedenen Anfangsneigungen von einem gemeinsamen Punkte P aus, ist ferner die Geschwindigkeit für alle Teilchen dieselbe und das Magnetfeld homogen, so ist l für alle Teilchen das gleiche, solange φ so klein ist, daß mit genügender Annäherung für alle Strahlen $\cos \varphi = 1$ gesetzt werden kann. Die einzelnen Teilchen beschreiben zwar verschiedene Schraubenlinien, vereinen sich aber in einem Bildpunkte P' . Die Projektionen der einzelnen Elektronenbahnen auf eine Ebene senkrecht zum magnetischen Feld sind Kreise von verschiedenem Radius, die sich in dem Bildpunkte P' schneiden (Abb. 13). Lediglich durch Änderung der Feldstärke H kann man somit das Kathodenstrahlbündel in einem beliebigen Punkte P' , z. B. auf dem Fluoreszenzschirm einer Braunschen Röhre konzentrieren (fokussieren). In der Regel ist es bei Braunschen Röhren jedoch nicht möglich, ein über die ganze Länge der Röhre homogenes longitudinales Magnetfeld anzuwenden, da dieses und das gleichzeitig erforderliche transversale Ablenkungsfeld sich gegenseitig stören würden.

Busch¹⁾ hat nun nachgewiesen, daß bei einem genügend engen,

¹⁾ Busch, H.: Ann. Physik (4) Bd. 81 (1926) S. 974; Arch. Elektrotechn. Bd. 18 (1927) S. 583.

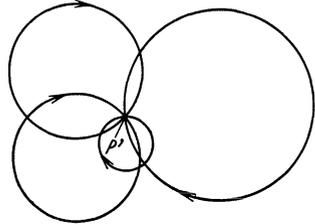


Abb. 13. Projektion der Elektronenbahnen auf die Ebene senkrecht zum magnetischen Feld, nach Gábor. (Aus: Forsch.-Hefte Studienges. Höchstspannungsanlagen Heft 1.)

von einem Punkte ausgehenden Kathodenstrahlbündel die Fokussierung auch bei einem beliebig inhomogenen Magnetfelde, auch bei gleichzeitig vorhandenem, elektrostatischem Felde erfolgt, sofern nur beide Felder Zylindersymmetrie zur Bündelachse besitzen.

β) Kurze Spule. Besonders wichtig und rechnerisch durchführbar ist der auch von Busch behandelte Grenzfall, daß die das Magnetfeld erzeugende Spule so kurz ist, daß das Magnetfeld längs der Z -Achse merklich von Null verschieden nur innerhalb einer Strecke $A-B$ ist, die kurz ist gegenüber ihren Entfernungen von Elektronenquelle P und Bildpunkt Q (Abb. 14). Es ergibt sich, daß eine kurze Spule die Eigen-

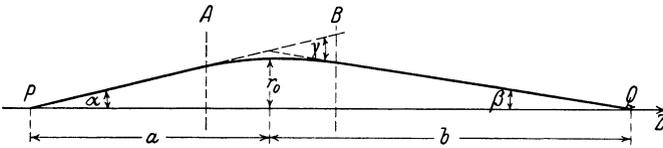


Abb. 14. Ablenkung eines Kathodenstrahles durch eine kurze Spule. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 18 (1927).]

schaft hat, die Kathodenstrahlen nach der Achse zu um einen Winkel γ abzulenken, der proportional der Achsenentfernung r_0 des Strahles ist:

$$\alpha + \beta = \gamma = \frac{r_0}{f} \quad \text{oder} \quad \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \quad (55)$$

wo

$$f = \frac{4 m^2 v^2}{e^2 \int \mathfrak{H}^2 dz}. \quad (56)$$

Genau die gleiche Eigenschaft besitzt aber für Lichtstrahlen eine Sammellinse; daraus folgt, daß durch die kurze Spule in jedem Falle die Ausgangsfläche der Kathodenstrahlen auf dem Fluoreszenzschirm scharf abgebildet wird, und zwar im Gegensatz zum homogenen Magnetfelde im allgemeinen nicht in natürlicher Größe, sondern im Verhältnis $p = b/a$ vergrößert oder verkleinert. In dem Grenzfall unendlich kleiner Spule entsteht genau wie in der Optik ein umgekehrtes Bild der Elektronenquelle; in Wirklichkeit allerdings ist das Bild gegenüber dieser Lage stets um einen endlichen Winkel verdreht, der um so größer ist, je länger die Konzentrierungsspule ist, und der im Falle einer unendlich langen Spule den Wert 180° annimmt.

Praktisch tritt infolge nicht strenger Erfüllung der Voraussetzungen immer noch eine der optischen Aberration ähnliche Erscheinung auf, so daß die Forderung eines kleinen Fluoreszenzfleckes und größter Bildscharfe in der Regel nicht gleichzeitig zu erfüllen sind.

Ruska und Knoll (221) haben die Ergebnisse der Theorie von Busch einer quantitativen experimentellen Untersuchung unterzogen und eine weitgehende Bestätigung derselben gefunden.

C. Aufbau der Braunschen Röhre.

I. Allgemeines.

Die Braunsche Röhre besteht aus einem Entladungsrohr niedrigen Druckes oder von höchstem Vakuum mit einer an negative Spannung angelegten Kathode als Strahlenquelle, einer meist geerdeten Anode, einem ebenfalls geerdeten Diaphragma zum Ausblenden eines engen Strahlenbündels, einem oder mehreren Ablenkungskondensatoren oder Ablenkungsspulen und einem Leuchtschirm oder einer photographischen Aufnahmeplatte senkrecht zur Bahn der Kathodenstrahlen (Abb. 15). Diaphragma und Anode können, da sie im allgemeinen an gleicher Spannung liegen, vereinigt sein. Die zwischen Anode und Kathode liegende Spannung gibt den Kathodenstrahlen die zur Niederschrift der Kurven erforderliche Energie und ihre anfängliche Strahlrichtung; bei Anwendung kalter Kathoden dient sie außerdem zur Auslösung der Strahlen. Zwischen Anode und Leuchtschirm ist im allgemeinen kein Spannungsgefälle, so daß die Geschwindigkeit der Elektronen in Richtung

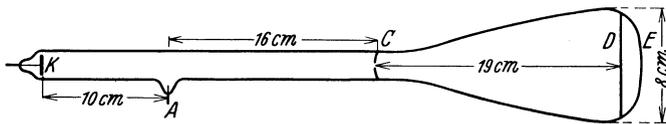


Abb. 15. Erste von Braun angegebene Röhre. [Aus: Wied. Ann. Bd. 60 (1897).]

auf den Schirm hinter der Anode konstant ist. Durch die Anode wird das Innere des Rohres meist in zwei Räume geteilt: den die Kathode enthaltenden, in dem die Strahlen erzeugt werden und eine bestimmte Geschwindigkeit erhalten — er wird als Entladungsraum bezeichnet — und den Ablenkungsraum genannten übrigen Teil des Rohres. Bei den Anordnungen von Heß¹⁾ (89) und von K. v. Wesendonk (274), die ein Lenard-Rohr zur Erzeugung der Strahlen benutzten, sind Entladungs- und Ablenkungsraum ebenso wie bei den Anordnungen von Lenard²⁾ selbst durch das Fenster vollkommen voneinander getrennt. Daraus ergibt sich der große Vorteil, daß in beiden Räumen verschiedene Gase und verschiedener Druck angewandt werden können. Die älteren Rohre hat man ganz aus Glas hergestellt, später ist man dann dazu übergegangen, zur Vermeidung von Wandaufladungen und zur elektrischen Abschirmung des Kathodenstrahles den Ablenkraum durch ein meist geerdetes Metallrohr abzuschließen, in das man zur Beobachtung des Schirmes ein Fenster eingesetzt hat. Neuerdings hat man zur Vermeidung von Glasdurchschlägen und Überschlägen auch den Entladungsraum durch

¹⁾ Die Anordnung des Ablenkungsfeldes bei Heß geht aus seinen Veröffentlichungen nicht vollkommen klar hervor.

²⁾ Vgl. S. 2 Fußnote 6.

ein Metallrohr abgeschlossen, in das die Kathode isoliert hineinragt [Busch (40), Knoll, Knoblauch und v. Borries (129), Binder (24 u. 25)].

1. Ablenkungskondensatoren.

Die Ablenkungskondensatoren liegen im allgemeinen innerhalb des Rohres mit isolierten Spannungszuführungen von außen, sie können aber, wenn die Wandungen aus Isoliermaterial, z. B. Glas, Quarzglas oder Porzellan bestehen, auch außerhalb des Rohres angebracht werden. Dies hat den Vorteil großer Einfachheit und bequemer Abänderungsfähigkeit, andererseits dagegen den wesentlichen Nachteil, daß die Innenwände des Rohres durch Streustrahlen, die von den Plattenspannungen angezogen werden, negative Ladungen, hauptsächlich jedoch, wie Milham (161) gezeigt hat, positive Ladungen erhalten, wenn Gasreste im Rohr vorhanden sind, die durch die Kathodenstrahlen ionisiert werden. Dadurch wird das Feld verzerrt und geschwächt. Bei der Aufnahme sehr schneller elektrischer Schwingungen ist die Anwendung von Außenelektroden unbedenklich, da die Ausbildung der Glasladungen wegen der Trägheit der positiven Ionen eine gewisse Zeit erfordert und den schnellen Schwingungen nicht folgen kann.

Bei der Verlegung der Platten ins Innere tritt bei höheren Drucken leicht eine leuchtende Entladung zwischen den Platten ein. Die hierdurch wesentlich veränderte Potentialverteilung bedingt, daß die Ablenkungen keineswegs mehr proportional den angelegten Potentialdifferenzen sind. Zur Vermeidung dieser leuchtenden Entladungen hat Wehnelt (267) die Platten beiderseits durch Blenden aus Glimmer abgeschirmt, von denen diejenige, durch welche die Kathodenstrahlen in den Raum zwischen den Platten eintreten, nur wenig größer durchbohrt ist als die Anode, diejenige, durch welche die Strahlen austreten, dagegen eine Öffnung hat, die nur wenig kleiner ist als der Abstand der Platten voneinander, so daß auch der abgelenkte Strahl ungehindert hindurchtreten kann. Zwischen diesen so eingebauten Platten kommt nun erst bei etwa 10000 V eine leuchtende Entladung bei gasgefüllten Röhren zustande. Zur Abschirmung des Plattenfeldes gegen äußere elektrische Felder hat man [Roschansky (214a)] die abschließenden Blenden statt aus Glimmer auch aus Metall hergestellt und gegebenenfalls geerdet.

Eine weitere Ursache für Abweichungen von der Proportionalität geben Raumladungen, die sich zwischen den Ablenkungsplatten besonders bei kleinen Ablenkungsspannungen ausbilden können, wenn die durch Ionisation der Gasreste gebildeten positiven Ionen nicht schnell genug entfernt werden. Diese Ladungen beseitigt man nach Bedell und Kuhn (13) durch Anwendung positiver oder negativer Vorspannungen an den Ablenkungsplatten.

Die Spannungsempfindlichkeit des Rohres ist bei Innenelektroden infolge des geringeren gegenseitigen Abstandes der Platten bedeutend größer als bei Außenkondensatoren. Man kann die Empfindlichkeit noch weiter dadurch steigern, daß man statt des im allgemeinen üblichen parallelen Plattenpaares gekrümmte, den Randbahnen der Elektronen angepaßte oder ebene aber gegeneinander geneigte Ablenkungsplatten (Gábor 75, Norinder 171) benutzt. Die Empfindlichkeitssteigerung beträgt hierbei im allgemeinen etwa 10 bis 70% (vgl. S. 39—41) gegenüber den ebenen Platten.

Eine baulich sehr einfache Anordnung ist die Darstellung der Ablenkungskondensatoren durch Anbringung metallischer Belegungen unmittelbar auf der Außenseite der Rohrwand (Ryan). Auch auf der inneren Oberfläche der Röhrenwandung lassen sich Belegungen unmittelbar anbringen, die an eine durch die Rohrwandung geführte Spannungszuleitung angeschlossen als Kondensatorbelegungen zur Ablenkung der Kathodenstrahlen dienen können. Die Vereinigte Glühlampen u. Elektrizität A. G. Ujpest (264) hat als Kondensatorbelegungen Metallschichten verwandt, die auf der Innenwand bei bereits evakuierten und abgeschmolzenen Röhren in derselben Weise, wie es Langmuir (140) für den Anodenzylinder gemacht hat, durch Verdampfen eines geeigneten, in das Rohr hineingebrachten Metalles, z. B. Magnesium, niedergeschlagen wurden. Diese bilden eine gleichmäßige, zusammenhängende, beliebig dünn herstellbare Schicht. Der Entladungsraum, in dem ein Metallspiegel unerwünscht wäre, kann bei dieser Herstellung durch eine Blende abgeschirmt werden. Von anderen Stellen, welche ebenfalls keinen Metallspiegel besitzen dürfen, wird er nachträglich durch Erwärmung des betreffenden Wandteiles, z. B. mit einer Stichflamme, restlos wieder entfernt.

Durch die Verwendung dünner Metallschichten für die Belegungen wird vermieden, daß in die Röhre große und schwer entgasbare Metallmengen eingeführt werden. Bei Verwendung von Magnesium kann man sogar durch das Metall eine Verbesserung des Vakuums erzielen. Dünne Metallschichten haben ferner den Vorteil, die Entstehung von Wirbelströmen zu verhindern, die besonders bei gleichzeitiger Anwendung elektrostatischer und magnetischer Ablenkungsfelder vor allem bei der Aufnahme hochfrequenter elektrischer Schwingungen auftreten können. Auch bei den üblichen Plattenkondensatoren hat man zur Vermeidung von Wirbelströmen die Platten aus Isoliermaterial hergestellt und darauf eine dünne Metallschicht niedergeschlagen, die gegebenenfalls noch zickzackförmig unterteilt wurde, oder man hat die Elektroden aus dünnen Aluminiumdrähten oder -bändern hergestellt, die in geringen Abständen und nur längs eines schmalen Streifens zusammenhängend elastisch ausgedehnt sind (Hausrath 87). Auch gitter- oder sprossenförmige Ge-

bilde sind als Ablenkungsplatten benutzt (van der Bijl 23). Man kann bei derartigen Ablenkungselektroden die Ablenkungsspulen sogar unmittelbar über diesen anbringen ohne, wenigstens bei niederfrequenten Schwingungen, Störungen zu erhalten. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß die Rohrlänge kleiner ausfällt.

Will man die Spannungsempfindlichkeit des fertigen Rohres nach Bedarf ändern können, so muß man entweder mehrere Plattenpaare im Inneren vorsehen und diese zum Teil parallel schalten, wobei die nicht benutzten Plattenpaare kurzzuschließen sind, oder man kann den Abstand der Platten von außen regelbar machen (s. S. 58). Zur Verringerung der Spannungsempfindlichkeit schaltet man am einfachsten Kondensatoren in Reihe mit den Ablenkungsplatten oder man legt diese parallel zu einem Teil eines kapazitiven Spannungsteilers (Wehnelt 267).

2. Ablenkungsspulen.

Diese werden im allgemeinen außerhalb des Rohres, und zwar an einer Einschnürung desselben angebracht. Um ein möglichst homogenes Magnetfeld zu erhalten, werden zwei vollkommen gleiche Spulen symmetrisch zu beiden Seiten des Rohres senkrecht zur Rohrachse verwendet und in Reihe geschaltet. Sie können runden oder rechteckigen Windungsquerschnitt besitzen; letzterer (Längsseite in Richtung der Rohrachse) wird angewandt, um einen möglichst großen Wirkungsgrad zu erzielen. Chaffee (44) gibt als günstige Dimension des Querschnittes für große Röhren an 7 bis 8 zu 10 bis 12 cm, wobei die Breite der Spulen gleich dem $\sqrt{2}$ fachen des Abstandes der beiden Indikatorenspulen sein soll. Die Spulen können auf einem Dorn axial verschiebbar befestigt und die Stromempfindlichkeit des Rohres damit geändert werden.

Um die Empfindlichkeit wesentlich zu erhöhen, kann man auch in den Spulen einen Kern aus Eisendraht verwenden, der zur Vermeidung von Wirbelströmen zweckmäßig ausgeglüht ist. Besser und besonders für rechteckige Spulen geeigneter ist ein Kern von dünnem, legiertem Transformatorblech. Selbstverständlich ist jedoch dieses Mittel auch bei weitgehendster Unterteilung des Eisenkernes nur für Demonstrationsversuche geeignet, wo die Deformation und Verzögerung des magnetischen Feldes gegen den Strom durch Hysterese keine Rolle spielt.

Eine Änderung der Stromempfindlichkeit erhält man weiter noch durch Änderung der Windungszahl der Spulen, durch Parallelschalten eines Nebenschlußwiderstandes oder durch Ankopplung der Ablenkungsspulen an die Meßanordnung über einen Transformator (Lufttransformator).

Bringt man die Spulen im Innern des Rohres an, so ist es zweckmäßig, ihnen nach Tellez-Plasencia (256) die Form von rechteckigen

Flachspulen zu geben. Sie können dann sowohl zur magnetischen Ablenkung wie zur elektrostatischen Ablenkung benutzt werden. Zur elektrostatischen Ablenkung unterbricht man die Verbindung der beiden Spulen und schaltet sie wie die Belegungen eines Kondensators. Ist die Frequenz der aufzunehmenden Spannungen sehr hoch, so können in diesem Falle allerdings Fehler durch den Ladestrom und die Ladezeit auftreten.

Bei Hochfrequenz besitzen Spulen im allgemeinen außer dem magnetischen noch ein merkliches elektrisches Feld infolge der gegenseitigen Kapazität der beiden Spulen. Diese Felder lenken den Kathodenstrahl in Richtungen ab, die aufeinander senkrecht stehen. Infolgedessen beobachtet man z. B. als Wirkung eines sinusförmigen Stromes in den Spulen auf dem Schirm eine Ellipse anstatt einer geraden Linie. Die Potentialdifferenz zwischen den beiden Spulen kann man durch eine besondere Art der Wicklung (Alberti und Zickner 4) bedeutend verringern. Man wickelt die Spulen zweilagig und verbindet ihre Lagen derartig, daß der Strom zuerst die untere Lage der Spule 1, dann die untere Lage der Spule 2, dann die obere Lage der Spule 2 und endlich die obere Lage der Spule 1 durchfließt. Die unteren Lagen sind von links nach rechts, die oberen von rechts nach links zu wickeln. Auf diese Weise treten Spannungsunterschiede nur zwischen der oberen und der unteren Lage jeder Spule auf, jedoch nicht zwischen Spule 1 und 2, da das mittlere Potential einer unteren und der darüber liegenden oberen Windung überall das gleiche ist. Denselben Effekt, d. h. die Vermeidung eines Spannungsunterschiedes und damit eines elektrostatischen Feldes zwischen beiden Spulen erhält man auch durch Parallelschalten der beiden Spulen (Dufour 53), wobei allerdings bei nicht genau gleichen Spulen eine gewisse Frequenzabhängigkeit des Feldes eintreten kann. Ein weiteres Mittel zur Beseitigung der elektrostatischen Feldwirkung besteht nach Varley (261) in der elektrostatischen Abschirmung des Kathodenstrahles durch Umhüllen des Rohres zwischen den beiden Spulen mit Zinnfolie oder nach Roschansky (214) durch Umwickeln des Rohres mit einem geerdeten, unterteilten, dünnen Kupferdraht. Bei gleichzeitiger Anwendung dieses Mittels mit einem der vorigen können Schwingungsvorgänge höchster Frequenzen mit Ablenkungsspulen störungsfrei aufgenommen werden.

Die Kapazität des Spulenpaares bringt bei sehr hohen Frequenzen noch weitere Fehler mit sich, da sich der Gesamtstrom in der Spule über die Spuleninduktivität und die parallel dazu liegende Spulenkapazität verzweigt, so daß das magnetische Feld dem Gesamtstrom nicht mehr streng proportional und phasenverschoben gegen diesen ist. Auch können besonders bei der Aufnahme von Stoßspannungen Eigenschwingungen der Spulen auftreten. Da außerdem die magnetische Ablenkung nur bei

kleinen Ablenkungen der Feldstärke proportional ist (s. S. 42), so wird man in der Regel elektrostatische Felder zur Ablenkung bei hohen Frequenzen vorziehen.

3. Blenden und Anode.

Die zum Ausblenden eines engen Strahlenbündels dienenden Blenden (Diaphragmen) sowie im allgemeinen auch die Anode bestehen meist aus einer senkrecht in den Strahlengang gestellten Scheibe mit einer kleinen kreisförmigen Öffnung in der Achse des Rohres, durch die ein nur eng begrenztes Strahlenbündel hindurchtreten kann. Neben der einfachen Scheibe ist die Form eines Trichters (Wiechert 276, Abb. 16f), auch eines geschweiften Trichters (Chaffee 44, Abb. 16g) mit der Kathode zugewandter oder von der Kathode abgewandter Spitze gebräuchlich. Weiter hat man der Blende, insbesondere dann, wenn sie gleichzeitig als

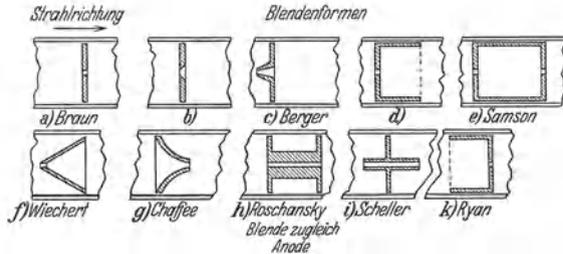


Abb. 16. Verschiedene Anoden- und Blendenformen.

Anode benutzt wird, die Form eines dünnwandigen an irgendeiner Stelle mit einem breiten Flansch versehenen Rohres gegeben (Scheller 227, Abb. 16i) oder man hat zwei Blenden an die beiden Stirnseiten eines weiten Rohres gesetzt, so daß eine bis auf die Blendenöffnungen abgeschlossene Kammer (Samson, Abb. 16e) entsteht. Bei der einfachen scheibenförmigen Blende hat man gelegentlich die Öffnung konisch gestaltet (Abb. 16b) oder durch einen trichterförmigen Körper begrenzt (Berger, Abb. 16c). Ende (60) hat die trichterförmige Anode auf der Vorderseite durch eine Blende abgeschlossen (Abb. 41, S. 73). Diese Anordnung ist für Glühkathodenröhren vorteilhaft, bei denen die Strahlenkonzentrierung durch Gasreste erfolgt.

Alle diese verschiedenen Formen haben im wesentlichen den Zweck, den elektrischen Kraftlinien einen bestimmten Verlauf zu geben, so daß ein möglichst scharf begrenzter, dabei jedoch intensitätsstarker Kathodenstrahl in den Ablenkraum gelangt (vgl. S. 81). Es ist deswegen zweckmäßig und üblich, die Blenden aus Metall herzustellen und sie an ein bestimmtes Potential anzuschließen. Unbedingt erforderlich ist die Herstellung aus Metall jedoch nicht, da Blenden aus Isoliermaterial, z. B. Glas oder Glimmer, durch die Kathodenstrahlen selbst eine negative

Aufladung und damit ebenfalls ein bestimmtes Potential erhalten, das den Elektronen bei geeigneter Gestalt der Blende eine Kraft in Richtung auf die Blendenöffnung erteilt.

Um im Innern des Rohres möglichst geringe Metallmassen zu haben, da diese während des Betriebes durch plötzliche Gasabgabe leicht stören, stellt man die metallischen Blenden, wie die Ablenkplatten des Rohres statt aus massivem Metall aus einem Isoliermaterial, z. B. Glas oder Quarz, her, das man mit einem dünnen metallischen Niederschlag überzieht (Hörig und Sachs 93, Langmuir 140). Bei Anwendung massiven Metalles ist Aluminium vorzuziehen, da andere Metalle bei der Abgabe von Kathodenstrahlen, auch sekundärer Kathodenstrahlen leicht zerstäuben, wodurch die Isolierteile des Rohres eine leitende Oberflächenschicht erhalten. Bei Glühkathodenröhren, welche eine hohe Strahlintensität besitzen, hat Samson (226) als Material für die Blende Nickel wegen seines höheren Schmelzpunktes gewählt, Sommerfeld (246) Molybdän. Sonst pflegt man bei hoher Strahlintensität zur Abführung der Wärme Kühlvorrichtungen sowohl bei der Anode wie bei den Blenden anzuwenden.

Um die Größe der Blendenöffnung jederzeit ändern zu können, hat Busch (40) eine von außen magnetisch einstellbare Revolverblende verwandt.

Die richtige Lage der Blenden hängt sehr von dem sonstigen Aufbau der Röhre ab. Bei Anwendung kalter Kathoden und Strahlenerzeugung durch Gasentladung, liegt die erste Blende in Richtung des Strahles meist hinter der Anode oder sie ist baulich mit der Anode vereinigt. Bei der Anwendung von Glühkathoden und Gasresten innerhalb des Rohres zur Strahlenkonzentration (vgl. S. 73) wird die erste Blende möglichst nahe vor die Glühkathode gesetzt. Sie hat hier mehr die Aufgabe, positive Ionen, die durch Ionisation der Gasreste gebildet sind und auf die Kathode zufliegen, abzufangen.

Sind mehrere Blenden im Rohr vorgesehen, so haben die weiteren Blenden neben der Aufgabe, aus den mit einer gewissen Streuung aus der ersten Blendenöffnung austretenden Strahlen wiederum nur ein enges Strahlenbündel auszublenden, noch den Zweck, einzelne Teile des Rohres gegen andere Teile abzuschirmen, sowie Sekundärstrahlen und Röntgenstrahlen vom Aufnahmeraum fernzuhalten. Elektrisch werden die Blenden meist mit der Anode an Erdpotential gelegt. In manchen Fällen wird zwischen den einzelnen Blenden ein die Elektronen beschleunigendes oder verzögerndes Feld angewandt (vgl. S. 82). Auch elektrisch vollkommen isolierte Blenden, die wie erwähnt, durch negative Aufladung ein bestimmtes Potential annehmen, sind mit Erfolg benutzt, ebenso kapazitiv von außen durch die Glaswand gesteuerte (geerdete) Blenden (Braun 29).

Mitunter, z. B. bei der Anwendung von Glühkathoden in gashaltigen Röhren, ist es erwünscht, die Lage der Blende während des Betriebes in Richtung der Röhrenachse verändern zu können (Jones und Tasker 106). Mittel hierfür siehe S. 58—60.

4. Leuchtschirm.

Zur Beobachtung der Ablenkungen des Kathodenstrahles benutzt man seit Braun einen in den Strahlengang gestellten Leuchtschirm. In seiner ursprünglichen Form bestand er aus einer runden Glimmerscheibe, die auf der der Kathode zugewandten Seite mit einer Schicht leucht-fähiger Substanz belegt war. Der Schirm wurde im Rohr um einen Winkel von etwa 45° gegen die Rohrachse geneigt aufgestellt, um die Vorderseite des Schirmes, die die größere Bildhelligkeit besitzt, bequemer von der Seite beobachten und photographieren zu können. Dabei ergibt sich allerdings eine Verzerrung des Bildes, da die Ablenkung der Strahlen nach Gl. (21), S. 39 und (47), S. 42 mit wachsender Entfernung des Schirmes von den Ablenkefeldern zunimmt. Man ging daher bald dazu über, den Schirm quer zum Rohr zu stellen, besonders seitdem man Leuchtsubstanzen größerer Helligkeit gefunden hatte, die man in so dünner Schicht auftragen konnte, daß die Lichtstärke nach beiden Seiten nahezu gleich groß war und man das Bild ohne Einbuße an Helligkeit auch in der Durchsicht beobachten konnte. Um die Verluste bei der Aufnahme in der Durchsicht herabzudrücken, hat man statt Glimmer als Unterlage Glas gewählt (Varley 261) und schließlich die Leuchtsubstanz auf der Innenseite der das Rohr abschließenden Glaswand niedergeschlagen. Bei vollkommen geblasenen Rohren würden sich hierbei wieder Bildverzerrungen aus der Krümmung der das Rohr abschließenden Wand ergeben. Um diese zu vermeiden, schließt man das Rohr durch eine planparallele Spiegelglasscheibe ab, die man zur Vermeidung von Kittungen mit Hilfe geeigneter Zwischengläser mit der aus Metall oder aus Glas bestehenden Rohrwand verschmilzt (Lübcke 146). Zur Ausnutzung der photographisch wirksameren kurzwelligen Lichtstrahlen für photographische Aufnahmewecke hat Terroux (257) das Rohr mit einer dünnen Quarzplatte verschlossen. Zweckmäßig ist es, für quantitative Messungen, die Platte mit einem Koordinatennetz zu versehen.

Der Vorteil der planparallelen Platte wird dadurch teilweise gemindert, daß die Wandstärke wegen des erheblichen äußeren Druckes, der auf der Glaswand ruht, beim Abschluß des Rohres durch eine ebene Platte wesentlich größer sein muß, als wenn man den Boden des Glasrohres durch einfaches Blasen kalottenförmig macht. Abgesehen von der Erhöhung der Verluste ergibt sich aus der dickeren Wandstärke auch eine geringere Schärfe der Figuren, besonders, wenn man das Bild des Leuchtschirmes mit einem von außen gegen die Glaswand gepreßten

Film oder Platte photographiert (Kontaktphotographie, vgl. S. 104). Da die Bildverzerrungen durch eine schwach gekrümmte Fläche meist nicht sehr ins Gewicht fallen, so ist von Bown (28) vorgeschlagen, das Braunsche Rohr durch eine einfach gekrümmte zylindrische Fläche abzuschließen, deren Achse senkrecht zur Rohrachse steht und möglichst durch den Elektronenquellpunkt geht. Das Ende des Rohres bzw. der Schirm wird also dargestellt durch zwei sich rechtwinklig kreuzende Zylinder, von denen der eine einen wesentlich größeren Durchmesser hat als der andere. Ein solches Rohr kann durch Blasen in einer Form leicht hergestellt werden. Die zylindrische Form des Schirmes gibt auch bei dünner Wandstärke Gewähr für eine genügende Festigkeit. Bei dieser Anordnung ist es nicht nur möglich, den Film fest an die Oberfläche anzudrücken, was bei einem sphärischen Abschluß des Rohres nicht möglich ist, sondern man kann auch einen Filmstreifen kontinuierlich an der Endfläche vorüberziehen.

Soll der Leuchtschirm lediglich zur Einstellung des Rohres vor der photographischen Aufnahme dienen, so bildet man ihn als Klappschirm vor den dahinter liegenden Platten aus (Dufour 51) und klappt ihn unmittelbar vor der Aufnahme zurück. Als Träger der Leuchtsubstanz wird in diesem Falle eine Metallplatte benutzt, die gleichzeitig zur Ableitung der Ladungen dienen kann. Auch auf der Vorderseite von Blenden (Keys 111) und anderen Rohrteilen hat man zur leichteren Einstellung des Strahles Leuchtsubstanzen niedergeschlagen.

Durch die Untersuchungen hauptsächlich von Lenard und seinen Schülern ist man über die Herstellung und Wirkungsweise lumineszierender Substanzen seit Jahren weitgehend unterrichtet (vgl. S. 29). Man ist daher auch schon lange in der Lage, die Schirme für Kathodenstrahlröhren so herzustellen, daß sie allen an sie zu stellenden Forderungen genügen. Je nach dem Aufnahmeverfahren kommt es entweder auf große Intensität der für das Auge wirksamen Strahlen oder auf große Intensität der photographisch wirksamen Strahlen an. Da das Intensitätsverhältnis der von der Leuchtsubstanz ausgesandten Banden von der Härte der Kathodenstrahlen abhängt, so sind für Braunsche Röhren mit langsamen Strahlen vielfach andere Leuchtsubstanzen günstig als für Röhren mit harten Strahlen. Ein Nachleuchten der Phosphore ist im allgemeinen nicht erwünscht.

Als Leuchtsubstanzen hat man hauptsächlich benutzt: Balmainsche Leuchtmasse, das ist ein aus Kalziumsulfid mit einem geringen Gehalt an Wismut bestehendes Präparat (Ebert und Hoffmann 59), Willemit, ein kristallinisches Zinksilikat (Zn_2SiO_4) (Braun 29), Kalziumwolframat ($CaWO_4$) (Zenneck 284), Kalziumsulfid (CaS) (Zenneck), Zinksulfid (ZnS) (Giesel und Zenneck 79), Schwefelkalzium, und von organischen Verbindungen Pentadekylparatolyketon und

andere. Von diesen ist das Zinksilikat wegen seines intensiv grünen Lichtes für visuelle Beobachtung, das Kalziumwolframat wegen seines blauen Lichtes für photographische Aufnahmen und das Zinksulfid wegen seines blaugrünen Leuchtens für visuelle und photographische Aufnahmen gleich gut geeignet. Kalziumsulfid gibt bei der Bestrahlung mit schnellen Strahlen ein nahezu weißes Licht, bei der Bestrahlung mit langsamen Strahlen ein mehr grünes Licht. Johnson (104) benutzte eine Mischung von Zinksilikat oder Zinksulfid und Kalziumwolframat zu gleichen Teilen und erhielt eine photographische Wirkung mehr als halb so stark, wie von reinem Kalziumwolframat und eine visuelle Lichtstärke von mehr als der Hälfte gegenüber reinem Zinksilikat. Schröter (232) hat für die Anwendung der Braunschen Röhren als Fernsehempfänger vorgeschlagen, einen intensiv blau oder violett leuchtenden Schirm z. B. mit Kalziumwolframat, Willemit oder Pentadekylparatolyketon als Leuchtsubstanz zu verwenden und zur Verstärkung der physiologischen Wirkung auf der Rückseite des primär erregten Schirmes einen zweiten aus durchsichtigem, fluoreszenzfähigem Stoff (Uranverbindungen, Borsäure-Luminophore) vorzusehen. Dieser wird von der Strahlung kürzerer Wellenlänge zur Abgabe von gelbgrünem Fluoreszenzlicht angeregt. Es findet also eine Umwandlung des dem Auge weniger hell erscheinenden Lichtes in solches von stärkerer photometrischer Reizwirkung statt.

Langmuir (140) nahm zur Herstellung des Leuchtschirmes an Stelle der üblichen lumineszierenden Substanzen einen Niederschlag von sehr fein verteiltem Metall (Wolfram oder Molybdän). Wenn die Kathodenstrahlen auf diese Schicht, die im Vakuum einen sehr schlechten Wärmeleiter darstellt, auffallen, so wird die Oberfläche der Schicht an dieser Stelle bis zum Glühen erhitzt, ohne daß die benachbarten Teile erwärmt werden. Die Spur der Kathodenstrahlen wird also durch reinen Wärmeeffekt ohne jede Phosphoreszenz in sonst derselben Weise sichtbar gemacht wie bei den üblichen Leuchtsubstanzen. Der Schirm dürfte gewisse Nachteile besitzen, die in erster Linie in einer geringeren Lichtstärke, einem Nachleuchten und in der Auslösung von Röntgenstrahlen bestehen.

Die Herstellung der Leuchtschirme kann durch Aufstäuben des fein gepulverten Präparates durch ein feines Gazesieb auf die mit einer dünnen Schicht von Wasserglas oder mit einem anderen Bindemittel frisch bestrichene Platte erfolgen. Zweckmäßiger ist es, um die Verluste im Wasserglas zu vermeiden, nach einem von Everett¹⁾ angegebenen Verfahren die Platte in eine Schale mit Alkohol zu legen, aus einiger Höhe das Leuchtpulver aufzustreuen, die Platte, nachdem sich das Pulver auf ihr niedergeschlagen hat, vorsichtig herauszunehmen

¹⁾ Thomson, J. J.: *Philos. Mag.* Bd. 20 (1910) S. 753.

und den Alkohol in der Luft verdampfen zu lassen. Die Schicht haftet vollkommen fest auch geringen Erschütterungen gegenüber, bleibt jedoch natürlich leicht verletzlich. Nach diesem Verfahren hergestellte Schirme haben den besonderen Vorteil, daß sie bei der Verwendung im Vakuum infolge des Fehlens jeglicher Bindemittel keine nennenswerten Gase abgeben. Hull (100) hat zur Herstellung des Schirmes die Platte mit einem chinesischen Malerlack überzogen, das Leuchtpulver darauf niedergeschlagen und das Ganze erhitzt, bis das Pulver im Glas eingeschmolzen war. Langmuir hat seinen thermischen Leuchtschirm durch Verflüchtigung des Metalls bei niedrigem Druck in inerten Gasen hergestellt.

In manchen Fällen, besonders bei starker Strombelastung der Röhren, kann es vorkommen, daß die durch die aufprallenden Elektronen erzeugte negative Ladung von dem Schirm nicht schnell genug abfließt bzw. durch die in den Restgasen vorhandenen Ionen nicht mehr vollständig kompensiert wird. Es tritt dann leicht ein Wandern des Leuchtfleckes oder ein Flackern des Bildes auf. Um diese Störungen zu vermeiden, hat man die Leuchtsubstanz gelegentlich auch auf einer Metallplatte niedergeschlagen (Lilienfeld 143), die zweckmäßig gerdet wird, oder man hat innerhalb oder auf der Schicht ein netzartiges Drahtgeflecht angebracht oder eine Vermengung mit leitendem Pulver benutzt, durch die man die Ladungen abführen kann (Rogowski und Grösser 203). Ferner hat man auf der Oberfläche der Glas-, Quarz- oder Glimmerplatte eine dünne Metallschicht niedergeschlagen und diese gegebenenfalls durch Erhitzen der Glasunterlage mit dieser verschmolzen oder auch stark leitfähige Gläser verwandt (Lübcke 146). Bei Anwendung einer Metallplatte als Unterlage kann durch diese auch gleichzeitig die durch den Aufprall der Strahlen erzeugte Wärme abgeführt werden.

Nach Ruska und Knoll (221) hat sich in besonderen Fällen trotz der geringeren Leuchtfähigkeit Uranglas als vorteilhafter erwiesen als die sonst gebräuchlichen Phosphore, da Uranglas gegen schwache Bestrahlung wesentlich unempfindlicher ist und daher die Abgrenzung des intensiv bestrahlten Fleckes gegen die durch zerstreute Elektronen ebenfalls noch zum Fluoreszieren gebrachte Umgebung schärfer wird.

5. Beschleunigungsfelder.

Je höher die Geschwindigkeit der Elektronen ist, um so größer wird die Helligkeit des Leuchtfleckes, um so geringer andererseits die Ablenkempfindlichkeit der Strahlen. Nach Scheller (227) kann man den Vorteil hoher Ablenkempfindlichkeit mit dem Vorteil großer Lichtstärke vereinen, wenn man langsame Kathodenstrahlen erzeugt, z. B. mit Hilfe von Glühkathoden, und diese erst nach ihrer Ablenkung einem Be-

schleunigungsfeld aussetzt. Die Anordnung zur Erzeugung des Beschleunigungsfeldes besteht darin, daß man in geringer Entfernung vor dem Leuchtschirm ein Gitter anbringt und zwischen Leuchtschirm und Gitter eine höhere Gleichspannung anlegt.

6. Einrichtungen zur Einstellung der im Vakuum befindlichen Teile einer Braunschen Röhre.

Um die höchste Leistung mit der Braunschen Röhre zu erzielen, ist eine sehr genaue Einstellung der Elektroden, Blenden, Ablenkungs-

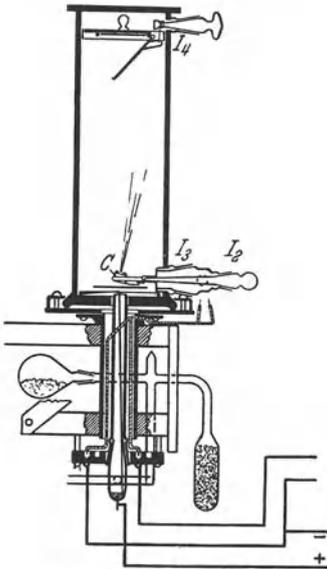


Abb. 17. Anordnung von Knipp und Welo zur Messung des Erdfeldes mit Schliffen zur Einstellung der Teile des Rohres. [Aus: Philos. Mag. (6) Bd. 32 (1916).]

platten, Steuergitter usw. erforderlich. Diese muß auch während des Betriebes, d. h. unter Vakuum, erfolgen können, teils wegen der gelegentlich auftretenden Druckschwankungen, die besonders bei Gasentladungsröhren störend sind, teils wegen der stets vorhandenen Fremdfelder, zu denen auch das Erdfeld zu rechnen ist, teils um die Empfindlichkeit der Röhre ändern zu können.

Sehr gebräuchlich sind zu diesem Zwecke Schliffe, durch deren Drehung im Innern des Rohres mit Hilfe von Hebelübersetzungen, mittels Spindeln, durch Spannen von Federn, Aufwickeln von dünnen Drähten oder Fäden u. dgl. Bewegungen übertragen werden. Zweckmäßig ist es, die Schliffe mit einer Quecksilberdichtung zu versehen, da Fette durch Gasabgabe das Vakuum verschlechtern.

Abb. 17 zeigt ein von Knipp und Welo (118) angewandtes Rohr mit einem Doppelschliff, der eine Bewegung des Körpers C , z. B. der Kathode, nach allen Richtungen in einer Art cardanischer Aufhängung

gestattet. Bei einer Drehung des Schliffes J_2 wird C um die Achse von J_2 gedreht, bei einer Drehung von J_3 dagegen um eine senkrecht zur Papierebene stehende Achse. Eine ähnliche Anordnung ist von Crooker (46) benutzt worden. Im oberen Teil der Anordnung von Abb. 17 ist bei J_4 dargestellt, wie die Bewegung eines Verschlußdeckels vor der photographischen Platte im Innern des Rohres mittels eines Schliffes durch Aufwickeln eines Fadens erfolgen kann. In Fällen, bei denen es sich nur um seitliche Verschiebungen handelt, sind Planschliffe mit Vorteil angewandt.

Bei solchen Röhren, die mehrere hintereinander liegende Blenden aufweisen, wie es z. B. bei Röhren mit Sperrkammer der Fall ist, ist die Ein-

stellung des Rohres besonders schwierig. Während durch die erste Blende bei zentrischem Aufbau des Rohres im allgemeinen bereits nahezu die maximale Intensität des Strahles hindurchtritt, oder leicht mit Hilfe einer Vorkonzentrierungsspule auf die Öffnung der Blende gerichtet werden kann, ist die genaue Einstellung des Rohres auf die Öffnung der zweiten Blende wesentlich schwieriger. Eine mechanische Verstellung der Blende würde eine Verschiebung nach zwei Richtungen erfordern. Eine Einstellung des Kathodenstrahles auf die Öffnung der zweiten Blende mit elektrischen oder magnetischen Feldern ergibt leicht eine Schwächung der Intensität. Berger (17) hat deswegen die in Abb. 18 wiedergegebene Anordnung benutzt. Die Anode *a* ist mit dem einen feststehenden Teil *f* eines Kugelschliffes verbunden, während das Entladrohr *e* mit dem anderen beweglichen Teil *b* des Kugelschliffes zusammenhängt. Mit Hilfe der Schrauben *s* kann die obere Kugelschale in der unteren verschoben und dadurch dem Entladungsrohr jede beliebige Neigung gegen die Anode und das untere Ablenkungsrohr gegeben werden. Sofern der Kugelmittelpunkt *m* in die Rohrachse und in die Öffnung der Blende I fällt, kann man durch Verstellen der oberen Kugelschale den Kathodenstrahl so richten, daß er genau durch die Öffnung der Blende II trifft.

Handelt es sich um größere Verschiebungen in derselben Richtung von einem oder mehreren Zentimetern Länge, z. B. um eine Verstellung der Ablenkplatten, so ist nach Knoll (121) die Benutzung dünnwandiger elastischer Metallkörper von zieharmonika-artigem Längsschnitt, welche in ihrer Längsrichtung zusammengedrückt oder auseinandergezogen werden, zweckmäßig. Solche Metallkörper, die aus Stahl, Bronze, Tombak oder Kupfer hergestellt werden können, werden als „Federungskörper“ bezeichnet. Abb. 19 zeigt eine solche Verstellvorrichtung. Die Ablenkplatten *a* werden über den elastischen Metallkörper *b* (Federung $\pm 40\%$ der Gesamtlänge) mittels der Mutter *c* verstellt, welche gegen den Mitnehmerring *d* drückt. Dieser steht durch drei Schrauben *e*, welche in Schlitzfen der Hülse *f* gleiten, mit dem Führungsring *g* in Verbindung, in welchem der Ablenkplattenhalter *h* mittels der Bakelit-

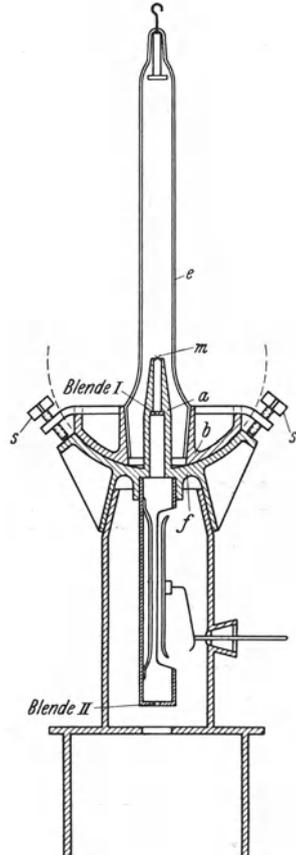


Abb. 18. Kugelschliffanordnung nach Berger zur Einstellung der Kathodenstrahlen. (Schweiz. P. 136425.)

scheibe i isoliert eingesetzt ist. Die Blattfeder l dient zur Erdung der Ablenkplatten.

Anstatt der ziehharmonika-artigen Metallkörper kann man für geringere Bewegungen auch gewellte Membranen benutzen.

Braun (33) hat für Entfernungsänderungen im Vakuum die Torsionsfähigkeit dünner Bleirohre ausgenutzt, indem er das Bleirohr an einem Ende mit der Gefäßwand, an dem anderen Ende mit einem koaxial durch das Bleirohr durchgeführten Metallstab verband, der sich somit teils im Vakuum, teils in Luft befindet und um seine Achse innerhalb der durch die Nachgiebigkeit des Bleirohres bestimmten Grenzen drehbar ist.

Ein anderes bei Entladungsröhren schon frühzeitig angewandtes Verfahren, zur Verstellung einzelner im Vakuum befindlicher Teile von

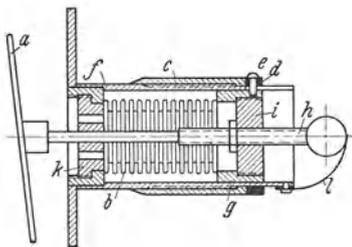


Abb. 19. Verstellvorrichtung für Ablenkplatten nach Knoll. [Aus: Z. techn. Physik Bd. 10 (1929).]

außen, besteht in der Verschiebung eines mit den betreffenden Körpern verbundenen Eisenkernes durch einen Magneten oder eine Stromspule. Dieses Mittel ist besonders bei Röhren mit weichen Kathodenstrahlen mit Vorsicht anzuwenden, da durch den Magneten, die Stromspule oder remanenten Magnetismus des Eisenkernes der Strahl selbst abgelenkt werden kann. Ein Beispiel elektromagnetischer Verstellung ist aus der Abb. 70 (S. 105) zu

entnehmen, bei der die photographischen Platten mit Hilfe des im Rohr w gleitenden Weicheisenkernes v durch Bewegen der Magnetspule t auf der Gleitbahn u verschoben werden. Ein anderes Beispiel zeigt Abb. 57 (S. 91), bei dem die Blenden elektromagnetisch verstellt werden. Hull (100) hat Anode wie Blende selbst aus Weicheisen hergestellt und die elektrischen Spannungen über eine Spirale aus feinem Draht zugeführt.

II. Die verschiedenen Röhrentypen.

1. Gasentladungsröhren (auch Kaltkathodenröhren genannt).

Wie auf S. 20 ausgeführt wurde, entstehen bei den Gasentladungsröhren Kathodenstrahlen bei dem Aufprallen der positiven Ionen auf Metalle. Durch das elektrische Feld zwischen Anode und Kathode beschleunigt, geben die Ionen ihre Energie beim Auftreffen auf die Kathode teils in Form von Wärme, teils zur Auslösung von Elektronen aus dem Atomverbände ab. Da die positiven Ionen bei einem engen Gasentladungsrohr und höheren Spannungen zu einem schmalen Bündel konvergieren, so ist die Aufprallfläche und damit der Quellpunkt der Kathodenstrahlen sehr klein, so daß der Strahl auch am Anfang nur einen geringen Durchmesser (etwa $\frac{2}{10}$ bis $\frac{3}{10}$ mm) hat. Das ist ein

Grund, weshalb man unter geeigneten Verhältnissen eine sehr feine Schrift des Kathodenszillographen erhalten kann. Die in Wärme umgesetzte Energie führt zum Teil zu einer Verdampfung der getroffenen Moleküle (Kathodenzerstäubung), deren Folge die Bildung eines winzigen Kraters ist, der mit der Betriebsdauer immer tiefer und tiefer wird. Nach Untersuchungen von Rühlemann (218) hat die Kraterwand die Gestalt der Mantelfläche eines Hyperboloids und der Hauptelektronenstrom seine Quelle an der tiefsten Stelle des Kraters. Der Krater stört nun den Feldlinienverlauf gerade an der Stelle, wo die emittierten Elektronen beschleunigt werden, so daß der Elektronenstrahl mit der Zeit immer diffuser wird. Im Innern des Kraters ist praktisch nur ein geringes Feld vorhanden, so daß sich hier wahrscheinlich eine Raumladung bilden kann. Daraus ergibt sich dann ein Absinken des Strahlstromes mit dem Anwachsen des Kraters, wie es in den Kurven der Abb. 20 zum Ausdruck kommt. Die Zerstäubung des Kathodenmaterials hat weiter noch zur Folge, daß sich metallische Niederschläge insbesondere auf den Wandungen der Röhre in der Nähe der Kathode bilden und somit Ursache zu Überschlägen geben. Die Vermeidung der Kraterbildung ist daher eine wichtige Forderung für den Dauerbetrieb von Gasentladungsröhren.

Von wesentlichem Einfluß auf die Kraterbildung ist die Art der Restgase, sowie das Material und die Temperatur der Kathode. Schon Braun hat aus diesem Grunde Aluminium als Material für die Elektroden, insbesondere für die Kathode gewählt, denn Aluminium zeigt eine sehr geringe Zerstäubbarkeit. Einen Überblick über den Einfluß des Kathodenmaterials auf die Intensität des zum Leuchtschirm fließenden Stromes in Abhängigkeit von der Betriebsdauer gibt nach Aufnahmen von Rühlemann Abb. 20. Die Kurven sind alle auf einen Anodenstrom von 1,5 mA bezogen. Magnesium und Elektron ergeben außerordentlich hohe Anfangswerte, die aber sehr rasch absinken. Aluminium zeigt geringere Anfangsintensität, aber der zeitliche Verlauf ist günstiger. Die günstigste Zeitcharakteristik weist Beryllium auf, dessen Herstellung jedoch noch große Schwierigkeiten aufweist. Unerwartet schlechte Ergebnisse lieferten die Kaliumlegierungen. Somit ergibt sich, daß das bisher allgemein gebrauchte Aluminium für längeren Betrieb tatsächlich das günstigste ist, nur in Fällen, wo man kurzzeitig hohe Intensitäten erzielen will, kann man Elektron oder Magnesium verwenden. Eine Ausnahme von dieser Regel bilden Röhren, bei denen infolge der räumlichen Anordnung und sehr hoher Entladungsspannungen (z. B. 60 kV) die Kathode auf ungewöhnlich hohe Temperaturen erhitzt wird. Berger (19) fand in diesem Fall ein Spezialeisen als Material für die Kathode günstiger, da dieses hier nicht so viel Gas abgibt als Aluminium. Knoll, Knoblauch und von Borries (129) benutzten für den Kathodenspiegel wohl aus demselben Grunde Elektrographit.

Um die mit der Zeit unbrauchbar werdenden Kathoden auszuwechseln zu können, ist es zweckmäßig, unterhalb der Kathode einen Schliff einzubauen. Noch zweckmäßiger und besonders für die Lebensdauer abgeschmolzener Röhren wichtig ist es, nach Rogowski und Szeghő (208), die Kathoden aus einem verstellbaren Metallkörper herzustellen, derart,

daß nach jeder Verstellung eine neue unversehrte Metallfläche zum Quellpunkt der Elektronen wird. Solche Anordnungen lassen sich leicht mit Hilfe eines von außen elektromagnetisch verstellbaren, in Lagern ruhenden Zylinders, eines in einem Schlitten verschiebbaren Streifens oder einer in einer Fassung drehbaren Kugel treffen. Um den Quellpunkt der Elektronen genauer festzulegen, empfiehlt es sich, eine mit der Kathode elektrisch verbundene Blende unmittelbar vor dem verstellbaren Kathodenkörper anzuordnen.

Berger (20) hat vorgeschlagen, um stets einen ebenen unversehrten Elektronenquellpunkt zu haben, als Kathode leitende Flüssigkeiten, z. B. Quecksilber, zu verwenden. Daraus ergäbe sich weiter der Vorteil, daß man den Dampfdruck im Rohr durch die Temperatur der Flüssigkeit leicht einstellen und konstant halten kann.

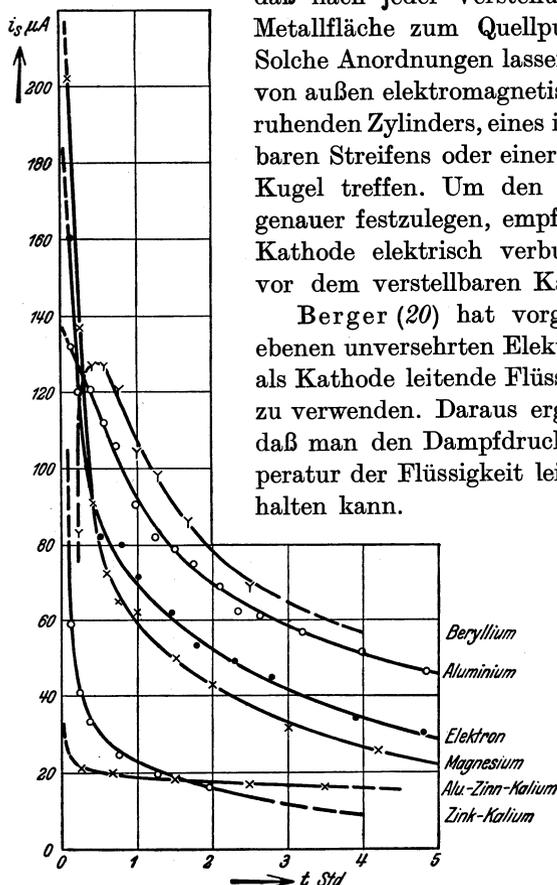


Abb. 20. Intensität des zum Leuchtschirm fließenden Stromes in Abhängigkeit von der Betriebsdauer bei verschiedenem Kathodenmaterial nach Rühlemann. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931).]

Versuche über den Einfluß der Gasfüllung haben ergeben, daß leichte Gase günstiger sind als schwere, am günstigsten ist Wasserstoff.

In einer Gasentladungsstrecke treten Kathodenstrahlen erst unterhalb eines durch das Gas, die Anodenspannung und die Gestaltung des Rohres bestimmten Gasdruckes, der in der Größenordnung von etwa $\frac{1}{100}$ mm Hg liegt, auf.

Bei diesem Druck ist die Leitfähigkeit der Gasstrecke sehr gering, so daß zur Aufrechterhaltung der Entladung erhebliche Spannungen (untere Grenze etwa 10000 V) erforderlich sind. Beim Bau der Röhren ist daher auf hohe Durch- und Überschlagsicherheit zu achten.

Daneben macht die besonders bei hoher Belastung auftretende Erscheinung des Flackerns eine besondere Konstruktion der Kathode not-

wendig. Dieses Flackern wird durch Entladungen verursacht, die zwischen der in die Röhre hineinragenden Kathode und positiven Ladungen auf der hinter der Kathode befindlichen Glaswand erfolgen. Denn nicht alle im Rohr durch die Kathodenstrahlen erzeugten positiven Ionen wandern zur Kathode, ein Teil fliegt auf die Glaswände und lädt sie auf, wenn wegen des hohen Vakuums ein Ausgleich nicht schnell genug stattfindet. Zenneck (284) beseitigte diesen Übelstand dadurch, daß er den Raum hinter der Kathode in der Weise der Abb. 21 a durch eine Glas-scheibe abschloß oder die Kathode durch Glas hinterkleidete (Abb. 21 b).

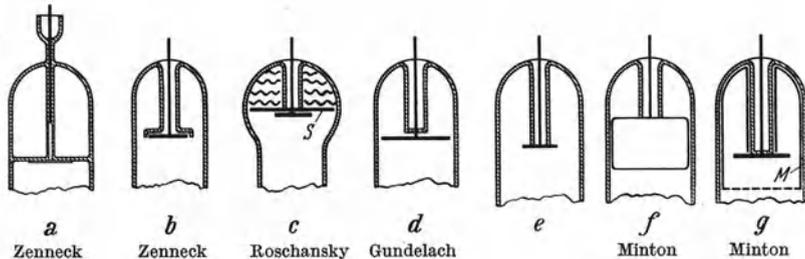


Abb. 21. Verschiedene Kathodenformen für Gasentladungsröhren. [Aus Mac-Gregor-Morris u. Mines: J. Instn. electr. Engr. Bd. 63 (1925).]

Roschansky (214a) bringt zum gleichen Zweck bei seiner Röhre hinter der Kathode einen Metallschirm *S* an und füllt den Raum zwischen diesem und der Glaswand mit zerknitterten Stanniolblättern aus (Abb. 21 c). Besser als Stanniolblätter ist noch Aluminiumfolie. Derselbe Effekt soll bei Röhren von Gundelach durch einen großen Durchmesser der Kathode erreicht sein (Abb. 21 d), die die Röhre beinahe ausfüllt. Eine ganz ähnliche Anordnung ist von Dufour (52) benutzt, nur ist das Glasrohr hinter der Kathode verjüngt und verlängert (Abb. 24, S. 64). Minton (164) bezeichnet als günstigste Formen für die Kathode neben der von Roschansky angegebenen die in den Abb. 21 f und 21 g dargestellten Formen. *M* in Abb. 21 g ist ein Metallschirm. Minton gibt jedoch an, daß keine der Formen Störungen durch Aufladungen vollkommen ausschließe. Am wirkungsvollsten sei es, den Gasdruck nicht zu niedrig zu wählen, so daß die positiven Ladungen durch das Gas selbst oder über die Gashaut an den Glaswänden abfließen können. Wenn eine Röhre in der im allgemeinen üblichen Weise zur Erzielung eines möglichst konstanten Vakuums bei höheren Temperaturen durch mehrstündiges Pumpen entgast sei, so sei dies bezüglich der Flackererscheinungen ungünstig. Eine halbstündige Entgasung bei 350° C sei zur Erzielung eines konstanten Gasdruckes ausreichend und gewährleiste andererseits



Abb. 22. Gábersche Kathodenform mit in der Mitte geschwächtem Metallspiegel. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 16 (1926).]

durch die noch vorhandenen Gasreste eine genügende Ableitung der Ladungen. Für die Rohrwände sei Natriumglas am zweckmäßigsten. Ryan hat bei hohen Spannungen und feuchtem Wetter ein Flackern der Entladung infolge von Koronaerscheinungen und Leitfähigkeit der äußeren Glaswände beobachtet. Diese Störungen beseitigte er durch Einhüllen des Rohres in der Umgebung der Kathode und Anode mit einer dicken Paraffinschicht, die äußerlich noch von einem Hartgummirohr umgeben wurde.

Gábor (73) hat für die Kathode die in Abb. 22 dargestellte Form gewählt, bei der der Metallspiegel in der Mitte von der Rückseite her ge-

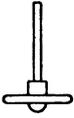


Abb. 23. Kathodenform nach Busch. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 18 (1927).]



Abb. 24. Entladungsrohr nach Dufour. [Aus: Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. Bd. 19 (1928).]

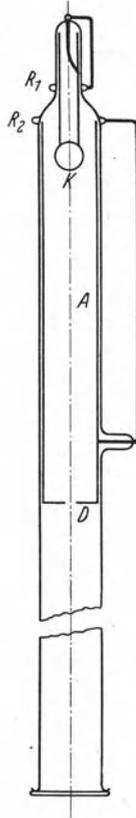


Abb. 25. Anordnung von Busch. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 18 (1927).]

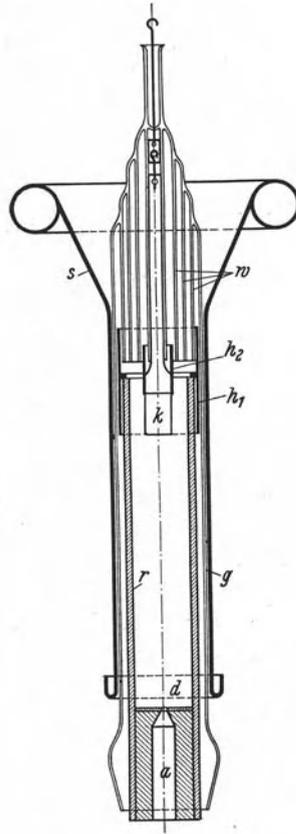


Abb. 26. Entladungsrohr nach Berger. [Aus: Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. Bd. 19 (1928).]

schwächt ist, so daß diese Stelle durch das Bombardement der positiven Ionen auf eine höhere Temperatur kommt, als die Umgebung. Er gibt

an, daß hierdurch die Selbstkonzentrierung des Kathodenfleckes sehr begünstigt werde.

Zur Vermeidung von Glasdurchschlägen hat Behnken (15) um das Entladungrohr in der Nähe der Kathode einen Kupfering gelegt und diesen elektrisch mit der Kathode verbunden. Nach Busch (40) ist zur Erzielung einer ruhigen Entladung die in Abb. 25 dargestellte Anordnung günstig. Wesentlich ist hier die Form der Anode *A*; diese ist als Metallrohr ausgebildet, das die Kathode vollständig umgibt und am anderen Ende durch einen ebenen Deckel verschlossen ist, der eine als Dia-

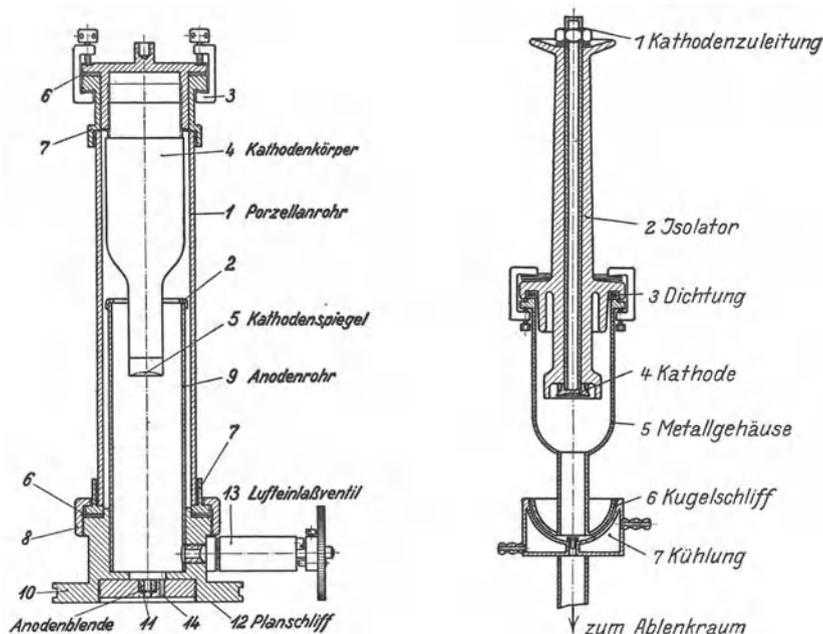


Abb. 27 u. 28. Entladungsröhre nach Knoll, Knoblauch und v. Borries. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930).]

phragma dienende zentrale kreisförmige Öffnung *D* besitzt. Auf diese Weise wird die Glaswand vollkommen ausgeschaltet. Es werden nicht nur die positiven Wandladungen vermieden, sondern auch das Beschlagen der Wände mit Metallstaub infolge von Kathodenzerstäubung (vgl. S. 61) und die Erwärmung der Glaswände. Auch ist der Kathodenstrahl innerhalb des Entladungsröhres, wo die Elektronen noch eine geringe Geschwindigkeit besitzen, vollkommen gegen äußere Felder abgeschirmt. Als Kathode diente eine Kugel oder auch eine ebene Platte mit abgerundeten Rändern, die in der Mitte eine halbkugelförmige Erhöhung trug (Abb. 23). Die Drahringe $R_1 R_2$ (Abb. 25) dienen wie bei der Anordnung von Behnken dazu, dem elektrostatischen Felde außer-

halb der Röhre einen solchen Verlauf zu geben, daß Durchschläge der Glaswand vermieden werden.

Die Anordnung von Busch ist anwendbar bis zu Spannungen von 20 kV. Bei höheren Spannungen ergeben sich folgende Schwierigkeiten. Im Innern des Entladerohres muß der Abstand zwischen den spannungsführenden Teilen, d. h. der Kathode und Anode, möglichst klein sein, weil auf große Entfernungen leicht unerwünschte Gasentladungen entstehen, die zu Erwärmung und Zerstörung des Glases führen. In der äußeren Atmosphäre hingegen ist es gerade umgekehrt. Damit dort kein

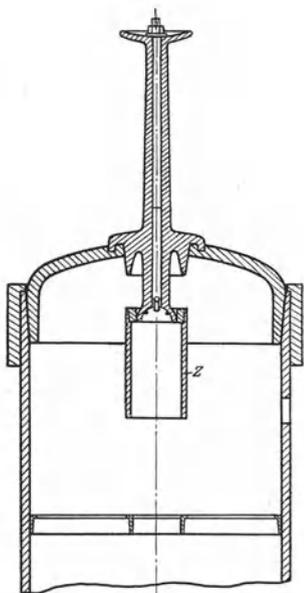


Abb. 29. Entladungsrohr nach Binder, Förster und Frühauf. [Aus: Z. techn. Physik Bd. 11 (1930).]



Abb. 30. Außenansicht des Entladungsrohres nach Abb. 27. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930).]

Überschlag stattfindet, muß der Überschlagsweg groß sein. Berger (19) hat diese Schwierigkeiten dadurch überwunden, daß er in das äußere Glasrohr g (Abb. 26) hinter der Kathode k eine Reihe von Zwischenglasröhren w eingeschmolzen hat, und zwar in einem Abstand, der kleiner oder doch nicht größer ist als die mittlere freie Weglänge der Moleküle des Gasrestes. Damit läßt sich innerhalb des Rohres jede unerwünschte Gasentladung durch Stoßionisation vermeiden, während der äußere Überschlagsweg nach Belieben vergrößert werden kann. Ein äußeres geerdetes Metallrohr s schützt das Glasrohr g gegen hohe Querspannung. Die Kathode besteht aus Eisen (vgl. S. 61) mit aufgesetzter Metallhülse h_2 . Die geerdete Anode $a-r$ besteht aus einem dickwandigen

Kupferrohr r mit verschiebbarem Aufsatzstück h_1 und umfaßt die Kathode auf drei Seiten. Die maximal anlegbaren Spannungen betragen bei diesem Rohr etwa 60 kV.

Technisch erheblich einfachere Ausführungsformen, die sich in der Konstruktion zum Teil an die Formen bekannter Röntgenröhren anlehnen, sind von Knoll, Knoblauch und v. Borries (129), sowie von Binder, Förster und Frühauf (25) angegeben (Abb. 27—29). Besonders betriebssicher und für Spannungen bis zu 90 kV geeignet ist die Röhre nach Abb. 27. Sie besteht aus einem Isolierrohr 1 aus Hartporzellan oder Hartglas, dessen Querschnitt einerseits durch ein Metallanodenrohr 9 , andererseits durch einen zum Zweck der Beseitigung unerwünschter Raumladungen besonders ausgebildeten Kathodenkörper 4 nahezu ausgefüllt ist. Das Anodenrohr ist an dem der Kathode zugekehrten Ende 2 abgerundet. Der aus Aluminium hergestellte Kathodenkörper trägt einen aus Elektrographit hergestellten Kathodenspiegel 5 (vgl. S. 61). Leichte Zerlegbarkeit ist erreicht durch Dichtungen mit Ringen 6 aus Blei oder Gummi, welche auf der Anodenseite mittels Überwurfmutter 8 , auf der Kathodenseite mittels Schraubzwingen 3 auf ihre Unterlagen gepreßt werden. Abb. 30 zeigt die Außenansicht dieses Entladungsrohres.

Bei den Anordnungen nach Abb. 28 und 29 ist die Kathode mittels eines Durchführungsisolators, wie bei der Entladungsrohre für lichtelektrische Kathodenstrahlen von Alberti¹⁾ und den Metallröntgenröhren von Seemann²⁾ und Siegbahn-Hadding³⁾ in das im übrigen vollkommen aus Metall hergestellte Rohr eingeführt. In Abb. 28 ist der Durchmesser des Metallgehäuses nicht wesentlich größer als der der Kathode, während sich bei Abb. 29 die Kathode innerhalb eines sehr weiten Entladerraumes befindet. Zur Konzentrierung der Strahlen ist die Kathode von einem Wehnelt-Zylinder Z umgeben, dessen Potential sich lediglich durch Aufladungen frei auf einen Wert einstellt, der zwischen Kathoden- und Anodenpotential, jedoch näher dem der Kathode liegt.

Dicks (48) hat die Anordnung von Knoll, Knoblauch und v. Borries noch durch eine rohrförmige metallische Zwischenelektrode ergänzt, die die Anode und Kathode umgibt und sich, wie der Wehnelt-

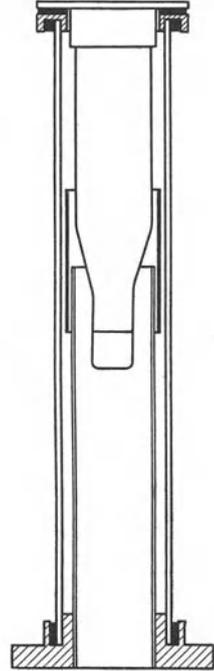


Abb. 31. Entladungsrohr nach Dicks. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931).]

¹⁾ Alberti, E.: Ann. Physik Bd. 39 4. Folge (1912) S. 1133.

²⁾ Seemann, S.: Ann. Physik Bd. 53 (1917) S. 484.

³⁾ Hadding, A.: Z. Physik Bd. 2 (1920) S. 369.

Zylinder bei dem Rohr von Binder, Förster und Frühauf frei auf ein Zwischenpotential auflädt (Abb. 31).

Der Raum zwischen Kathode und Anode muß bei Gasentladungsröhren einen gewissen Druck (etwa 0,01 mm Hg) aufweisen, da sonst keine selbständige Entladung auftritt. Es wäre unvorteilhaft, denselben Gasdruck im ganzen Rohr anzuwenden, da der Kathodenstrahl im Ablenkraum stark streuen und der Fluoreszenzfleck verwaschen sein würde. Außerdem würden die Ablenkungskondensatoren durch die vom Strahl ionisierten Gasreste eine Ableitung bekommen, die schließlich zu selbständigen Entladungen zwischen den Ablenkplatten führen könnte. Gábor (75) hat deswegen durch eine sehr geschickte Einrichtung Vakua verschiedener Druckhöhe im Entladungsraum und im Ablenkraum erzeugt, indem er sich den Umstand zunutze machte, daß die Entladungsröhre beinahe vollkommen durch die Anode gegen den Ablenkraum ab-

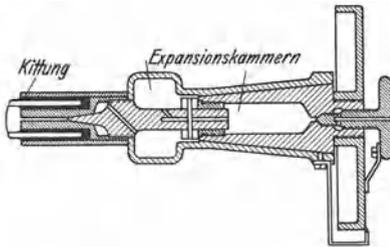


Abb. 32. Lufteinlaßventil mit Grob- und Feineinstellung nach Gábor. (Aus: Forsch.-Hefte Studienges. Höchstspannungsanlagen Heft 1.)

geschlossen ist. Durch ein Regulierventil, das mit dem Entladungsrohr verbunden ist, läßt er dauernd Luft einströmen, während eine an das Ablenkröhre angeschlossene Hochvakuumpumpe die Luft wieder absaugt. Ein langer enger Rohransatz, der an die Anode angesetzt ist, wirkt auf den durch das Rohr fließenden Luftstrom wie eine Drossel. Es ist auf diese Weise möglich, in der Entladungsröhre einen Druck von

0,01 mm Hg aufrechtzuerhalten und im unteren Teil einen Druck von 10^{-4} mm Hg. An der röhrenförmigen Anode werden so viele kleine Löcher gebohrt oder ein einzelnes Loch ventilartig ausgebildet und so eingestellt, daß der für die richtige Entladung notwendige Druck im Entladungsgefäß sich im empfindlichen Regulierbereich des Lufteinlaßventils befindet. Es ist zweckmäßig, ein besonderes Lufteinlaßventil mit Grob- und Feinregulierung zu benutzen, wie es Abb. 32 zeigt. Das Ventil besitzt zwei hintereinandergeschaltete Düsen, zwischen denen eine feine Öffnung zur Drosselung und zwei Expansionskammern liegen, in welchen sich der mitgerissene Staub ablagern kann. Rogowski und Flegler (196) haben zur Einstellung der verschiedenen Vakua den Ablenkungsraum an eine Hochvakuumpumpe und den Entladungsraum an die Vorpumpe der Hochvakuumpumpe angeschlossen.

2. Glühkathodenröhren.

Mit der Einführung der Glühkathoden bei Braunschen Röhren durch Wehnelt (270) wurde ein sich grundsätzlich in vielen Punkten

von den Gasentladungsröhren unterscheidender neuer Röhrentyp geschaffen. Infolge der rein thermischen Auslösung der Elektronen aus dem Metall kann die Kathodenspannung, da sie nur noch die Aufgabe der Beseitigung einer Raumladung und der Beschleunigung der Elektronen zu erfüllen hat, weit unterhalb des normalen Kathodenfalles liegen. Man ist bis zu Spannungen von 20 V heruntergegangen, wendet jedoch im allgemeinen Spannungen von 200 bis 1000 V an. Allerdings hat man besonders für die unmittelbare photographische Niederschrift der Kurven auch Glühkathodenoszillographen für mittlere Spannungen von etwa 3000 bis 10000 V gebaut, da die photographische Empfindlichkeit bei niedrigeren Spannungen sehr gering ist (Keys 110 und Wood 280). Entsprechend der geringen Geschwindigkeit der Elektronen sind die Strahlen bei den niedrigen Spannungen sowohl elektrisch als auch magnetisch leicht ablenkbar, so daß man etwa 100mal kleinere Spannungen und Ströme aufnehmen kann, als mit Gasentladungsröhren. Die hohe Emission der Glühkathodenröhren, insbesondere der Oxydkathodenröhren (vgl. S. 22), ergibt weiter den Vorteil, daß die Lichtstärke des Leuchtschirmes trotz der wesentlich geringeren Anodenspannung mindestens die gleiche ist wie bei Gasentladungsröhren. Da die Kathode sogar nur schwach rotglühend zu sein braucht, so stört auch die geringe von ihr aus durch das Diaphragma auf den Schirm fallende Lichtmenge bei der Aufnahme stehender Bilder und langsamer einmaliger Vorgänge nur sehr wenig die Beobachtung des hellen Fluoreszenzfleckes. Bei kurzzeitigen einmaligen Vorgängen sind allerdings besondere Mittel zur Fernhaltung der Lichtstrahlen erforderlich. Ein besonderer Vorteil der Glühkathodenröhren besteht noch darin, daß der Kathodenstrahl bei gleicher Temperatur des Glühfadens und sonst gleichen Umständen stets die gleiche Härte besitzt, was bei Vergleichsmessungen von großer Bedeutung ist.

Man kann bei Glühkathodenröhren entweder wie bei den gewöhnlichen Verstärkerröhren nach dem Vorgange von Wehnelt Hochvakuum (etwa 10^{-6} bis 10^{-8} mm Hg) anwenden, oder bei besonderer baulicher Anordnung der Röhren zum Zwecke der Strahlenkonzentrierung mit Hilfe des van der Bijl-Effektes (vgl. S. 83) einen bestimmten von der Stromstärke und der Gasart abhängigen Druck.

a) Hochvakuumröhren.

Abb. 33 zeigt die ursprüngliche Anordnung von Wehnelt (270). Die Kathode *K* besteht aus einem schmalen Streifen Platinfolie, auf dem sich ein mehrere Quadratmillimeter großer Fleck von CaO (oder BaO, SrO) befindet. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß ein wohldefiniertes Strahlenbündel von der Kathode ausgeht, deren Durchmesser man durch Verkleinern des Oxydfleckes weitgehend herabsetzen kann. Knipp und

Welo (117) sind bis auf einen Durchmesser von nur 0,2 mm heruntergegangen. Indessen ist die Entgasung des Platin- oder Platiniridium-

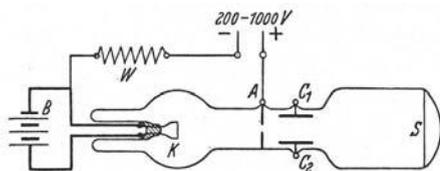


Abb. 33. Glühkathodenoszillograph nach Wehnelt. [Aus: Physik. Z. Bd. 6 (1905).]

bleches schwierig und zeitraubend, so daß man meistens zur Anwendung von Glühdrähten übergegangen ist.

Bei drahtförmigen Glühkathoden als Elektronenquelle ergeben sich einige Schwierigkeiten, die heute noch nicht restlos beseitigt sind. Sie bestehen in der Hauptsache darin, daß die Elektronen, die im wesentlichen den elektrischen Feldlinien folgen, längs des ganzen Glühdrahtes nach allen Richtungen austreten und daher keinen einheitlichen Strahl bilden. Von den ausgesandten Elektronen geht ohne besondere Maßnahmen nur ein ganz geringer Bruchteil durch die Öffnung der Anode oder Blende, so daß einer der wichtigsten Vorteile der Glühkathoden, nämlich ihre hohe Emission, wieder verloren geht. Eine Umleitung der Strahlen in eine bestimmte Richtung und Sammlung derselben in ein enges Strahlenbündel kann man mit den im Abschnitt III (S. 75) beschriebenen Mitteln nicht ohne weiteres erreichen,

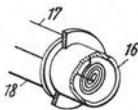


Abb. 34. Glühkathodenanordnung nach Langmuir. (Amer. P. 1219961.)

da diese im allgemeinen nur bei Strahlen, die von einer punktförmigen Strahlenquelle mit einer verhältnismäßig geringen Streuung ausgehen,

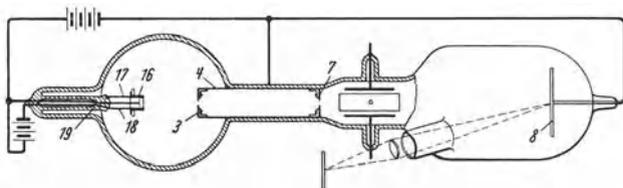


Abb. 35. Glühkathodenoszillograph nach Langmuir. (Amer. P. 1219961.)

da diese im allgemeinen nur bei Strahlen, die von einer punktförmigen Strahlenquelle mit einer verhältnismäßig geringen Streuung ausgehen,

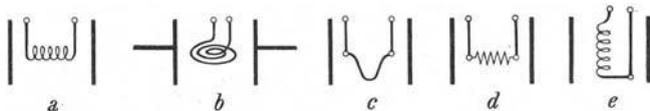


Abb. 36. Glühkathodenanordnungen nach Wood. [Aus: Proc. Phys. Soc. Bd. 35 (1923).]

voll zur Wirkung kommen. Weiter tritt noch die Schwierigkeit auf, daß der Strom durch den Glühdraht ein magnetisches Feld erzeugt, das die Elektronen gerade dort beeinflußt, wo sie die geringste Geschwindigkeit besitzen, also am stärksten abgelenkt werden.

Langmuir (140) benutzte als Elektronenquelle einen in Form einer ebenen Spirale (Abb. 34) angeordneten Heizdraht, wie er bei Coolidge-Röntgenröhren gebräuchlich ist. Zur Strahlenkonzentration dient ein Wehnelt-Zylinder 16, der von zwei Drähten 17 und 18 getragen wird, die in das Glasrohr 19 eingeschmolzen sind (Abb. 35). Dicht hinter dem vorderen Rande des Zylinders befindet sich die Heizspirale, deren Ebene senkrecht zur Zylinderachse steht. Um der Gefahr einer negativen Aufladung des Leuchtschirms durch den Elektronenstrahl zu begegnen, die bei der Anwendung von Hochvakuum wegen der vorzüglichen Isolation auftritt, hat Langmuir hier einen metallischen Leuchtschirm 8 (vgl. S. 56) verwendet, der elektrisch mit der Anode verbunden ist. 4 ist das Anodenrohr, das durch zwei Blenden 3 und 7 abgeschlossen ist.

Eine eingehende Untersuchung über die günstigste Gestaltung und Anordnung drahtförmiger Glühkathoden hat Wood (280) durchgeführt. Von den in Abb. 36 wiedergegebenen hat er die Form *b*, welche sich von der Langmuirschen Anordnung nur wenig unterscheidet, als günstigste gefunden. Form *a* stellt eine auch von Lübcke (144) benutzte Form dar. Bei der Form *e* wird ein wesentlicher Teil der Elektronen der hinteren Windungen von der der Anode zugekehrten ersten Windung bzw. ihrem Feld zurückgehalten werden, woraus sich ihr geringer Erfolg erklärt.

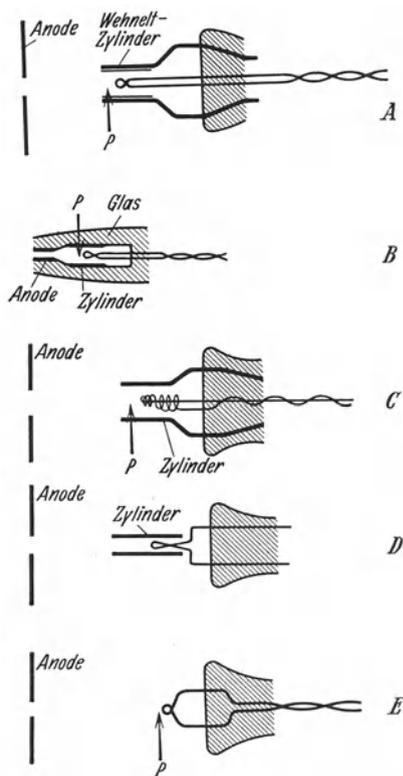


Abb. 37. Einige Kathodenformen für Wechselstromheizung nach H. v. Hartel u. Reibdanz. [Aus: Jb. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 36 (1930).]

Der Einfluß des sich um den Heizfaden ausbildenden Magnetfeldes, das besonders bei Wechselstromheizung störend wirkt, ist von Reibdanz (184) nach einem Vorschlage von H. v. Hartel dadurch vermindert, daß die Kathode in Form einer Schleife geführt ist. Abb. 37 zeigt verschiedene Ausführungsformen. Die Schleife soll so geführt werden, daß das Magnetfeld in der durch den Pfeil *P* bezeichneten Gegend besonders gut kompensiert ist. Günstiger dürfte für Wechselstromheizung die von den Verstärkerröhren her bekannte indirekte Heizung sein. Hier kann man

die Strahlenkonzentrierung nach einem Vorschlage von Wood (280) dadurch erreichen, daß man als Kathode eine konkave Scheibe aus Platin oder Wolfram benutzt, die man von der Rückseite aus mit einer Heizspule durch Elektronenbombardement und durch Wärmestrahlung erhitzt (Abb. 52, S. 87). Um von vorneherein ein engbegrenztes paralleles Strahlenbündel zu erhalten, hat Schroeter (233) die in Abb. 38 wiedergegebene Anordnung angegeben. 1 ist ein aus keramischem Material, z. B. reiner Magnesia hergestellter Hohlkörper, in dessen Innerem die Heizspirale 2 untergebracht ist. Die emittierende Schicht 3 (Oxyde) ist auf der Oberfläche eines metallischen Trägers 4 angeordnet, der mit der eigentlichen Kathodenzuleitung 5 verbunden ist. Die auf der Austrittsseite angebrachte Lochblende 6 wirkt durch Anlegen an ein positives Potential als Sauganode. Die aus der Innenfläche der zylindrischen Hohlkathode austretenden Elektronen treten somit in einem engbegrenzten Strahlenbündel in den Entladungsraum.

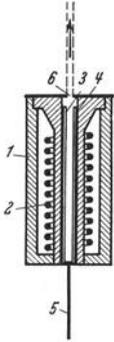


Abb. 38.
Indirekt geheizte
Glühkathode nach
Schroeter. (D.R.P.
535 163.)

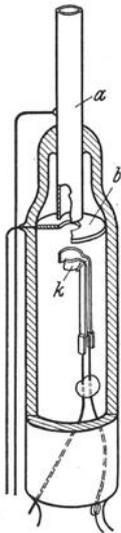


Abb. 39. Entladungsrohr der Johnsonschen Glühkathodenröhre. (Amer. P. 1 632 080.)

b) Gasgefüllte Glühkathodenröhren.

Obwohl gasgefüllte Röhren die Nachteile stärkerer Streuung der Strahlen, geringerer Isolation und damit zusammenhängend die Gefahr von Überschlägen zwischen spannungsführenden Teilen aufweisen, ist man doch für bestimmte Zwecke bei Braunschen Röhren zur Anwendung einer Gasfüllung übergegangen, seitdem van der Bijl (23) und Johnson (103) gezeigt haben, daß man mit Hilfe der Ionisation der Gasreste bei bestimmten Drucken nicht nur die Streuung der Strahlen kompensieren, sondern darüber hinaus noch eine Konzentration der Strahlen bewirken kann. Beim Bau derartiger Röhren sind dann innerhalb derselben Mittel zur Verhinderung von Überschlägen vorzusehen. Weiter ist die Anordnung so zu treffen, daß möglichst keine positiven Ionen auf die Glühkathode aufprallen können, da diese andernfalls schnell zerstört würde. Abb. 39 zeigt den Entladungsraum der Anordnung von Johnson. Die aus einem mit einer Oxydschicht bedeckten Platinband hergestellte Kathode *k* hat die Form eines Ringes, der koaxial zum Rohr angeordnet und dessen Durchmesser mindestens so groß ist, wie der Durchmesser des Anodenrohres *a*. Zwischen Anode und Kathode ist außerdem noch eine mit der Kathode verbundene Blende *b* angeordnet, deren Öffnung kleiner ist, als die der Kathode. Innerhalb der Anode

und im Ablenkungsraum erzeugte positive Ionen fliegen somit infolge ihrer Trägheit mitten durch die ringförmige Kathode, so daß die Oxydschicht vor der Zerstörung durch Ionenbombardement geschützt ist. Zur Vermeidung von Lichtbogenbildungen zwischen den Elektroden ist die gegenseitige Entfernung derselben und der gesamte die Elektroden einschließende Raum auf ein Mindestmaß herabgesetzt. Der Entladungsraum hat einen Inhalt von nur 1 cm^3 und die Entfernung der Anode von der Blende beträgt etwa $0,5 \text{ mm}$. Die Anode selbst hat eine Länge von 1 cm und einen Durchmesser von 1 mm .

Ein Rohr für sehr niedrige Anodenspannungen (etwa 30 V) mit sehr hoher Ablenkempfindlichkeit ist von Buchta (39) angegeben (Abb. 40).

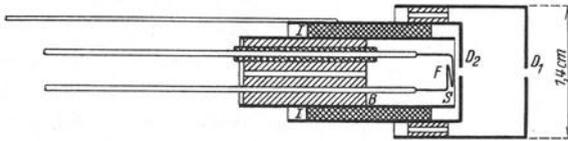


Abb. 40. Glühkathodenanordnung nach Buchta. [Aus: J. opt. Soc. Amer. Bd. 10 (1925).]

Der Heizfaden F aus Wolframdraht ist N -förmig und befindet sich in 1 mm Entfernung hinter der zugleich als Anode dienenden Blende D_2 , die mit einer zweiten Blende D_1 elektrisch verbunden ist. B ist ein zylindrischer Metallblock, durch den die eine Stromzuführung isoliert, die andere unisoliert durchgeführt ist. S ist ein über den Metallblock B mit dem Heizdraht verbundener Zylinder (Wehnelt-Zylinder). Infolge des geringen Abstandes zwischen Anode und Heizfaden und der niedrigen Anodenspannung erübrigen sich bei dieser Anordnung weitere Mittel zur Verhinderung von Überschlägen und zur Vermeidung des Ionenbombardements auf die Kathode. Eine Spannung von 1 V an den Ablenkungsplatten ergibt bei einer Strahllänge von 25 cm eine Ablenkung von 8 mm .

Ende (60) hat für Anode und Kathode die in Abb. 41 wiedergegebene Anordnung gewählt. Als Elektronenquelle dient eine Äquipotentialoxydkathode in Gestalt eines Nickelblättchens von $0,2 \text{ mm}$ Dicke und $2 \times 2 \text{ mm}^2$ Fläche. Dieses ist auf einen Wolframdraht von $0,12 \text{ mm}$ Durchmesser aufgeschweißt, der wiederum durch Schweißen auf den 1 mm starken Nickelzuführungsdrähten so befestigt ist, daß die Länge des Wolframdrahtes zwischen Zuführungsdraht und Kathodenblättchen etwa $0,5 \text{ mm}$ beträgt. Die in diesem Drahtstückchen elektrische erzeugte Wärme wird so fast ganz dem Nickelblättchen zugeführt, das bis zur hellen Rotglut gebracht werden kann

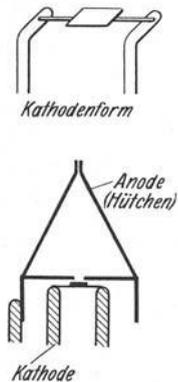


Abb. 41. Anoden- und Kathodenanordnung des Endeschen Glühkathodenrohrs. [Aus: Physik. Z. Bd. 32 (1931).]

und eine Fläche gleicher Temperatur und gleichen Potentials darstellt. Die Anode hat die Form eines kegelförmigen Hütchens, das bei einer Höhe von 15 mm in der Spitze und in der Bodenfläche eine Bohrung von 0,6 mm hat. Das Hütchen ist über der Kathode in einem Abstand von 2 mm angebracht.

3. Sekundärstrahlenröhren.

Von den weiteren Mitteln zur Erzeugung von Kathodenstrahlen hat bei Braunschen Röhren nur die Auslösung der Elektronen durch

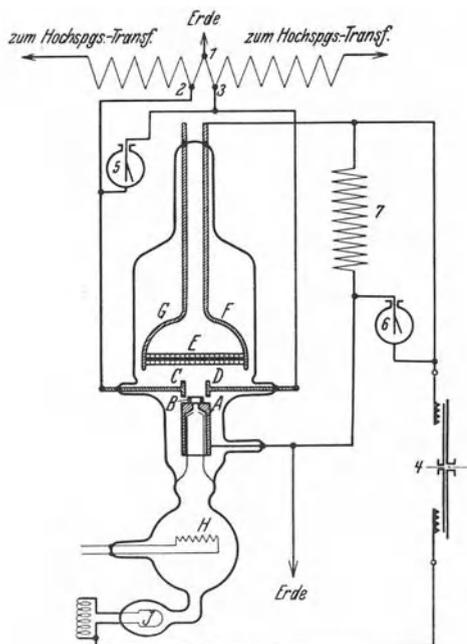


Abb. 42. Sekundärstrahlenrohr von Lilienfeld.
[Aus: Ber. Verhandl. Sächs. Akad. Wiss. Leipzig
Bd. 71 (1919).]

Primärstrahlen Anwendung gefunden. Lilienfeld (143) benutzte zu diesem Zweck eine in Anlehnung an seine Röntgenröhren gebaute Hochvakuumröhre (Abb. 42). Die Kathode *A*, die einen kleinen zylindrischen Ansatz *B* trägt, ist mit einer Bohrung versehen, an deren Wänden die Sekundärstrahlen ausgelöst werden. *C*, *D* sind die Platten des Ablenkungskondensators. Der Fluoreszenzschirm *E* ist in einem Abstände von nur etwa 35 mm von der Kathode angebracht und besteht aus Platiniridiumfolie, welche mit einer Belegung mit Fluoreszenzsubstanz bedeckt, zum Zwecke der Entgasung heizbar zwischen den Drähten *F* und *G* ausgespannt ist. Der Schirm trägt eine Teilung und ist um 45° gegen die Kathodenstrahlen geneigt. Die geringe Entfernung

zwischen Schirm und Kathode und der große Durchmesser des Ablenkungsrohres sind gewählt, um keine Feldstörungen durch Aufladungen auf den Glaswänden zu erhalten. In der Röhre sind weiter zwei Glühdrähte enthalten. Der eine große *H* dient zur Entgasung der Röhre und kann auch bei ihrem Betriebe als Quelle für die Primärstrahlen benutzt werden, hat aber dann den Nachteil, daß das von ihm ausgesandte Licht störend wirkt. Um die Lichtmenge möglichst zu verringern und außerdem die Lichtquelle abdeckbar zu gestalten, ist in einem angebogenen Ansatz noch der kleine Glühdraht *I* angebracht, bei dessen Benutzung überhaupt kein merkliches Licht zum

Schirm gelangt. Die Lage des Glühfadens spielt für die Erzeugung der Sekundärstrahlen an der Kathode *A* keine wesentliche Rolle.

Engelhardt (61) hat ein Sekundärstrahlenrohr angegeben, das in seiner Form einer Glühkathodenröhre von Samson (226) nahekommt, lediglich mit dem Unterschied, daß die aus Rotguß hergestellte trichterförmige Sekundärkathode wie eine Blende zwischen Glühkathode und Anode angeordnet ist. Primär- und Sekundärstrahlen verlaufen bei dieser Anordnung parallel in der Achse des Rohres. Eine Trennung derselben findet erst mit Hilfe zweier Striktionsspulen statt, von denen die eine die Primärstrahlen, die andere die Sekundärstrahlen auf den Schirm konzentriert. Da die Strahlen verschiedene Härte haben, so kann man durch geeignete Einstellung der Striktionsspulen einmal die primäre, das andere Mal die sekundäre Strahlung oder auch beide gleichzeitig nebeneinander zur Kurvendarstellung benutzen.

III. Mittel zur Konzentrierung der Kathodenstrahlen.

1. Allgemeines.

Um scharfe Aufnahmen mit der Braunschen Röhre zu erhalten, ist es erforderlich, daß die Spur der Kathodenstrahlen auf dem Leuchtschirm oder der photographischen Platte möglichst fein und scharf begrenzt ist. Mit anderen Worten, die Strahlen müssen möglichst im Auftreffpunkt auf der Platte zusammenlaufen. Da nun die Elektronen aus der Kathode unter den verschiedensten Winkeln austreten und der Quellpunkt im Falle einer Glühkathode, der lichtelektrischen Emission oder der Sekundäremission weder punktförmig noch eben ist, so würden die Kathodenstrahlen ohne Anwendung besonderer Vorrichtungen zur Niederschrift von Kurven und Bildern ungeeignet sein. Die Anodenspannung gibt den Elektronen zwar eine einheitliche Beschleunigung in einer Richtung, so daß die Strahlen in einiger Entfernung von der Kathode nahezu parallel verlaufen, indessen ist der Durchmesser des Strahlenbündels selbst bei sehr hohen Anodenspannungen noch recht beträchtlich. In Analogie zur Optik blendet man daher im allgemeinen aus dem Strahlenbündel mit ein oder mehreren Blenden ein feines Bündel heraus, das dann der Ablenkung durch die aufzunehmenden Vorgänge unterworfen wird. Da die Kathodenstrahlen sich jedoch aus Elektronen zusammensetzen, die sich nach dem Coulombschen Gesetz gegenseitig abstoßen, so verbreitert sich das Strahlenbündel wieder hinter der Blende mit zunehmender Entfernung. Überdies wird der Strahl beim Vorhandensein von Gasresten auch durch Diffusion verbreitert. Die Spur auf dem Schirm ist daher wesentlich größer als die Öffnung der Blende. Um die Strahlen wieder zu sammeln, sind daher besondere Mittel anzuwenden.

Dieselben Mittel, die zur Konzentrierung der Strahlen in einem Brennpunkt auf der Platte anwendbar sind, können auch beim Elektronenquellpunkt Verwendung finden, um den Öffnungswinkel, unter dem die Strahlen austreten, zu verkleinern. Man erreicht damit, daß mehr Elektronen durch die Öffnung der Blende treten, womit sich die Intensität des Leuchtfleckes erhöht.

2. Elektromagnetische Mittel.

a) Koaxiales Magnetfeld (Wiechert).

Wie im Abschnitt B III 5c S. 44 ausgeführt wurde, wirkt ein koaxiales längs des ganzen Braunschen Rohres homogenes magnetisches Feld, wie es von einer sehr langen gleichmäßig bewickelten gleichstromdurchflossenen Spule erzeugt wird, auf ein divergierend von der Kathode ausgehendes Kathodenstrahlbündel derart, daß sämtliche Strahlen unabhängig davon, unter welchem Winkel sie die Kathode verlassen haben, falls dieser Winkel nur nahezu gleich 90° ist, in der gleichen Entfernung

$$l = \frac{2 \pi v m}{e \mathfrak{H}} \cos \varphi \quad (57)$$

die durch den Ausgangspunkt gehende Kraftlinie nach Beschreiben einer Spirale wieder erreichen. Die Ausgangsfläche der Strahlen wird daher in der Entfernung l und nach jedem ganzzahligen Vielfachen dieser Entfernung in natürlicher Größe aufrecht abgebildet. Die Entfernung selbst kann, da sie der Feldstärke umgekehrt proportional ist, durch Änderung des Spulenstromes beliebig eingestellt werden.

Eine unendlich kurze enge Spule wirkt dagegen nach den Berechnungen von Busch (40) wie eine Linse auf Lichtstrahlen. Für die Brennweite f gilt die Linsenformel:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}. \quad (58)$$

Die Ausgangsfläche der Kathodenstrahlen wird im Maßstabe b/a umgekehrt abgebildet.

Bei Gasentladungsröhren mit kalter Kathode ist der Elektronenquellpunkt nahezu punktförmig, so daß man mit Hilfe der Konzentrationsspule auf dem Schirm einen ziemlich eng begrenzten Leuchtfleck erzeugen kann. Bei Glühkathoden würde man die Gestalt des Glühkörpers, z. B. den Glühfaden, als Abbild erhalten. Ist zwischen Kathode und Schirm eine Blende mit kleiner kreisförmiger Öffnung gesetzt, so kann man die Öffnung der Blende wie in der Optik als Strahlenquelle betrachten und durch ein zwischen Blende und Schirm erzeugtes Magnetfeld auf dem Schirm abbilden. In diesem Fall darf man allerdings, wie Ruska und Knoll (221) gezeigt haben, mit der Annäherung der Sammelspule an die Blende nicht unter einen gewissen Abstand a_{min} heruntergehen.

Bei der praktischen Ausführung benutzt man im allgemeinen eine verhältnismäßig kurze Spule. Sie wurde früher (wohl weil man die Wirkungsweise der Spule vielfach nicht richtig berücksichtigte und an eine Zusammenziehung des Strahlenbündels längs seiner ganzen Bahn glaubte oder die Theorie der langen Spule in erster Annäherung auch bei der kurzen Spule verwirklicht zu sehen glaubte) willkürlich an beliebigen Stellen des Rohres, z. B. in der Ebene der Kathode (Rankin 182), in der Nähe der Anode (Wood 280, Samson 226, Gábor 75) oder Blende, zwischen beiden oder auch zwischen Anode und Schirm, insbesondere aber in der Mitte zwischen Kathode und Schirm angeordnet. Die Lage war oft lediglich durch die Konstruktion der Röhre bedingt, wobei noch darauf Rücksicht zu nehmen war, daß Ablenkungsfelder und Striktionsfeld sich nicht gegenseitig stören. Die Einstellung des Spulenstromes erfolgte dann derart, daß der Leuchtfleck auf dem Schirm möglichst klein und hell erschien, wobei sich vielfach herausstellte, daß die größte Helligkeit nicht immer mit der größten Bildschärfe und Feinheit zusammenfiel. Bei Anordnung der Spule zwischen Kathode und Blende oder auch in der Mitte zwischen Kathode und Schirm hat man im allgemeinen den Strahlenquellpunkt auf dem Schirm abgebildet. Es ergab sich dabei (Busch), daß es nicht günstig ist, die Öffnung einer in den Strahlengang eingeschalteten Blende zu klein zu wählen, da hierbei ein großer Teil der Randstrahlen abgeblendet wird. Bei Anordnung der Spule zwischen Blende und Schirm kann man entweder den Elektronenquellpunkt oder die Öffnung der Blende auf dem Schirm abbilden. Die Abbildung der Blendenöffnung ergibt die größte Bildschärfe, aber nicht immer die größte Helligkeit, da von den von der Kathode diffus ausgehenden Strahlen ja nur ein kleiner Teil durch die Blendenöffnung hindurchtritt. Rankin (182a) hat mit der in der Ebene der Kathode angebrachten Spule die Strahlen auf die Öffnung der Blende konzentriert.

Die größte Bildschärfe und gleichzeitig die größte Intensität erhält man, wenn man nach Rogowski und Flegler (197) zwei Konzentrationsspulen anwendet, von denen die eine sich zwischen Kathode und Blende befindet und von einem Strom solcher Stärke durchflossen wird, daß der Konzentrationspunkt in der Öffnung der Blende liegt, während durch die zweite, zwischen Blende und Schirm angeordnete Spule ein solcher Strom geschickt wird, daß der Konzentrationspunkt dieser Spule auf dem Schirm (Abb. 43) liegt. Die erste Spule bildet also den Elektronenquellpunkt in der Öffnung der Blende ab, die zweite Spule die Öffnung der Blende auf dem Leuchtschirm. Damit treten sämtliche von der Kathode ausgehenden Strahlen durch die Blende, während die Feinheit und die Schärfe des Bildes durch die Blendenöffnung gegeben sind.

Wendet man nach dem Vorgange von Zenneck zwei Blenden in der Röhre an, so wären sinngemäß drei Konzentrationsspulen zu benutzen.

Da die Achse des Kathodenstrahlbündels den magnetischen Kraftlinien folgt (vgl. B III 5c S. 45), so kann man durch Drehen des Magnetfeldes die Lage des Leuchtfleckes ändern, was besonders zur Justierung auf die Öffnung der Blende erforderlich ist. Bei der Anordnung von Faßbender und Hupka (65) kann die Spule in drei zueinander senkrechten Richtungen verschoben und um zwei zueinander senkrechte Achsen gedreht werden, während die dritte Drehung um ihre eigene Achse überflüssig ist. Knoll, Knoblauch und v. Borries (129) wählten für die verstellbare Lagerung der Spule die kardänische Aufhängung. Um bei dieser Anordnung eine sichere Fixierung in der

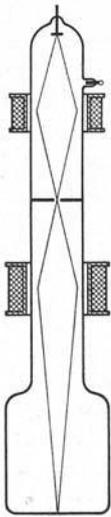


Abb. 43. Doppelte Strahlkonzentrierung nach Rogowski und Flegler. (Brit. P. 295710.)

jeweils eingestellten Lage entgegen der Schwerkraft zu gewährleisten, ist der Bewegungsmechanismus selbstsperrend eingerichtet. Durch eine horizontale, mit dem Konzentrierspulenfuß durch Winkelbetrieb verbundene Hohlwelle ist erreicht, daß die Konzentrierungsspule bequem vom Platze des Beobachters aus in die gewünschte Lage gebracht werden kann und in ihr verbleibt. Zur Erleichterung der Spuljustierung und Einstellung des Spulenstromes ist es zweckmäßig, die der Kathode zugekehrte Seite der Blende mit einer Leuchtsubstanz zu überziehen (Keys III).

Da die Wirkung der Spule strenggenommen nur dann derjenigen einer Linse gleichkommt, wenn das von ihr erzeugte Feld auf einer kurzen Strecke vollkommen homogen ist, außerhalb aber gleich Null ist, so kann es unter Umständen zweckmäßig sein, nach Gábor (75) die Spule mit Eisen zu

umkapseln (Abb. 44). Damit werden auch Streufelder vermieden, die im Falle einer Überlagerung über die Ablenkgfelder Verzerrungen der aufgenommenen Kurven und Bilder ergeben.

Bei der Herstellung von Röhren, die nicht für Laboratorien, sondern für die Verwendung im Betrieb bestimmt sind und daher eine möglichst geringe Wartung erfordern sollen, kann man die Striktionsspule innerhalb des Rohres unmittelbar über dem Anodenzylinder oder über der Kathode anbringen (Tellez-Plasencia 256). Daraus ergibt sich der Vorteil, daß man zur Erzeugung derselben Feldstärke entweder einen geringeren Strom oder eine geringere Windungszahl nötig hat.

Der andere theoretisch schon früh behandelte Grenzfall eines längs des ganzen Kathodenstrahles homogenen koaxialen magnetischen

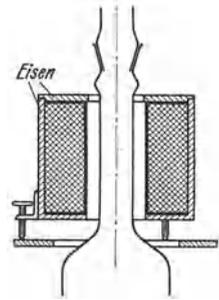


Abb. 44. Eisengekapselte Striktionsspule nach Gábor. (Aus: Forsch.-Hefte Studienges. Höchstspannungsanlagen Heft 1.)

Feldes scheint von Wiechert¹⁾, der die Striktionsspule zum ersten Male anwandte, durch die Benutzung mehrerer gleichartiger hintereinander angeordneter Spulen verwirklicht zu sein. Er ist später wieder von Rosing (216) angewandt mit Hilfe einer gleichmäßig über die ganze Länge des Rohres verteilten Wicklung. Das ablenkende elektrische Feld wird bei der Anordnung von Rosing durch einen Kondensator hervorgerufen, dessen Platten sich ebenfalls über die ganze Länge der Röhre erstrecken, so daß auch dieses Feld homogen ist. Die Theorie ergibt für diesen Fall, daß eine gegenseitige Störung der Wirkung beider Felder nicht eintritt und die Ablenkung des Strahles der Stärke des elektrischen Feldes streng proportional bleibt.

b) Zirkulares Magnetfeld.

Der Wirkungsgrad eines koaxialen magnetischen Konzentrationsfeldes ist, da die auf die divergierenden Strahlen wirkenden Kräfte nicht radial auf die Achse zu gerichtet sind, verhältnismäßig gering. Es ist daher stets ein großer Aufwand an Amperewindungen zur Erzeugung eines genügenden Feldes erforderlich.

Einen günstigeren Wirkungsgrad erhält man mit einem zirkularen konzentrischen Magnetfeld, das zuerst von Des Coudres²⁾ zur Strahlenkonzentrierung benutzt, später von Ramsay, Mac Gregor-Morris und Mines (147) wieder angewandt wurde. Es wird durch einen axialen, stromdurchflossenen Leiter p (Abb. 45) erzeugt, dem der Strom durch zwei radial angeordnete Zuleitungen o , q zugeführt wird. Die Richtung des Elektronenstromes im Draht muß dieselbe sein, wie die Richtung des Elektronenstromes im Vakuum. Bekanntlich übt ja auch das vom Kathodenstrahl selbst erzeugte zirkulare Feld eine Konzentrationswirkung auf die Strahlen aus, die jedoch, da die Stromstärke des Kathodenstrahles sehr gering ist, praktisch im allgemeinen zu vernachlässigen ist.

Ein Nachteil des zirkularen Konzentrationsfeldes ist es, daß die Feldstärke der Entfernung vom Leiter (Achse) umgekehrt proportional ist, so daß die weit von der Achse entfernten Strahlen nur schwach oder gar nicht konzentriert werden. Ferner wird ein Teil der Strahlen auf dem Stromleiter enden, die damit der Energie des gesamten Strahlenbündels verloren gehen.

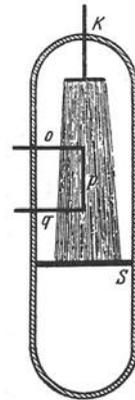


Abb. 45. Strahlenkonzentrierung mit einem in der Rohrachse liegenden stromdurchflossenen Leiter nach Des Coudres. [Aus: Verh. dtsh. physik. Ges. Bd. 16 (1897).]

¹⁾ Wiechert, E.: Wied. Ann. d. Phys. Bd. 69 (1899) S. 739.

²⁾ Des Coudres: Verh. dtsh. physik. Ges. Bd. 16 (1897) S. 157.

3. Elektrostatische Mittel.

Auf S. 76 wurde bereits ausgeführt, daß eine wichtige Aufgabe der Konzentrationsmittel die ist, die diffus von der Kathode ausgehenden Strahlen so zu lenken, daß möglichst alle Strahlen durch die Öffnung der Anode oder Blende hindurchtreten. Damit wird vor allem die Intensität des Strahlenbündels und des Leuchtfleckes erhöht. Mit magnetischen Feldern läßt sich diese Aufgabe bei Glühkathodenoszillographen nur unvollkommen lösen, da die Strahlenquelle hier im allgemeinen nicht punktförmig, sondern im Gegenteil räumlich stark ausgedehnt und uneben ist, so daß auch die Abbildung der Strahlenquelle auf der Blende durch ein longitudinales Magnetfeld räumlich ausgedehnt ist. Bei kleiner Öffnung der Blende nutzt man dann nur einen geringen Bruchteil der Strahlen für die Aufnahmen aus. Eine große Blendenöffnung kann man aber, abgesehen deswegen, weil damit der Kathodenstrahl zu breit würde, auch aus dem Grunde nicht anwenden, weil die Lichtstrahlen von der Glühkathode nach Möglichkeit vom Aufnahme-raum ferngehalten werden müssen. Als Konzentrationsmittel der von Glühkathoden ausgehenden Strahlen sind daher geeigneter als magnetische elektrostatische Mittel, deren Anwendung jedoch auch bei Röhren mit kalter Kathode nützlich ist.

a) Wehnelt-Zylinder.

Ein solches elektrostatisches Mittel stellt die heute bei den Coolidge-Röhren allgemein üblich gewordene Anordnung eines den Heizfaden umgebenden metallischen Zylinders (Wehnelt-Zylinder) dar, der entweder mit der Glühkathode selbst verbunden, an eine negative Spannung angelegt oder auch vollkommen isoliert angeordnet wird. Im letzteren Falle, der wohl zuerst von Binder, Förster und Frühauf (25) bei einem Kaltkathodenstrahloszillographen verwirklicht ist, läßt sich der Metallzylinder frei auf ein Potential auf, das zwischen demjenigen der Anode und demjenigen der Kathode liegt. Die Wirkung des Wehnelt-Zylinders beruht auf der Abstoßung und Zusammendrängung der Elektronen nach der Mitte und auf einer günstigen Feldverteilung zwischen Kathode und Blende. Diese sei im Zusammenhang mit der Frage nach der zweckmäßigsten Gestaltung der Blende nach einer Darstellung von Rogowski und Grösser (204) erörtert.

Eine Blende ist nie unendlich dünn, so daß ihre Öffnung in Wirklichkeit einen engen Kanal darstellt. Betrachtet man nun die von der Kathode herkommenden Kraftlinien, die in der Nähe eines solchen Blendenkanals auf den Blendenkörper auftreffen, so verlaufen sie besonders dicht an der Kante des Kanals und in deren nächster Umgebung (Abb. 46). Nur wenige Kraftlinien werden in den Kanal selbst eindringen

und nach einer scharfen Biegung an seiner Innenwandung enden. Soll nun ein Elektron den Kanal durchlaufen, so muß es seine Kraftlinie verlassen. Infolge der geringen Masse des Elektrons wird dies nur dann möglich sein, wenn die Kraftlinie scharf umbiegt, das elektrische Feld an der betreffenden Stelle nur von geringer Stärke ist und schließlich das Elektron vor Verlassen der Kraftlinie bereits eine hohe Geschwindigkeit erlangt hat. Es werden also nur diejenigen Elektronen durch die Blende hindurchtreten können, die sich ursprünglich auf einer im Blendenkanal oder an dessen Kante endigenden Kraftlinie bewegen. Will man somit eine möglichst große Elektronenmenge durch eine Blende hindurchschicken, so hat man dafür zu sorgen, daß sämtliche vom Heizdraht ausgehenden Kraftlinien im Blendenkanal endigen.

Um gibt man die Glühkathode mit einem Wehnelt-Zylinder (Abb. 46c), so werden die von der Hilfelektrode ausgehenden Kraftlinien nach dem Blendenkörper hin verlaufen, während die Glühdrahtkraftlinien in den Blendenkanal hineingreifen.

Soll der Wehnelt-Zylinder richtig wirken, so muß sich der Heizdraht in ihr an ganz bestimmter Stelle befinden. Liegt er zu weit zurück in der Hülse, so greifen an ihm überhaupt keine Kraftlinien an, es werden also auch keine Elektronen aus ihm herausgezogen. Liegt er zu nahe an der Blende, so werden zu viele Kraftlinien an ihm angreifen und nicht nur im Blendenkanal, sondern auch in seiner Umgebung auf dem Blendenkörper münden. Um die richtige Lage einstellen zu können ist es daher zweckmäßig, entweder die Glühkathode selbst oder den Zylinder axial verschiebbar anzuordnen. Der Wehnelt-Zylinder hat den Nachteil eine scharfe Kante zu besitzen und dort zu einer starken Feldkonzentration Veranlassung zu geben. Ist das Vakuum nicht vollkommen, so bildet sich darum leicht eine unerwünschte selbständige Entladung heraus. Um dies zu vermeiden haben Rogowski und Grösser dem Wehnelt-Zylinder die aus Abb. 46f ersichtliche Gestalt gegeben. Auch bei dieser Anordnung kommt es natürlich sehr auf die Lage des Heizdrahtes an.

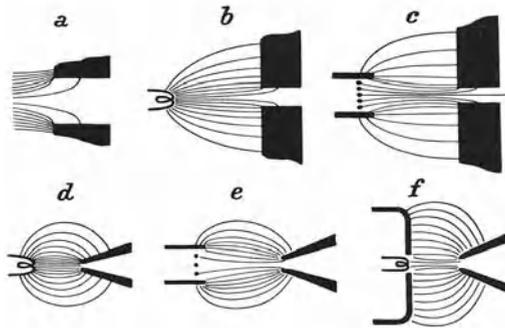


Abb. 46. Feldverlauf bei elektrostatischer Strahlkonzentrierung nach Rogowski und Grösser. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 15 (1925).]

b) Besondere Anordnung und Gestaltung der Blenden.

Ein anderes Mittel besteht nach Rogowski und Grösser (204) in der Anwendung einer trichterförmigen, mit der Spitze der Kathode zu-

gekehrten mit einem Blendenloch versehenen Anode¹⁾, wie sie in Abb. 46 d dargestellt ist. Da auch hier die meisten Kraftlinien in der Umgebung des Blendenkanals enden, findet eine starke Konzentrierung statt. Besser wirkt noch eine gleichzeitige Anwendung beider Mittel (Abb. 46 e).

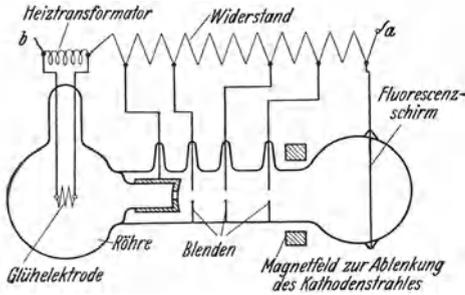


Abb. 47. Lilienfeldsche Anordnung zur Strahlkonzentrierung. (D.R.P. 373834.)

Weiter gibt eine Konzentration der Strahlen die von Lilienfeld (142) angegebene Anordnung mehrerer hintereinanderliegender Blenden, von denen jede folgende gegenüber der vorausgehenden auf einer positiven Spannung gehalten wird (Abb. 47). Die Kraftlinien jeder folgenden Blende greifen durch die Öffnung der vorhergehenden hindurch und veranlassen dadurch die Kathodenstrahlen zum Durchtritt durch die Öffnung, ohne daß ein beträchtlicher Prozentsatz der Elektronen von den Blendenrändern abgefangen wird. Am zweckmäßigsten ist es, die erste Blende ziemlich nahe an die Kathode zu bringen und ihr eine nicht allzu hohe Spannungsdifferenz gegenüber der Kathode zu erteilen, während man jeder weiteren Blende eine größere Entfernung und auch eine höhere Spannung gegenüber der vorausgehenden Blende erteilt.

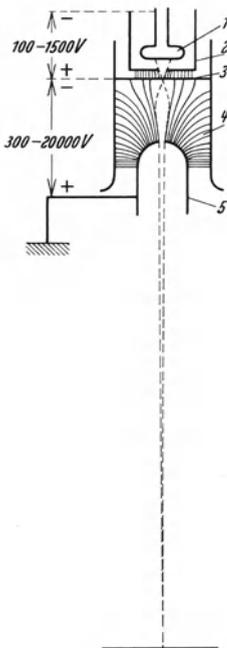


Abb. 48. Elektrostatistische Strahlenkonzentrierung nach George. [Aus: J. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 48 (1929).]

Eine Weiterbildung der Einrichtungen von Rogowski, Grösser und Lilienfeld stellt die Anordnung von George (77) dar, bei der die Kathode 1 von einem Wehnelt-Zylinder 2 wie in Abb. 46 f umgeben ist und außer der Konzentrierung der Strahlen auf die Öffnung der Blende durch den Kraftlinienverlauf des elektrostatischen Feldes eine zweite Konzentration der hinter der ersten Blende divergierenden Strahlen auf den Schirm durch eine besondere räumliche Gestaltung der Anode 5 und der Blende 3, sowie durch

¹⁾ Eine trichterförmige mit der Spitze der Kathode zugewandte Blende ist zuerst wohl von Wiechert angegeben worden (Abb. 16 f, S. 52), doch scheint diese Blende, wie es früher vielfach üblich war, vollkommen isoliert gewesen zu sein und daher lediglich durch Selbstaufladung ein Zwischenpotential

zwischen denen der Kathode und der Anode angenommen zu haben, so daß ihre Wirkung nicht ganz die gleiche war.

eine zusätzliche Spannung zwischen diesen erfolgt. Der Feldverlauf und die daraus sich ergebende Bahn der Elektronen ist aus der Abb. 48 ohne weiteres ersichtlich. Die genaue Einstellung kann durch Änderung des Abstandes der Anode von der Blende geschehen.

c) Radiales elektrisches Feld.

a) **Erzeugt mit Hilfe eines Zylinderkondensators.** Das Analogon zu dem zirkularen Magnetfeld stellt das radiale elektrische Feld dar, insofern als durch beide eine radiale Kraft auf die divergierenden Strahlen ausgeübt wird. Man erzeugt ein solches Feld mit einem Zylinderkondensator, indem man beispielsweise einen dünnen drahtförmigen Leiter in die Achse des Kathodenstrahles bringt, koaxial dazu einen Metallzylinder anordnet und den Draht an eine positive Spannung gegenüber dem Zylinder legt. Eine solche Anordnung (Abb. 49) ist von Wood (280) angegeben. Als Metallzylinder diente ihm dabei die rohrförmige Anode selbst. Diese Anordnung hat gewisse Nachteile. Erstens wirkt die Zuleitung zum koaxialen Draht störend und zweitens werden nur diejenigen Elektronen erfaßt, welche bereits in die rohrförmige Anode eintreten. Es wird also im wesentlichen nur eine Verkleinerung des Schreibfleckes erzielt, aber keine Intensitätssteigerung. Rogowski (190) hat deswegen den an positive Spannung gelegten axialen Draht (den Steuerstift) so angeordnet, daß er die ringförmig ausgebildete Glühkathode in der Mitte durchsetzt mit einer Spannungszuführung von der Rückseite aus. Zur Verfeinerung der Anordnung hat er bei einer zweiten Anordnung mehrere gegeneinander isolierte Hohlstifte ineinander gesetzt, derart, daß die mittleren über die äußeren etwas vorstehen, und jeden an eine andere Spannung gelegt. Da die Elektronen einer Glühkathode nach den verschiedensten Anfangsrichtungen austreten, so können auch mit dieser Anordnung natürlich nicht alle Elektronen erfaßt werden. Auch bei dem Wehnelt-Zylinder ist die Konzentrationswirkung zu einem großen Teil auf die radialen Feldkomponenten des zwischen Zylinder und Kathode bestehenden Feldes zurückzuführen.



Abb. 49. Woodsche Strahlkonzentrierung mit Hilfe eines Zylinderkondensators. [Aus: Proc. Physic. Soc. Bd. 35 (1923).]

β) **Erzeugung des elektrostatischen Konzentrationsfeldes durch Ionisation der Gasreste.** Besonders wichtig ist die Strahlkonzentrierung durch Gasreste, die von van der Bijl (23) angegeben (vgl. die Einleitung S. 12) und besonders von Johnson (103) näher untersucht ist. Wie im Abschnitt B III 1 S. 27 ausgeführt wurde, ergibt sich aus der verschiedenen Beweglichkeit der positiven und negativen Teilchen der durch den Kathodenstrahl selbst längs seiner Bahn bewirkten Ionisation in der Mitte des Strahles ein Überschuß an positiver Elektrizität und in der

Umgebung des Strahles ein Überschuß negativer Elektrizität. Das elektrostatische Feld dieser Raumladungen lenkt die Elektronen nach der Achse des Strahles ab und wirkt somit der aus der gegenseitigen Abstoßung der Elektronen folgenden Verbreiterung der Strahlen entgegen. Erhöht man die Intensität des Kathodenstrahles, so nimmt damit die Zahl der erzeugten Ionen, die Raumladung und die Konzentrationskraft zu, andererseits wächst aber auch die aus der gegenseitigen Abstoßung der Elektronen folgende Fliehkraft. Es hat sich praktisch gezeigt, daß mit einer Steigerung der Intensität des Kathodenstrahles die Konzentrationskraft stärker zunimmt als die Kraft, welche eine Streuung der Strahlen bewirkt. Mit zunehmender Intensität ziehen sich daher die Kathodenstrahlen zusammen, verlaufen bei einer bestimmten Stromstärke parallel und vereinigen sich bei weiterer Erhöhung der Strahlintensität in einem Brennpunkt, der immer näher auf die Kathode zuwandert. Bei großer Strahllänge sind mehrere Brennpunkte längs seiner Bahn zu beobachten, so daß der Strahl, der bei geeignetem Druck und Gas selbstleuchtet, den Eindruck einer schwingenden Saite mit Knoten und Bäuchen hinterläßt (Buchta 39).

Da die Ausbildung des Konzentrationsfeldes eine Folge der verschiedenen Beweglichkeiten der positiven und negativen Teilchen ist, so wird das Feld um so stärker, je größer der Unterschied der Beweglichkeiten ist. Bei schweren Gasen, wie z. B. Stickstoff, Argon oder Quecksilberdampf, deren Moleküle geringe Beweglichkeiten haben, ist infolgedessen die Konzentrationswirkung größer als bei Helium oder Wasserstoff.

Zur Erzeugung genügender Ionisation sind beträchtliche Strahlintensitäten erforderlich, die Anwendung des van der Bijl-Effektes zur Strahlenkonzentration kommt daher praktisch nur bei der Erzeugung der Kathodenstrahlen durch Glühemission insbesondere durch Oxydkathoden in Frage. Bei diesen ist die Regelung der Intensität und damit die Einstellung der Konzentration durch Änderung der Heizstromstärke des Glühfadens besonders einfach und bei abgeschmolzenen Röhren das gegebene Mittel. Da die Ionisation auch von der Höhe des Gasdruckes abhängt, ließe sich die Einstellung auch durch Änderung des Druckes bewirken, doch ist sie sehr empfindlich, da bereits ganz geringe Druckänderungen genügen, den van der Bijl-Effekt vollständig aufzuheben. Die Regelung mit der Heizstromstärke ist daher wesentlich einfacher und feiner. Der günstigste Gasdruck liegt in der Größenordnung von einigen tausendstel Millimetern. Bei der Verwendung von leichten Gasen, wie z. B. Helium, ist zur selben Strahlkonzentrierung ein höherer Gasdruck erforderlich als bei schweren Gasen. Da zur Vermeidung einer schnellen Abnutzung des Glühfadens in erster Linie inerte Gase in Frage kommen, ist Argon gebräuchlich, daneben wird auch Queck-

silberdampf benutzt. Zur Aufrechterhaltung eines konstanten Druckes wird, da Braunsche Röhren ebenso wie Röntgenröhren mit der Zeit härter werden, bei abgeschmolzenen Röhren ein Tropfen Quecksilber oder etwas Quecksilberamalgame im Rohr zurückgelassen, deren Gasdruck bei Zimmertemperatur ungefähr den Bedingungen entspricht. Nach Espe (63) kann man den erforderlichen Druck dadurch aufrechterhalten, daß man gasabsorbierende Stoffe, z. B. Kalzium, Magnesium oder dgl. in das Innere des Rohres bringt. Diese haben die Eigenschaft, fast alle Gase, außer den inerten Edelgasen, stark zu absorbieren, sie nehmen daher vor allem die beim Abschmelzen der Röhren und auch die später im Betrieb aus den Metallteilen austretenden Gase auf. Die gasabsorbierenden Stoffe kann man durch Destillation in Form eines Wandbelages auf der Innenseite des Rohres niederschlagen oder auch die Elektroden aus ihnen herstellen. Um der Gefahr von Überschlägen innerhalb des Rohres bei den verhältnismäßig starken Gasresten und den Spannungen von im Mittel etwa 300 V zu begegnen, müssen die Abstände der Elektroden voneinander und von den Wänden sehr klein gewählt werden.

Die Strahlkonzentrierung mit Hilfe der Ionisation der Gasreste durch den Kathodenstrahl selbst hat den großen Vorteil, daß das radiale elektrostatische Feld der Bahn des Strahles stets folgt, so daß auch bei beliebig starken Ablenkungen des Strahles Fehler bei der Kurvenaufnahme aus der Wirkung des Konzentrationsfeldes nicht folgen können und die Konzentrierung immer die gleiche bleibt. Diesem Vorteil verdankt man unter anderem auch die schönen Kurvenaufnahmen von Brüche (37) zur Störmerschen Theorie des Nordlichtes.

Ein Nachteil der Methode ist das Nachlassen der Konzentration bei sehr schnellen elektrischen Schwingungen. Da das Feld durch die Ionisation der Gasreste durch den Kathodenstrahl selbst hervorgerufen wird, so braucht es eine gewisse Zeit zur Entstehung, die nach Berechnungen von Johnson (103) in der Größenordnung von 10^{-6} sec liegt. Bei der Ablenkung der Strahlen durch schnelle elektrische oder magnetische Felder läßt sich daher erwarten, daß die Konzentrationswirkung bei Erhöhung der Schreibgeschwindigkeit des Strahles von einer gewissen Geschwindigkeit ab nachläßt, weil die Ionisation in der kurzen Zeit seines Vorbeieilens noch nicht voll zur Ausbildung gekommen ist. Nach Beobachtungen von Johnson liegt die Grenze etwa bei Frequenzen von 10^5 Per/sec oder einer Schreibgeschwindigkeit von etwa 100 km/sec. Falls die Schreibgeschwindigkeit des Strahles längs der ganzen aufzunehmenden Kurve nahezu konstant bleibt, läßt sich dieser Nachteil durch Erhöhung der Stromstärke bis zu einem gewissen Grade ausgleichen.

Ein weiterer Nachteil besteht in der parallel zum Ablenkungskondensator auftretenden Ableitung infolge der Ionisation. Für rein elektro-

statische Aufnahmen sind daher Braunsche Röhren dieser Art vielfach nicht anwendbar, insbesondere nicht mit Ablenkungsplatten außerhalb des Rohres.

Jones und Tasker (106) wenden neben der Konzentrierung durch den van der Bijl-Effekt noch eine elektrostatische Konzentrierung mit Hilfe einer unmittelbar vor dem Heizdraht befindlichen Blende an, die an eine Hilfsspannung (50 V) angelegt wird (Abb. 50). Es ergibt sich

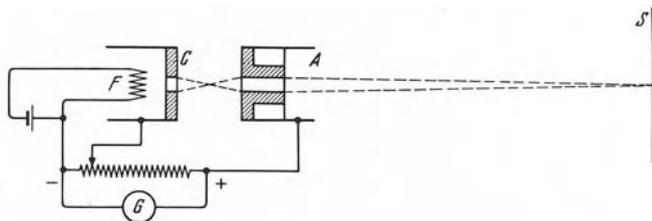


Abb. 50. Doppelte Strahlkonzentrierung nach Jones und Tasker. [Aus: J. Instn. electr. Engr. Bd. 63 (1924/25).]

eine doppelte Konzentrierung des Strahles mit einem Brennpunkt zwischen Blende und Anode und einem zweiten Brennpunkt auf dem Leuchtschirm. Die Einstellung kann hier mit der Hilfsspannung ohne Änderung des Heizstromes oder durch Änderung des Abstandes zwischen Kathode und Blende erfolgen, da sich dabei der durch die Anodenöffnung hindurchtretende Teil des Kathodenstrahles ändert.

4. Geometrische Mittel.

- a) Führung der Kathodenstrahlen in räumlich begrenzten konvergierenden Bahnen.

Benutzt man als Anode eine Anzahl feiner Röhren, welche symmetrisch um die Strahlenachse verteilt und schwach gegen diese geneigt sind, derart, daß sich ihre Verlängerungen in einem Punkte der Achse schneiden, so werden die durch das Innere der Röhren geleiteten Strahlen sich ebenfalls in einem Punkte der Achse schneiden (Wood, Abb. 51). Eine ähnliche Idee verfolgt Wedmore¹⁾ mit der Benutzung eines Hohlzylinders oder eines hohlen Konus als Anode mit einem konzentrischen festen Zylinder oder Konus im Inneren, so daß sich eine schmale ringförmige Öffnung in der Anode ergibt, durch die die Kathodenstrahlen hindurchtreten. Das Strahlenbündel nimmt damit hinter der Anode die Gestalt eines dünnwandigen konischen Rohres an. Der Prozentsatz, der



Abb. 51. Woodsche Strahlenkonzentrierung mit konvergierenden Röhren. [Aus: Proc. Physic. Soc. Bd. 35 (1923).]

auf diese Weise gerichteten Strahlen ist natürlich nur ein sehr geringer.

¹⁾ Siehe McGregor-Morris u. Mines (147).

b) Hohlkathode.

Durch Anwendung einer Hohlkathode (Kathode mit konkav gekrümmter Oberfläche) erhält man, da die Strahlen im allgemeinen in der Nähe der Kathode nahezu senkrecht zur Oberfläche verlaufen (vgl. B I Seite 20) eine Konzentrierung der Strahlen im Krümmungsmittelpunkt der Fläche. Dieses schon von Crookes bei Demonstrationsröhren angewandte Verfahren benutzte Wiechert zur Sammlung der von einer kalten Kathode ausgehenden Strahlen auf die Öffnung der Blende. Wood (280) wandte es bei Glühkathoden an, indem er der Kathode die Form einer Kugelschale gab und diese von der Rückseite mit einer Hilfskathode durch Elektronenbombardement indirekt heizte (Abb. 52). Die Konzentrierung der Strahlen ist bei diesem Verfahren um so wirkungsvoller, je mehr die Voraussetzung zutrifft, daß die Strahlen die Oberfläche senkrecht verlassen. Bei Gasentladungsröhren, bei denen die Elektronen durch den Kathodenfall in unmittelbarer Nähe der Kathode bereits stark beschleunigt werden, ist dies weitgehend der Fall, bei reiner Elektronenentladung im Hochvakuum, wie z. B. bei der Woodschen Anordnung, ist die Konzentrationswirkung nicht so stark.



Abb. 52. Woodsche Hohlkathode mit indirekter Heizung. [Aus: Proc. Physic. Soc. Bd. 35 (1923).]

IV. Mittel zur Vermeidung der Vor- und Nachbelichtung.

Sowohl bei Aufnahmen mit dem Leuchtschirm, wie bei der unmittelbaren Niederschrift der Kurven auf der photographischen Platte ist die Vor- und Nachbelichtung, die einen stark ausgeprägten Anfangsfleck bewirken, nachteilig. Besonders tritt dies in Erscheinung bei der Aufnahme sehr kurzzeitiger oder unwillkürlicher Vorgänge, d. h. solcher Vorgänge, deren Eintritt nicht willkürlich von dem Beobachter in einem bestimmten Augenblick hervorgerufen werden kann, z. B. bei Blitzaufnahmen. Hier ist es erforderlich, die Braunsche Röhre oft stundenlang, auch tagelang aufnahmebereit zu halten, während der aufzunehmende Vorgang häufig nur eine Dauer von etwa 10 Mikrosekunden besitzt. Überdies muß die Intensität der Kathodenstrahlen für die Aufnahme derartig schneller Vorgänge außergewöhnlich groß sein. Bei einer solchen Inanspruchnahme würde der Phosphoreszenzschirm an der Stelle, auf welche der unabgelenkte Kathodenstrahl auftrifft, und darüber hinaus in ihrer näheren Umgebung schnell verbraucht und die photographische Schicht soweit vorgeschwärzt werden, daß die Kurve selbst nicht mehr erkennbar ist.

1. Verdecken oder Aussparen des Nullpunktes.

Richardz und Ziegler (185) haben den Ruhefleck des Leuchtschirmes mit einem kleinen Stanniolplättchen überklebt. Rogowski und Grösser (203) haben in der luminiszierenden oder photographischen Schicht Aussparungen vorgesehen und hinter den Aussparungen metallische Hohlkörper angebracht, so daß die Kathodenstrahlen, solange keine Aufnahme stattfindet, durch die Aussparungen hindurchtreten und sich in dem metallischen Hohlkörper totlaufen. Auch die in dem Metall selbst ausgelösten Sekundär- und Röntgenstrahlen können bei dieser Anordnung eine Schwärzung der Platte nicht verursachen.

2. Vorablenkung des Kathodenstrahles (Nullpunktsverlagerung).

Eine zweckmäßigere Beseitigung des Anfangsfleckes erhält man durch eine magnetische oder elektrische Ablenkung des Kathodenstrahles außerhalb des Gesichtsfeldes (des Leuchtschirmes oder der

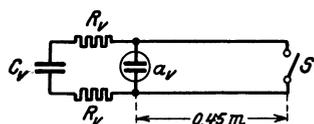


Abb. 53. Sprungschaltung nach Krug zur Freigabe des vorabgelenkten Kathodenstrahles. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930).]

Platte) während der Wartezeit des Oszillographen vor und nach der Aufnahme. Zum Auffangen und Totlaufen des Strahles kann man auch hier nach Rogowski und Grösser metallische Hohlkörper am Rande des Schirmes verwenden. Der Kathodenstrahl muß dann im Augenblick der

Aufnahme auf die Platte geworfen werden. Diese sprunghafte Bewegung des Fleckes kann man entweder durch ein besonderes Ablenkungssystem oder mit Hilfe der Zeitablenkungsplatten hervorrufen. Verwendet man ein besonderes Ablenkungssystem, so kann man die Vorablenkung sowohl in der Abszissenrichtung (Zeitachse) wie in der Ordinatenrichtung ausführen. Eine einfache Schaltung dieser Art ist von Krug (137) angegeben (Abb. 53) und von ihm als Sprungschaltung für Sperrkreise bezeichnet. Die Vorablenkplatten a_v sind mit kurzen Zuleitungen (etwa 0,5 m) mit dem Schalter S verbunden. Parallel zu diesen Platten liegt über Dämpfungswiderstände R_v ein Kondensator C_v . Aus dem Oszillogramm der Abb. 54 ist ersichtlich, daß die Spannung an den Ordinatenplatten praktisch nach etwa 10^{-8} sec verschwunden ist. Auf diesen Wert kann man somit die Sprungzeit herabdrücken. Bei der Benutzung der Zeitablenkungsplatten zur Vorablenkung ist es nur nötig, an die Platten zunächst eine so hohe Spannung anzulegen, daß der Anfangsfleck außerhalb des Gesichtsfeldes liegt, dann die Spannung um einen kleinen Betrag möglichst sprunghaft zu vermindern und schließlich linear weiter abfallen zu lassen. Man kann die Zeitablenkungsanordnung von Mandelstam (151) (S. 131) benutzen, bei der dem Kathodenstrahl so starke Ab-

lenkungen durch den Entladungsstrom eines Kondensators erteilt werden, daß der Leuchtfleck nur während des nahezu linearen Anstieges des Stromes über das Gesichtsfeld wandert, während der übrigen Zeit aber außerhalb des Schirmes verläuft, wenn man den Anfangsfleck z. B. mit einem permanenten Magneten vorablenkt.

Einige weitere Anordnungen zur kombinierten Vor- und Zeitablenkung, bei denen der Kathodenstrahl aus seiner Vorablenkstellung im Augenblick der Aufnahme plötzlich oder mit großer Geschwindigkeit auf die Platte geworfen und dann mit nahezu konstanter Geschwindigkeit über die Platte bewegt wird, sind von Gábor (75) angegeben. Der Unterschied gegenüber Mandel-

stam besteht im wesentlichen darin, daß der Übergang aus der einen Bewegung in die andere nahezu sprunghaft erfolgt. Gábor benutzt zur Zeitablenkung nach dem Vorgange von Rogowski die Entladung eines Kondensators über eine Elektronenröhre, die entweder unmittelbar durch einen Schalter oder bei der Aufnahme von Hochspannungswanderwellen über ein Kipprelais gesteuert wird. Bei einer derartigen Zeitablenkvorrichtung liegt es zunächst nahe, den Kathodenstrahl durch eine plötzliche Änderung der Gitterspannung auf die Platte zu werfen, doch hat sich ergeben, daß hierbei durch einsetzende Schwingungen Verzerrungen auftreten. Gábor ist deswegen dazu übergegangen, Vor- und Zeitablenkungssystem selbst eine bestimmte Ablenkungscharakteristik zu geben. Eine solche läßt sich durch besondere Formgebung der Ablenkungselektroden erreichen. Es muß zwischen diesen natürlich ein inhomogenes Feld bestehen, da sonst die Charakteristik eine gerade wäre. Als zweckmäßig hat sich das Feld zwischen zwei dünnen parallelen zylindrischen Drähten erwiesen, da die Feldstärke in der Nähe der Drähte steil ansteigt.

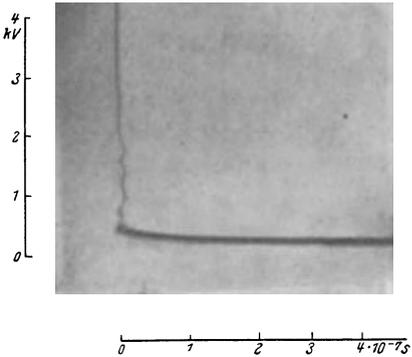


Abb. 54. Spannungsverlauf bei der Sprungschaltung nach Krug. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930).]

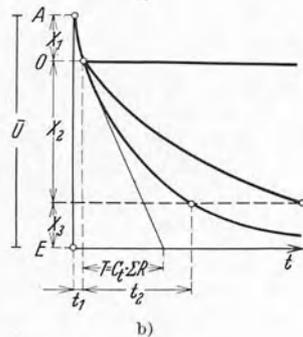
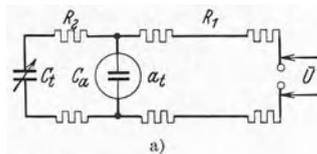


Abb. 55. a) Sprung-Entladeschaltung, b) Charakteristik zu a) nach Krug. [Aus: Elektrotechn. u. Maschinenb. Bd. 49 (1931).]

gerade wäre. Als zweckmäßig hat sich das Feld zwischen zwei dünnen parallelen zylindrischen Drähten erwiesen, da die Feldstärke in der Nähe der Drähte steil ansteigt.

Eine andere, ebenfalls von Gábor angegebene Form der Ablenkungs-
elektroden ließe sich bei geeigneter Bemessung auch zur kombinierten
Vor- und Zeitablenkung benutzen, scheint jedoch von Gábor selbst
nur zur Strahlspernung (Vorablenkung im Entladungsraum) angewandt
zu sein und soll daher an anderer Stelle behandelt werden (vgl. S. 98).

Durch Weiterentwicklung der auf S. 88 (Abb. 53) gegebenen Sprung-
schaltung für Sperrkreise ist Krug zu einigen Vor- und Zeitablenkungs-
schaltungen gekommen, bei denen die sprunghafte Aufhebung der Vor-
ablenkung innerhalb von 10^{-8} sec erfolgt.

Bei der Sprung-Entladeschaltung nach Abb. 55 liegen die Zeitablenk-
platten zwischen Kondensator und Schaltfunkenstrecke. Die Spannung

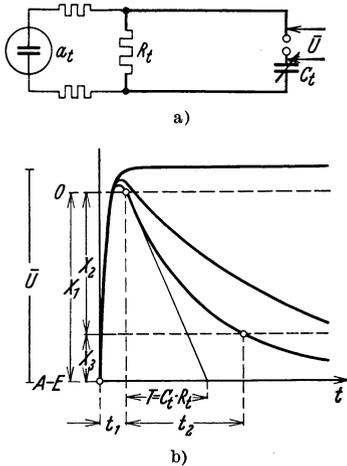


Abb. 56. a) Sprung-Ladeschaltung,
b) Charakteristik zu a) nach Krug.
[Aus: Elektrotechn. u. Maschinenb.
Bd. 49 (1931).]

an den Ablenkungsplatten verläuft nun in
zwei deutlich voneinander trennbaren Zeit-
abschnitten. Es entladen sich die Zeitplat-
ten a_t zunächst sehr rasch, so, als ob nur
sie allein mit ihrem Widerstand R_1 vorhan-
den wären, bis sie auf eine durch das Wider-
standsverhältnis gegebene Spannung abge-
sunken sind. Von da ab ist die Spannungs-
änderung durch den Zeitkondensator C_t
und die Widerstände $R_1 + R_2$ gegeben. Die
Charakteristik weist den gewünschten Sprung
auf, wie sich aus Abb. 55 b ergibt. Die Wahl
der Abszissengeschwindigkeit erfolgt durch
Veränderung der Kapazität C_t . Auch hier
muß dafür gesorgt werden, daß der Funke
an der Funkenstrecke oder am Schalter
nicht unterbrochen wird, bevor der Elek-
tronenstrahl gesperrt ist.

Eine Schaltung, die hierauf keine Rücksicht zu nehmen hat und
immer aufnahmebereit ist, ist die Sprungladeschaltung (Abb. 56 a), die
bis auf die Dämpfungswiderstände zur Vermeidung von Störschwin-
gungen der Mandelstamschen Anordnung gleichkommt. Allerdings mit
dem Unterschied, daß Mandelstam den Stromanstieg zur Zeitablenk-
ung benutzt und den Stromabfall zum Schreiben der Nulllinie, während
Krug den Stromabfall zur Zeitablenkung verwendet und den Strom-
anstieg zur sprunghaften Überführung des Strahles von der Vorablenk-
stellung in die Aufnahmestellung 0. Die Spannungscharakteristik zeigt
Abb. 56 b.

3. Strahlspernung.

a) Mechanische Strahlspernung.

Da die Kathodenstrahlen aus der Blende oder der als Blende aus-
gebildeten Anode stets mit einer gewissen Streuung austreten, die sich

auch durch Konzentrationsmittel nicht vollkommen beseitigen läßt, so bleibt bei längerer Einschaltdauer stets eine teilweise Vorbelichtung durch Streustrahlen, Sekundärstrahlen und Röntgenstrahlen übrig. Um diese zu beseitigen, müssen die Kathodenstrahlen am zweckmäßigsten vollkommen vom Ablenkraum ferngehalten werden. Man kann dies durch mechanische oder elektrische Sperrmittel. Eine mechanische Sperrvorrichtung in der

Form einer elektromagnetisch gesteuerten Schieberblende ist von Rogowski und Flegler (196 u. 201) angegeben worden. Abb. 57 zeigt die Schieberblende in ihrer Ruhestellung. Fließt durch die Spule n Strom, so wird der auf der Führungsstange g des Schiebers e befestigte Anker zurückgezogen, bis der Schieber in seiner Arbeitsstellung durch einen Anschlag festgehalten wird. Die Öffnungen der Blende f und des Schiebers e stehen dann so übereinander, daß die Strahlen ungehindert durchtreten können. Nach Unterbrechung des Stromes in der Spule wird der Schieber durch Federdruck wieder in seine Ruhelage gebracht. Durch den Kontakt k werden bestimmte Schaltvorgänge (Zeitablenkung usw.) ausgelöst. Statt der Schieberblende kann auch eine Irisblende benutzt werden.

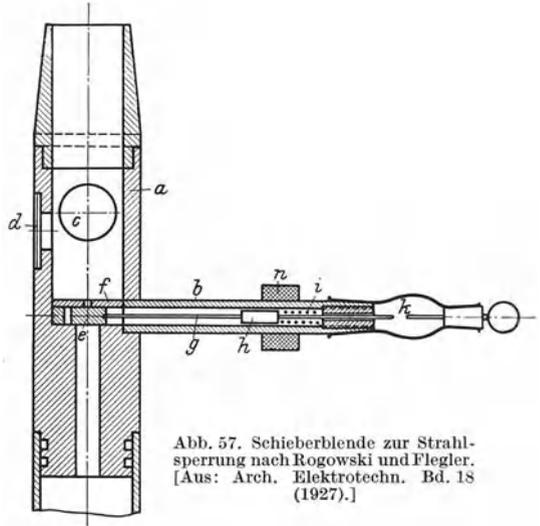


Abb. 57. Schieberblende zur Strahlsperrung nach Rogowski und Flegler. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 18 (1927).]

b) Mechanische Strahlsperrung mit elektrischer Strahlfreigabe.

Die mit der mechanischen Bewegung der Blende und der Anwendung von Relais verbundenen Nachteile vermeidet eine von Norinder (170 u. 171) angegebene Anordnung. Bei dieser ist das mechanische Hindernis, das den unabgelenkten Kathodenstrahl auffängt, unbeweglich. Der Kathodenstrahl wird während der Aufnahme durch eine doppelte Ablenkung um das Hindernis herumgeführt. Die doppelte Ablenkung erfolgt durch den aufzunehmenden Vorgang selbst ohne Anwendung von Relais. Es ist also ein doppeltes Ablenkungssystem erforderlich, von dem das eine vor, das andere hinter dem mechanischen Hindernis liegt. Von einer Strahlsperrung kann man hier mithin nur in dem Sinne

sprechen, daß der Strahl, bevor er auf den Leuchtschirm auftritt, abgefangen wird. Das mechanische Hindernis liegt mitten im Ablenkraum.

Ein Diagramm des Oszillographen ist in Abb. 58 wiedergegeben. 1 ist die Kathode, 2 die wassergekühlte Anode, 3 und 5 sind die beiden Ablenkungssysteme (Kondensatorplattenpaare). Zwischen beiden liegt die Sperrelektrode 4. Weiter unten im Rohre ist eine Metallblende 6 mit einer Öffnung von ungefähr 2 mm Durchmesser befestigt. Unter diesem Diaphragma befindet sich ein drittes Kondensatorplattenpaar 7 für die Zeitablenkung. Es kann in üblicher Weise mit einem Schwingungskreis von sinusförmigen oder von dreieckförmigen Spannungsvariationen

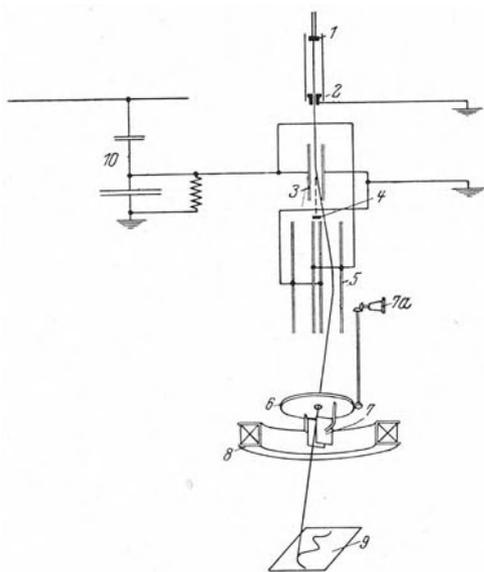


Abb. 58. Norinderscher Oszillograph mit Schaltanordnung. [Aus: Z. Physik Bd. 63 (1930).]

verbunden werden oder mit einem Entladungskreis, der einen logarithmischen Zeitmaßstab ergibt. Eine oder mehrere Konzentrationsspulen 8 sind in der Nähe der zuletzt genannten Kondensatorplatten angebracht. Bei 9 befindet sich der photographisch empfindliche Film.

Die Wirkungsweise des Oszillographen geht ohne weiteres aus der Abbildung hervor. Die oberen Ablenkungsplattenpaare sind z. B. mit einem Potentiometer 10 verbunden. Wenn dies ohne aufgedrückte Spannung ist, wird das Kathodenstrahlbündel das obere Kondensatorplattensystem zentral durchsetzen und von der Sperrelektrode 4 gehemmt. Beim Auftreffen auf die Sperrelektrode

entsteht zwar eine wenig diffuse Strahlung, welche, falls sie den Film erreicht, ihn in wenigen Sekunden schwärzen würde. Das Diaphragma 6 verhindert aber die hauptsächlich sekundäre Strahlung, den Film zu erreichen. Das unter der Sperrelektrode befindliche Kondensatorplattenpaar 5 ist mit dem oberen Kondensatorplattenpaar 3 gekreuzt geschaltet. Die beiden Ablenkungssysteme sind weiter so bemessen, daß ein von dem oberen Plattenpaar abgebogenes Elektronenstrahlbündel, wie Abbildung zeigt, von dem unteren Paar in entgegengesetzter Richtung soweit abgelenkt wird, daß es unabhängig von der Größe der Ablenkung stets durch das Diaphragma tritt. Der Kathodenstrahl tritt also bei der Norinderschen Anordnung im Gegensatz zu den sonst üblichen Oszillographen unter einem dem aufzunehmenden Vorgang proportio-

nenen Winkel durch das Diaphragma. Die beiden inneren Platten des unteren Ablenkungssystems (5) dienen zur Verstärkung des Feldes.

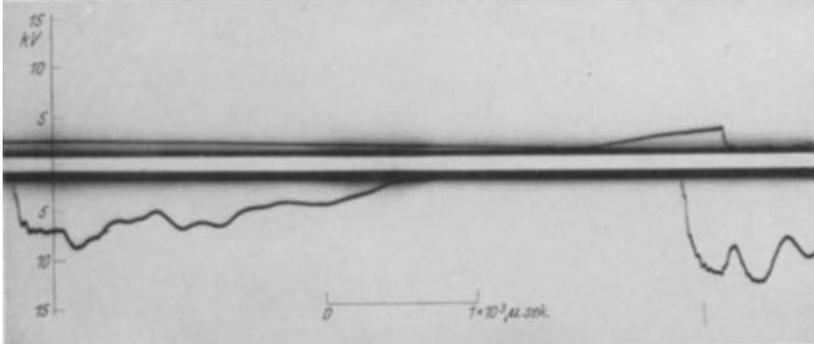


Abb. 59. Aufnahme einer Schaltwelle mit dem Norinder-Oszillographen. [Aus: Z. Physik Bd. 63 (1930).]

Die außerhalb des Zeitkreises angebrachte Konzentrationsspule konzentriert nicht nur das Kathodenstrahlbündel, sondern verursacht auch einen Drehungswinkel wegen der Neigung der Strahlen gegen die Rohrachse. Es ist daher die Einrichtung vorgesehen, die Zeitkreisplatten von außen mittels eines konischen Zapfens 7a gegen das Ablenkungsplattenpaar drehen zu können.

Eine typische Aufnahme mit dem Norinderschen Kathodenstrahloszillographen zeigt Abb. 59, auf der ein Schaltwellenvorgang auf einer Kraftleitung dargestellt ist. Beiderseits der Nulllinie ist eine breite Zone ausgelöscht (Schatten der Sperrelektrode), an den Rändern derselben sind die Reste der Vorbelichtung sichtbar. Diese wird hauptsächlich durch langsame Kathodenstrahlen hervorgerufen.

Eine Abart des Norinderschen Oszillographen stellt die Anordnung von Ackermann (3) dar. Sie ist in Abb. 60 in zwei zu-

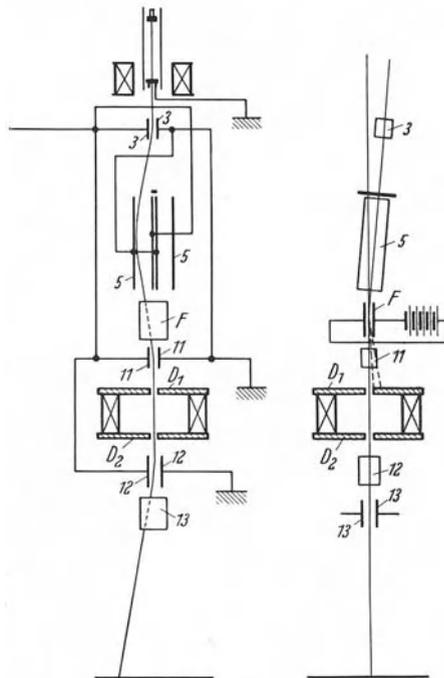


Abb. 60. Norinderscher Oszillograph mit den Änderungen von Ackermann. [Aus: J. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 49 (1930).]

einander senkrechten Schnitten wiedergegeben. Durch das Diaphragma D_2 ist das Rohr in zwei Teile getrennt. Der obere Teil ist die Entladungskammer mit einer der Norinderschen Anordnung ähnlichen Sperrvorrichtung, doch ist zu den Plattensystemen 3, 5 ein weiteres Plattenpaar 11 hinzugekommen, das den Platz des Norinderschen Diaphragmas einnimmt. Es ist symmetrisch zu dem Plattenpaar 3 angeordnet und wirkt derart, daß der Kathodenstrahl nach dem Durchtritt durch das Feld wieder der Rohrachse parallel verläuft, so daß ein Schatten der Sperrelektrode auf der Aufnahmeplatte nicht vorhanden ist. Weiter unten sind zwei Diaphragmen D_1D_2 angebracht, die nunmehr senkrecht von dem

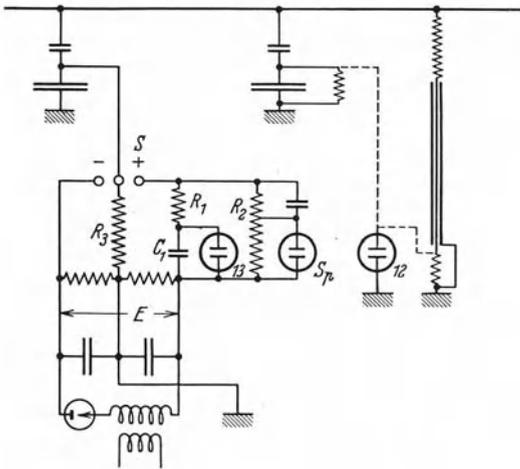


Abb. 61. Schaltanordnung von Ackermann. [Aus: J. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 49 (1930).]

Strahl durchsetzt werden. Zwischen ihnen befindet sich eine Konzentrationspule. Der unterhalb des Diaphragmas D_2 gelegene Teil des Rohres stellt den üblichen Ablenkungs- und Aufnahmeraum dar, mit den beiden senkrecht zueinander stehenden Plattenpaaren 12, 13, von denen das untere zur Zeitablenkung dient. Das Sperrplattensystem liegt, wie bei Norinder, an einem Spannungsteiler, der an das Netz angeschlossen ist, mit dem die Aufnahmen von Überspannungen gemacht werden sollen. Der Abgriff am Spannungsteiler wird so gewählt, daß bei normalen Spannungsschwankungen des Netzes der Kathodenstrahl von der Sperrelektrode abgefangen wird. Indessen werden langsame Strahlen, welche sich in jedem Strahlenbündel vorfinden, auch durch die normalen Netzschwankungen um die Sperrelektrode herumgelenkt, so daß die bei den Norinderschen Aufnahmen zu beobachtende restliche Vorbelichtung eintreten würde. Um auch die langsamen Elektronen vom Aufnahmeraum fernzuhalten, hat Ackermann noch ein Plattenfilter F , das senkrecht zu den Sperrplatten steht und an eine Gleichspannung angeschlossen ist, im Sperraum vorgesehen. Da überdies zwei Diaphragmen angebracht sind, so ist die Vorbelichtung weitgehend unterdrückt.

Die Einzelheiten der Ackermannschen Schaltung sind aus Abb. 61 zu ersehen. Obwohl das Sperrplattensystem Sp (dieses entspricht in Abb. 60 den beiden Plattenpaaren 3 und 5, die ja an derselben Spannung

angeschlossen ist, mit dem die Aufnahmen von Überspannungen gemacht werden sollen. Der Abgriff am Spannungsteiler wird so gewählt, daß bei normalen Spannungsschwankungen des Netzes der Kathodenstrahl von der Sperrelektrode abgefangen wird. Indessen werden langsame Strahlen, welche sich in jedem Strahlenbündel vorfinden, auch durch die normalen Netzschwankungen um die Sperrelektrode herumgelenkt, so daß die bei den Norinderschen Aufnahmen zu beobachtende restliche Vorbelichtung eintreten würde. Um auch die langsamen Elektronen vom Aufnahmeraum fernzuhalten, hat Ackermann noch ein Plattenfilter F , das senkrecht zu den Sperrplatten steht und an eine Gleichspannung angeschlossen ist, im Sperraum vorgesehen. Da überdies zwei Diaphragmen angebracht sind, so ist die Vorbelichtung weitgehend unterdrückt.

angeschlossen ist, mit dem die Aufnahmen von Überspannungen gemacht werden sollen. Der Abgriff am Spannungsteiler wird so gewählt, daß bei normalen Spannungsschwankungen des Netzes der Kathodenstrahl von der Sperrelektrode abgefangen wird. Indessen werden langsame Strahlen, welche sich in jedem Strahlenbündel vorfinden, auch durch die normalen Netzschwankungen um die Sperrelektrode herumgelenkt, so daß die bei den Norinderschen Aufnahmen zu beobachtende restliche Vorbelichtung eintreten würde. Um auch die langsamen Elektronen vom Aufnahmeraum fernzuhalten, hat Ackermann noch ein Plattenfilter F , das senkrecht zu den Sperrplatten steht und an eine Gleichspannung angeschlossen ist, im Sperraum vorgesehen. Da überdies zwei Diaphragmen angebracht sind, so ist die Vorbelichtung weitgehend unterdrückt.

liegen) über einen Spannungsteiler am Netz liegt, wird der Kathodenstrahl nicht durch die aufzunehmende Spannung selbst um die Sperrplatte herumgelenkt (zur Aufnahme freigegeben), sondern durch eine über einen Gleichrichter erzeugte Hilfsspannung E , von der ein Teil beim Ansprechen der Doppelfunkenstrecke S dem Sperrplattensystem Sp aufgedrückt wird. Vor dem Auftreten einer Überspannung liegt an jedem der beiden Funkenstrecken die Spannung $E/2$. Durch eine Überspannung wird zuerst die eine, dann auch die andere Funkenstrecke durchschlagen und nun der Kondensator C_1 über den Widerstand R_1 aufgeladen. Zur selben Zeit gleicht sich die Spannung E über den Widerstand R_2 aus, womit die Spannung am Sperrplattensystem allmählich auf Null sinkt. Damit ist die Expositionszeit des Filmes beendet. Parallel zu C_1 liegt das Zeitablenkungssystem 13 . Die Aufnahmeplatten 12 des Rohres liegen an einem besonderen Spannungsteiler.

Bei einer weiteren Abart des Norinderschen Oszillographen, die ebenfalls von Ackermann (2) angegeben ist, liegt die Striktionsspule, die in diesem Fall ziemlich lang bemessen ist, in Höhe und symmetrisch zum metallischen Schildchen. Das Magnetfeld wirkt so auf den gegen die Rohrachse geneigten und aus ihr abgelenkten Kathodenstrahl und führt ihn längs einer Spirale um das Schildchen herum zur Rohrachse zurück. Damit erübrigt sich dann das zweite Plattenpaar 5 des Sperrplattensystems, da die Striktionsspule bereits neben der Strahlkonzentrierung die Aufgabe des unteren Plattenpaares erfüllt.

c) Elektrische und magnetische Strahlsperrung.

a) Durch ein Ablenkungsfeld. Die rein elektrische Strahlsperrvorrichtung besteht in ihrer einfachsten Ausführungsform aus einer zweckmäßig metallischen, an ihren beiden Frontseiten durch Blenden abgeschlossenen Kammer mit einem isoliert eingesetzten Ablenkungskondensator (Sperrkondensator) im Innern der Kammer (Rogowski und Flegler 198, Abb. 62). Die Öffnungen der Blenden liegen in der Achse des Rohres. Während der Wartezeit des Oszillographen wird der Kathodenstrahl durch das Feld des Sperrkondensators vor der unteren Blendenöffnung abgelenkt, so daß er sich innerhalb der Kammer totläuft. Sobald die Aufnahme erfolgen soll, wird der Strahl durch Kurzschluß der Kondensatorplatten und elektrische Verbindung mit den Wänden der Kammer freigegeben. Bei der magnetischen Strahlsperrung treten an Stelle des Sperrkondensators Ablenkungsspulen, im übrigen ist die Anordnung die gleiche.

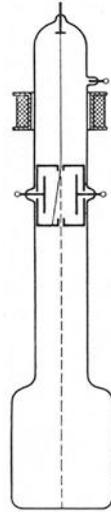


Abb. 62. Strahlsperrkammer nach Rogowski und Flegler. (Franz. P. 658 109.)

Die Sperrkammer wird entweder zwischen Entladungsraum und Ablenkraum, d. h. in Richtung der Kathodenstrahlen unmittelbar hinter der Anode, die dabei gleichzeitig als erste Blende der Sperrkammer dienen kann, angeordnet, oder innerhalb des Entladungsraumes, d. h. vor der Anode, die nunmehr die zweite Blende der Sperrkammer bildet. Im ersten Falle hat man in der Sperrkammer dasselbe Vakuum wie im Ablenkraum, also Hochvakuum, im zweiten Falle dagegen entweder das Vakuum des Entladerraumes oder ein Zwischenvakuum. Da bei Anwendung der Gasentladung zur Strahlenerzeugung der Entladungsraum verhältnismäßig schwach evakuiert und durch die Kathodenstrahlen stets stark ionisiert ist, so ist es bei

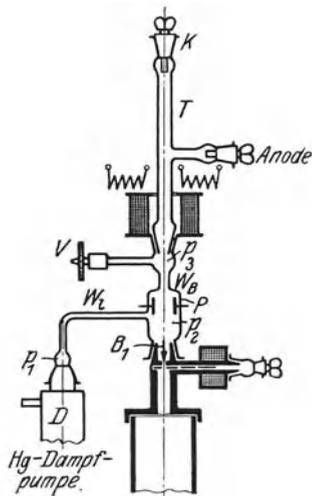


Abb. 63. Sperrkammer mit verbessertem Vakuum vor der Schieberblende nach Beyerle. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931).]

Röhren mit kalter Kathode und Sperrkammer im Entladungsraum schwer, die zur Sperrung der Strahlen nötigen elektrischen Felder aufrechtzuerhalten. Steht keine genügende Energie zur Verfügung, so muß man für ein höheres Vakuum innerhalb der Sperrkammer sorgen. Nach Beyerle (22) erreicht man dies dadurch, daß man in ähnlicher Weise, wie es Gábor zur Erzeugung zweier verschiedener Drücke im Entladungs- und Ablenkungsraum machte, zwischen Kathodenraum und Sperraum durch Einschnürung des Rohres einen Strömungswiderstand W_B erzeugt und eine besondere Pumpe zur Absaugung der Gasreste an die Sperrkammer anschließt (Abb. 63). Im Entladungsraum T wird durch das Luftventil V ein geeigneter Gasdruck eingestellt. P ist die Sperrkammer. Die obere

Blende ist bei dieser Anordnung fortgelassen.

Trotz der eben erwähnten Schwierigkeiten ist die Anordnung der Sperrkammer im Entladungsraum zweckmäßiger, weil es stets wichtig ist, die Öffnung der zweiten Blende möglichst klein zu halten, um so irgendwelche Sekundärstrahlen, auch die, welche innerhalb der Sperrkammer entstehen, vom Ablenkraum fernzuhalten. Bei dieser Anordnung ergibt sich dann als naheliegend, daß man bei Benutzung einer Vorkonzentrierungsspule den Spulenstrom so einstellt, daß die Elektronen auf den unteren Sperrkammerausgang konzentriert werden (Abb. 64a, Boekels 26). Die Strahldicke wird dadurch an dieser Stelle ein Minimum und die Blendenöffnung kann entsprechend klein werden. Wenn man dagegen die Sperrkammer unterhalb der Anode anordnet, und wie bei Gasentladungsröhren üblich, im Ablenkraum einen anderen Druck hat als

im Entladungsraum, so muß man jetzt, um beide Räume einigermaßen vakuumdicht zu trennen, den oberen Sperrkammerabschluß (die Öffnung der Anode) so eng wie möglich halten und deshalb den Konzentrationspunkt auf diese Blende verlegen. Damit muß dann, wie aus dem Strahlengang der Abb. 64b hervorgeht, die untere Blende der Sperrkammer weiter werden. Die Sperrwirkung der Kammer wird hierdurch ungünstiger.

Durch Anwendung einer weiteren Konzentrationsspule, die die Strahlen auch auf die untere Blendenöffnung konzentriert, d. h. einer Spule, die die obere Blendenöffnung auf die untere abbildet, so daß

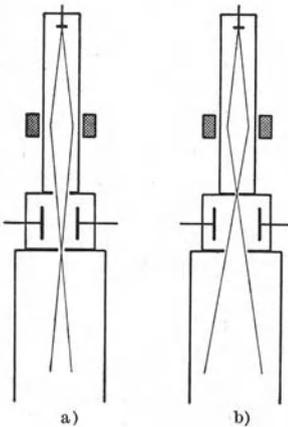


Abb. 64. a) Sperrkammer im Entladungsraum, b) Sperrkammer im Ablenkungsraum nach Boekels. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931).]

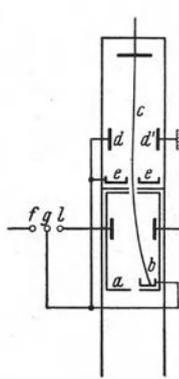


Abb. 65. Anordnung zur Strahlvorsperrung ohne besondere Spannungsquelle nach Rogowski. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931).]

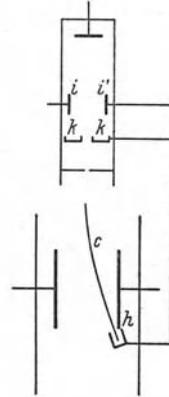


Abb. 66. Anordnung zur Nachsperrung ohne besondere Spannungsquelle nach Rogowski. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931).]

beide Öffnungen eng sein können, würde man eine weitere Verbesserung erhalten können.

Die bisher beschriebenen Methoden machen eine besondere Sperrspannungsquelle erforderlich. Nach einem Vorschlage von Rogowski (26) kann der Kathodenstrahl selbst im Faradayschen Käfig aufgefangen und für die Vor- oder Nachsperrung als Spannungsquelle benutzt werden. Die Organe für die Vorsperrung und Nachsperrung sind in dieser Ausführungsform vollkommen getrennt. Abb. 65 gibt Aufbau und Schaltordnung der Vorsperrung wieder. In der unteren Sperrkammer *a*, deren Platten als Vorablenkung im Zeitkreis liegen, befindet sich ein Faradayscher Käfig *b*. Der Kathodenstrahl *c* lädt den Faraday-Käfig und die mit ihm verbundenen Sperrplatten *dd'* in der oberen Sperrkammer auf, die jetzt eine zusätzliche Sperrung bewirken. In der oberen Sperrkammer befindet sich der Faraday-Käfig *e*, in den der abgelenkte Strahl herein-

fällt und nun die Platten dd' unter Spannung hält. Die gleichzeitige Freigabe von Sperrung und Zeitachse erfolgt unter Benutzung einer Doppelfunkenstrecke. Die Nachsperrung wird dadurch eingeleitet, daß nach Ablauf der Zeitachse der Kathodenstrahl in einen unterhalb der Zeitablenkplatten befindlichen Faraday-Käfig h (Abb. 66) fällt und dadurch die im Entladungsrohr befindlichen Nachsperrplatten ii' aufgeladen werden. Hierdurch wird dann wieder der Elektronenstrahl im Entladungsrohr verlagert und damit die Nachsperrung vollzogen. [Vgl. die Anordnungen von Stoerk (251, S. 161) für Schaltzwecke.]

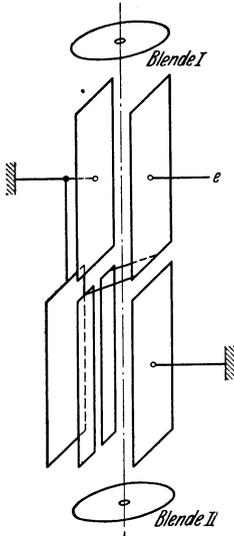


Abb. 67. Sperrkammeranordnung von Gábor. (Aus: Forsch.-Hefte Studienges. Höchstspannungsanlagen Heft 1.)

Eine besondere Form der Sperrkammer, bei der der Elektronenstrahl sprunghaft gesperrt und freigegeben wird, ist von Gábor (75) angegeben, von ihm jedoch als Vorablenkvorrichtung bezeichnet.

Unmittelbar unter der Blendenöffnung in der Anode ist ein ebenes Plattenpaar mit geringem Abstand untergebracht (Abb. 67). Hinter diesem Plattenpaar liegt ein gleiches, aber entgegengesetzt geschaltetes Paar. Bei geringen Ablenkungsspannungen verlaufen die Elektronenbahnen in ihrer ganzen Länge

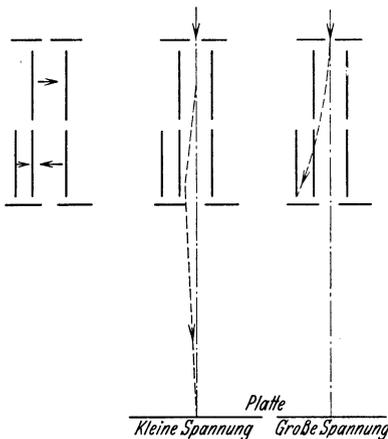


Abb. 68. Feldrichtungen und Wirkungsweise der Gáborschen Sperrkammer. (Aus: Forsch.-Hefte Studienges. Höchstspannungsanlagen Heft 1.)

zwischen den Ablenkungsplatten. Dann kompensieren sich die Ablenkungen vollständig, indem der Kathodenstrahl wieder in der Rohrachse auf die Platte trifft (Abb. 68). Bei größeren Ablenkungsspannungen tritt dagegen der Kathodenstrahl durch einen in der einen Platte des unteren Plattenpaares angebrachten Längsschlitz hindurch in den Raum zwischen diese und eine fünfte Platte, welche mit der gegenüberliegenden verbunden ist. Diese bildet mit der geschlitzten Platte ein drittes Ablenkungsplattenpaar, welches in demselben Sinne wirkt wie das erste Paar und die durch dieses erzeugte

Ablenkung weiter vergrößert. Kleine Ablenkungen werden also kompensiert, große Ablenkungen verstärkt. Eine zweite Blende läßt nur

die unabgelenkten Strahlen hindurch. Die Vorrichtung läßt sich so bemessen, daß bis etwa ± 30 V keine Ablenkung merkbar ist und bei 100 V der Schreibleck vollkommen verschwindet.

Auch zur kombinierten Vor- und Zeitablenkung läßt sich die Anordnung verwenden, wenn man z. B. das untere Ablenkungsplattenpaar dem oberen Plattenpaar nicht vollkommen gleichmacht, so daß sich die beiden Felder auch bei kleinen Spannungen nicht vollständig kompensieren. Die Ablenkungscharakteristik ist dann ähnlich derjenigen der beiden dünnen parallelen zylindrischen Drähte (vgl. S. 89). Natürlich darf man die Öffnung der unteren Blende in diesem Falle nicht zu eng wählen.

Für die Aufnahme von Vorgängen mit Wanderwellengeschwindigkeit genügen auch diese einfachen elektrischen oder magnetischen Strahlsperrvorrichtungen nicht immer. Ursache sind die beim Auftreffen des Kathodenstrahles auf die Wände der Kammer erzeugten Sekundär- und Röntgenstrahlen sowie Kanalstrahlen, die offenbar durch den Zusammenprall der Elektronen mit den noch vorhandenen Luftmolekülen in der Sperrkammer entstehen und wenigstens teilweise durch die untere Blendenöffnung hindurchtreten und die Platte verschleiern. Zur Vermeidung der Vorbelichtung muß daher auch allen diesen Strahlen der Eintritt in den Ablenkraum verwehrt werden.

Berger (18) erreicht dieses durch die gleichzeitige Anwendung mehrerer Kunstgriffe. Der erste besteht darin, die Sperrkammer in mehreren Stufen auszuführen, d. h. mehrere Ablenkungssysteme mit dazwischen liegenden Blenden vorzusehen, der zweite darin, die Aufprallflächen der Elektronen tiefer zu legen als die Öffnungen derjenigen Blende, durch welche der unabgelenkte Strahl in die nächstfolgende Stufe eintritt. Ferner werden die positiven Ablenkelektroden derart schräg zur Rohrachse gestellt, daß der innerhalb der Kammer abgelenkte Strahl nicht auf diese Elektroden auftreffen und an ihnen Sekundärelektronen auslösen kann. Abb. 69 stellt die vierstufige Ausführung einer solchen Kammer dar. Diese besteht aus einem Rohr r mit Ausnehmungen u , einer unteren Blende d und den als Traggerüst für die Ablenkungssysteme p, n dienenden Säulen t . Die Spannungszuführung zu den Platten erfolgt durch Federn f . Das Ganze wird als eine Einheit in das Oszillographenrohr eingesetzt. Der in Stufe 1 nach rechts abgelenkte Strahl trifft nach Durchtritt durch die Ausnehmungen u erst an der Wandung des äußeren in der Abbildung nicht gezeichneten Oszillographenrohres auf feste Körper auf. Die schräg gestellte positive Elektrode p wird vom Strahl nicht mehr erreicht. Die negative Platte n ist symmetrisch zur positiven ebenfalls schräg angeordnet, sie kann jedoch zur Erzielung stärkerer Ablenkung in üblicher Weise parallel zur Achse angeordnet und dieser soweit genähert werden, daß auch der

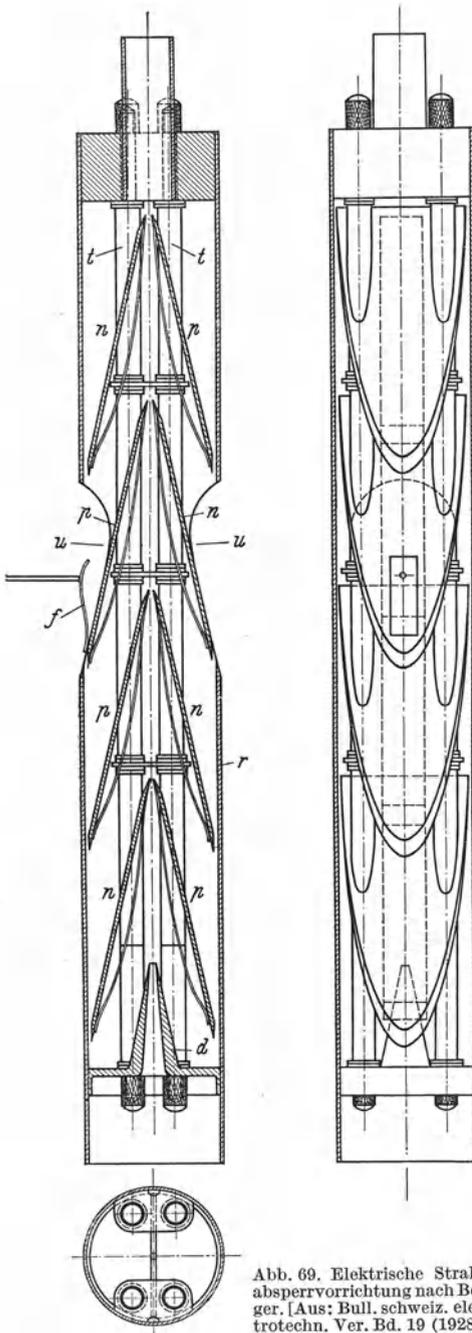


Abb. 69. Elektrische Strahlabsperrovorrichtung nach Berger. [Aus: Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. Bd. 19 (1928).]

nicht abgelenkte Strahl die Platte nicht trifft. Die beim Aufprall am äußeren Rohr entstehenden Sekundärelektronen gelangen hauptsächlich nach unten, indem sie zwischen innerem und äußerem Rohr hin- und hergeworfen werden. Der geringe Teil, der nach mehrfacher Reflexion trotzdem zurückkehrt, wird in Stufe 2 wieder abgelenkt, und zwar nach links. Abgesehen vom mehr diffusen Eintritt der Elektronen wiederholt sich in dieser Ablenkstufe das Spiel der Stufe 1. In den Stufen 2, 3 und 4 ist die Wandung des inneren Rohres geschlossen, um die aus Stufe 1 vorabgelenkten Primär- und Sekundärelektronen nicht in die unteren Stufen gelangen zu lassen.

Um das Zurückdiffundieren der aufgeprallten Elektronen des gesperrten Strahles noch weiter zu verhindern, hat Berger bei einer anderen Ausführungsform noch an den Aufprallstellen in der Kammer ein System dünner ungefähr parallel zum abgelenkten Strahl angeordneter Wände eingebaut, zwischen denen sich die Strahlen totlaufen.

β) Durch ein Bremsfeld. Die bisher beschriebenen elektrischen Sperrvorrichtungen benutzen die Ablenkung des Kathodenstrahles seitlich der Diaphragmenöffnung durch ein senkrecht zum Strahl gerichtetes Feld. Selényi (237) hat zur Sperrung des Strahles ein axial gerichtetes Gegenfeld angewandt, das die Elektronen bremst oder sogar in Richtung auf die Kathode zurücktreibt und eine Raum-

ladung vor der Kathode erzeugt. Das Gegenfeld wird durch eine Verzögerungsspannung erzeugt, die an einer zwischen Kathode und Anode angebrachten gitterförmigen Hilfselektrode liegt. Auch von George (77) ist dieses Mittel angewandt und dazu eine ähnliche Schaltung benutzt, wie zur selbsttätigen Einschaltung des Kathodenstrahles (Abb. 122, S. 160). Natürlich läßt sich dieses Mittel nur bei Glühkathodenröhren anwenden, da bei Gasentladungsröhren ein Verzögerungsfeld zwischen Kathode und Anode die Elektronenemission vollkommen unterbinden würde, was, wie weiter unten ausgeführt werden wird, zu störenden Nebenerscheinungen geführt hat. Es würde naheliegen, bei Röhren mit kalter Kathode das Verzögerungsfeld zwischen Anode und Leuchtschirm anzuwenden, doch ist ohne weiteres einleuchtend, daß bei den außerordentlich hohen Spannungen, die hier erforderlich wären (größer als die Anodenspannung) eine Strahlspernung durch seitliche Ablenkung wesentlich einfacher ist.

Ein Verzögerungsfeld zwischen Kathode und Anode, wie bei der Anordnung von Selényi, wirkt praktisch genau so, wie eine Abschaltung der Anodenspannung (vgl. den folgenden Abschnitt).

4. Strahlunterbrechung durch Abschaltung der Anodenspannung vor und nach der Aufnahme.

a) Mechanische Ein- und Abschaltung.

Außerordentlich nahe liegt der Gedanke, die Vor- und Nachbelichtung dadurch vollkommen zu verhindern, daß man den Kathodenstrahl erst im Augenblick der Aufnahme erzeugt und unmittelbar nach der Aufnahme wieder unterbricht. Wird nicht die höchste Empfindlichkeit des Oszillographen benötigt, so genügt häufig auch schon während der Wartezeit die Herabsetzung der Anodenspannung auf einen geringeren Betrag (Dufour 54), so daß die Entladung überhaupt nicht vollständig aussetzt. Auch für die Einstellung des Oszillographen vor der Aufnahme kommt man mit verringerter Anodenspannung aus. Bei der Anwendung von Glühkathodenröhren wird zur Verringerung der Vorbelichtung häufig die Herabsetzung der Heizstromstärke während der Wartezeit genügen, wie es Blondel für den gewöhnlichen Schleifenszillographen, Knipp und Welo (117) für die Braunsche Röhre gemacht haben.

Die Unterbrechung der Anodenspannung bewirkt man bei der Aufnahme nieder- und mittelfrequenter Vorgänge mit Hilfe von Schnellschaltern, die in geeigneter Weise mit dem aufzunehmenden Vorgang gekoppelt werden. Derartige Schnellschalter sind z. B. von Dufour (54), Rogowski und Flegler (195) und von Gábor (75) angegeben (vgl. Abschnitt E I, S. 152).

Die plötzliche Anschaltung der Anodenspannung bei Benutzung von Gasentladungsröhren als Oszillographen hat den Nachteil, daß wenigstens im ersten Augenblick der Entladung Schwankungen auftreten, die auch durch einen parallel zur Anodenspannung gelegten Kondensator großer Kapazität oder ein als Ersatz für das Oszillographenrohr während der Wartezeit an die Spannungsquelle angeschlossenes Hilfsrohr (Dufour) nicht immer vollkommen zu beseitigen sind. Bei Gábor, der statt der mit dem Schnellschalter rotierenden Filmtrommel eine elektrische Zeitablenkung benutzte, blieb außerdem ein wenn auch geringer Anfangsfleck bestehen. Benutzt man statt der Gasentladungsröhren z. B. Glühkathodenröhren, so läßt sich wohl ein geringerer Einfluß des Einschaltvorganges erwarten, immerhin bleiben auch dann noch die Nachteile, daß erstens nur nieder- oder mittelfrequente Vorgänge und zweitens nur willkürliche, d. h. vom Beobachter zu einer bestimmten Zeit selbst eingeleitete Vorgänge aufgenommen werden können.

b) Ein- und Abschaltung der Anodenspannung auf rein elektrischem Wege.

Anordnungen zur Einschaltung der Anodenspannung auf rein elektrischem Wege sind unter anderen von Harrington und Opsahl (84), von McEachron und Goodwin (160) und von George (77) angegeben und in dem Abschnitt über allgemeine Schaltanordnungen beschrieben. Sie haben den Vorzug, daß man auch unwillkürliche Vorgänge mit ihnen aufnehmen kann, wenn man den Auslösevorgang durch diese selbst steuern läßt, andererseits hat sich bei einigen dieser Schaltungen, insbesondere denjenigen mit Funkenstrecken ergeben, daß der Kathodenstrahl mit einer unbestimmten zeitlichen Verzögerung einsetzt, so daß sowohl der Schwingungsvorgang zu früh einsetzen als auch ein, wenn auch geringer, Anfangsfleck übrigbleiben kann.

D. Aufnahmeverfahren.

I. Sichtbarmachung (Aufzeichnung) der Ablenkungen des Kathodenstrahles.

1. Durch Luminiszenzerregung.

Um die Ablenkung der Kathodenstrahlen, die ja selbst nicht sichtbar sind, wahrnehmen zu können, hat man ihre verschiedensten Eigenschaften und Wirkungen herangezogen. Ihre Fähigkeit, beim Auftreffen auf gewisse Stoffe diese zum Leuchten zu erregen, bietet ein besonders einfaches Darstellungsmittel, das daher auch am häufigsten angewandt ist.

Der die Leuchtsubstanz tragende Schirm wird im Innern des Rohres senkrecht oder unter einem Winkel von etwa 45 bis 60° zur Achse des unabgelenkten Kathodenstrahles aufgestellt; oder die Leuchtsubstanz wird auf der das Braunsche Rohr abschließenden Glaswand, zweckmäßiger noch auf einer Spiegelglasscheibe niedergeschlagen, die selbst als Abschluß für das Braunsche Rohr verwendet wird. Dadurch werden Verzerrungen, die bei der Beobachtung durch die gekrümmten Glaswände des Rohres auftreten, vermieden.

Das Bild kann in der Aufsicht oder in der Durchsicht beobachtet werden. Bei der Beobachtung in der Aufsicht ist die Lichtstärke größer, da die Absorption in den unteren Schichten der Leuchtsubstanz im Bindemittel und in dem im allgemeinen aus Glas, Quarz oder Glimmer bestehenden Träger der Schicht fortfällt. Auch kann die Dicke der Schicht stärker gewählt werden, so daß die Energie der Kathodenstrahlen vollkommen in der Leuchtsubstanz verbraucht wird, womit wiederum die Lichtstärke wächst. Um auch bei der Beobachtung in der Aufsicht Verzerrungen durch die Glaswände zu vermeiden, kann man in die Wand des Rohres ein Fenster aus planparallelem Glas oder nach einem Vorschlage von Rogowski eine Linse, z. B. das Objektiv eines photographischen Apparates einsetzen. Die Nachteile der Beobachtung in der Aufsicht bestehen darin, daß man den Schirm von der Seite unter einem spitzen Winkel sieht oder daß man den Schirm selbst schräg zur Achse des Rohres einstellen muß, so daß die Bilder in beiden Fällen perspektivisch verkürzt erscheinen. Man kann diese Verkürzung zwar dadurch umgehen, daß man den Schirm durch einen im Innern des Rohres aufgestellten Spiegel oder über ein total reflektiertes Prisma beobachtet, doch sind damit wieder Verluste an Lichtstärke verbunden. Auch wird die Entfernung zwischen Bild und Beobachter oder Kamera unzuweckmäßig groß. Bringt man einen Spiegel in das Innere des Rohres, so sollte zur Vermeidung störender Aufladungen ein Metallspiegel verwandt werden.

Zur Beobachtung in der Durchsicht muß man die Schichtdicke des Schirmes so dünn wählen, daß keine nennenswerte Absorption eintritt. Es ist leicht die Schicht auch bei vollkommener Gleichmäßigkeit so dünn herzustellen, daß sie durchscheinend ist. Um auch Absorptionen im Bindemittel zu vermeiden, schlägt man die Leuchtsubstanz zweckmäßig mit Alkohol auf dem Träger nieder (vgl. S. 56). Die Aufnahme in der Durchsicht hat den Vorteil der bequemen Zugänglichkeit.

Die dauernde Festhaltung der Bilder erfolgt in einfachster Weise durch Nachzeichnen von Hand, wobei es zur genaueren Wiedergabe zweckmäßig ist, den Schirm mit einer Koordinatenteilung zu versehen, oder das Bild durch ein Linsensystem auf einer Mattscheibe zu reproduzieren, auf der es mit Blei oder Kohle nachgezogen wird. Wesentlich genauer ist

jedoch ein mechanisch-elektrisches Umzeichenverfahren (Wilmotte 278), oder, falls die Intensität des Leuchtschirmes genügend groß ist, die photographische Aufnahme.

Bei dem mechanisch-elektrischen Umzeichenverfahren wird in die Zuleitungen zu den beiden Ablenkungssystemen des Oszillographen je ein Kommutator eingeschaltet. Diese sitzen auf der Achse eines Motors und unterbrechen gleichzeitig für kurze Zeit während jeder Umdrehung die Verbindungen mit der aufzunehmenden Spannung und der Zeitablenkungsspannung und schließen anstattdessen die Ablenkungssysteme an zwei Gleichspannungen bekannter Größe an. Dadurch erscheint auf dem Schirm außer der gesuchten Kurve ein isolierter Leuchtfleck, dessen Lage durch Änderung der Gleichspannungen verändert werden kann. Indem man nun mit dem isolierten Leuchtfleck der Kurve Punkt für Punkt folgt und die zugehörigen Gleichstromwerte mißt, erhält man die Koordinaten der Kurvenpunkte. Am zweckmäßigsten ist es, die Einstellung der Gleichspannungen mit Hilfe zweier Potentiometer auszuführen. Man kann dann die Potentiometer mechanisch mit einem Schreiber verbinden und die Kurve unmittelbar auf einem Blatt Papier nachzeichnen.

Das Verfahren ist nur zur Umzeichnung stehender Figuren anwendbar und leidet daran, daß die Kurven sich während der Nachzeichnung mit der Härte des Rohres ändern können.

Die photographische Festhaltung der Kurven erfolgt im allgemeinen mit Hilfe einer auf den Leuchtschirm eingestellten Kamera lichtstarker Optik.

Um auch sehr schnelle einmalige Vorgänge festhalten zu können, die wohl auf dem Leuchtschirm eben noch sichtbare Kurven niederschreiben, deren Lichtstärke aber zur photographischen Aufnahme mit einer Kamera nicht ausreicht, ist von Milner (162) ein neues Verfahren angegeben, das darin besteht, die photographische Platte ohne Benutzung von Linsen und Kamera unmittelbar auf die Rückseite des Leuchtschirmes aufzulegen (Leuchtschirm-Kontaktphotographie). Um hierbei scharfe Abbildungen zu erhalten und um die Absorptionsverluste herabzusetzen, müssen die fluoreszierenden Salze auf sehr dünne Fenster aufgetragen werden. Bei Verwendung von Quarz als Fenster, was Terroux (257) vorgeschlagen hat, werden auch die von einigen Leuchtsubstanzen ausgesandten ultravioletten Strahlen ausgenutzt. Die Lichtempfindlichkeit steigt damit erheblich. Mit Rücksicht auf den von außen aufliegenden vollen Atmosphärendruck kann das Fenster nicht beliebig dünn gemacht werden. Eine Verkleinerung der Bildgröße, die eine Verringerung der Fensterstärke gestatten würde, kommt nur in geringem Umfange in Frage, so daß man mit der Stärke des Fensters kaum unter 2 bis 3 mm heruntergehen kann.

Damit ist aber noch keine den heutigen Anforderungen genügende Bildschärfe zu erzielen.

Von Rogowski, Sommerfeld und Wolman (207) ist nun eine Anordnung angegeben, die die Möglichkeit gibt, zu sehr viel dünneren Platten überzugehen. Sie bringen die gegen die Rückseite des Leuchtschirmes gelegte photographische Platte ebenfalls in einen ausgepumpten Raum. Es schließt sich somit an den Hauptvakuumraum ein zweiter Vakuumraum an, in dem sich die photographische Platte befindet. Das Vakuum dieses Raumes braucht nicht so hoch zu sein wie das Hauptvakuum. Ein Druckunterschied beiderseits der Zwischenwand von 1 mm Hg würde eine Belastung von etwa 1 g/cm^2 ergeben und daher durchaus tragbar sein. Größere Druckunterschiede zu beiden

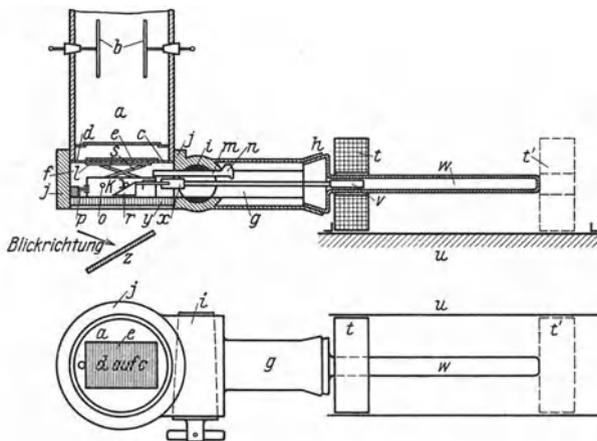


Abb. 70. Anordnung von Rogowski, Sommerfeld und Wolman zur Innenaufnahme im Vorvakuum. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 20 (1928.)]

Seiten der Fluoreszenzscheibe dürfen natürlich nie auftreten. Um fortlaufend Aufnahmen machen zu können, ohne das einmal erreichte Hauptvakuum zu zerstören, braucht man daher noch einen dritten Raum, eine Einlaßkammer, die vom Vorvakuumraum nach Belieben abgesperrt werden kann. Die Anordnung ist in Abb. 70 wiedergegeben. Der Raum *a* mit den Ablenkplatten *b* gehört zum Hochvakuumteil der Braunschen Röhre; er ist abgeschlossen durch eine dünne Folie *c* aus Glas oder Glimmer (noch besser wäre Quarz), welche die Leuchtmasse *d* und ein Feindrahtgitter *e* zur Abführung des Elektronenstromes trägt. Der Raum *f* wird auf Vorvakuum ausgepumpt, so daß die Folie *c* praktisch keiner mechanischen Beanspruchung ausgesetzt ist. *g* ist der Einlaßraum. Zwischen ihm und dem Raum *f* befindet sich ein Hahn *i* mit einer rechteckigen Öffnung im Küken. In den Einlaßraum *g* wird die Kassette *k* durch den Deckel *h* eingeführt. Während des Einschlebens

der Kassette in den Raum f bleibt der Kassettendeckel m infolge des Anschlages n im Innern des Hahnkükens zurück und gibt so die Platte l zur Belichtung frei. Der Mechanismus $r-s$ hebt, durch den Anschlagstift p ausgelöst, die Platte an und drückt sie gegen die Folie c .

Rogowski, Sommerfeld und Wolman haben diese Art der Aufnahme Innenaufnahme im Vorvakuum genannt.

Sehr dünne Fenster größeren Ausmaßes, die auch Drucke bis zu einer Atmosphäre und mehr zu tragen vermögen, kann man anwenden, wenn man, wie es von verschiedenen Seiten vorgeschlagen ist (Pauli 178, Lübcke 146, Knoll 124), netzartige Versteifungen auf der Innenseite anbringt. Diese werden zweckmäßig aus hochkantgestellten, sich senkrecht kreuzenden Metallbändern zusammengesetzt, die gleichzeitig als Koordinatensystem dienen können. Zur weiteren Versteifung kann man noch zwischen dieses Metallnetz und das Fenster ein zweites sehr feindrähtiges und sehr feinmaschiges Drahtnetz legen, wie es von Pauli bei Lenard-Fenstern angewandt ist.

2. Durch unmittelbare Schwärzung der photographischen Platte.

a) Im Innenraum (Heß-Dufour).

Um die photographische Wirkung der Kathodenstrahlen zur Niederschrift der Kurven nutzbar zu machen, hat man nur die photographische Platte an Stelle des Leuchtschirmes zu setzen. Bei dieser Art der Aufnahme ist die Aufnahmeempfindlichkeit und damit auch die höchste erreichbare Schreibgeschwindigkeit wesentlich größer, als bei der photographischen Aufnahme des auf dem Leuchtschirm erscheinenden Bildes. Die von Dufour (54) zu diesem Zweck entwickelte Röhrenanordnung zeigt Abb. 71. d ist das in Glas hergestellte Entladungsrohr mit der Kathode e und der rohrförmigen Anode f . v ist ein auswechselbares Zwischenstück, in das entweder die Ablenkungskondensatoren eingebaut sind, oder das sich im Felde der Ablenkungsspulen befindet. a ist eine Metallglocke, die durch einen Deckel b abgeschlossen ist und im Innern die Kassette g mit den Platten h trägt. Bei m wird die Luftpumpe angeschlossen. pqn stellen die Koppelvorrichtung dar, falls im Innern eine Filmtrommel zur Aufnahme benutzt und in Rotation versetzt werden soll. Zur gleichzeitigen Aufnahme einer Zeitwellenlinie wird ein Lichtstrahl in Richtung r durch das Fenster s über das totalreflektierende Prisma t bei u auf den Film geworfen. Nach dem gleichen Prinzip hat Wood (280) einen Glühkathodenszillographen für mittlere Anodenspannungen gebaut. Seine Anordnung zeigt Abb. 72. Das Entladungsrohr G , der einzige aus Glas bestehende Teil der Anordnung, ist gegenüber dem Dufourschen Entladungsrohr wesentlich verkürzt. Die

Glühkathode *K*, von einem Wehnelt-Zylinder *Z* umgeben, ist mit Hilfe einer Lampenfassung *L* leicht auswechselbar eingeschraubt. Die Ablenkungsplatten *P* liegen, isoliert eingeführt, innerhalb des zugleich als Abschirmung dienenden Messingzylinders *M*. Im unteren Teil befindet sich, wie bei Dufour, die Kassettenanordnung.

Bei der photographischen Aufnahme im Innenraum muß man für jede Aufnahme oder doch für jede Aufnahmeserie neue

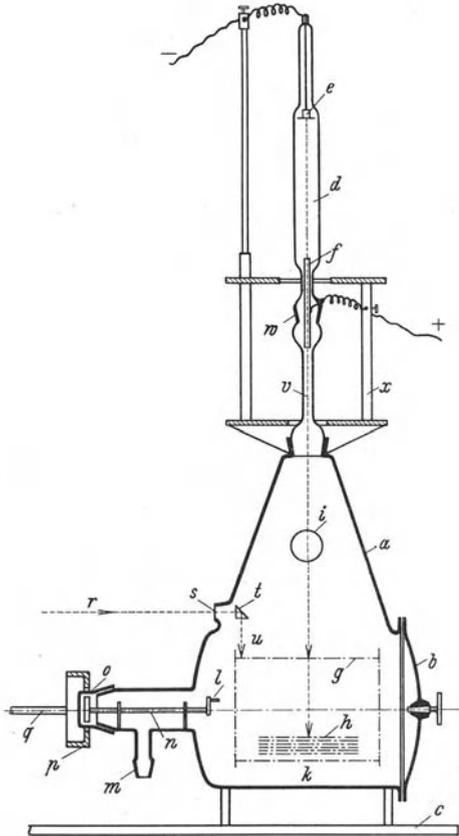


Abb. 71. Kathodenstrahlzylinder von Dufour. [Aus: Dufour, Oscillographe cathodique S. 13. Paris 1923 (Chiron).]

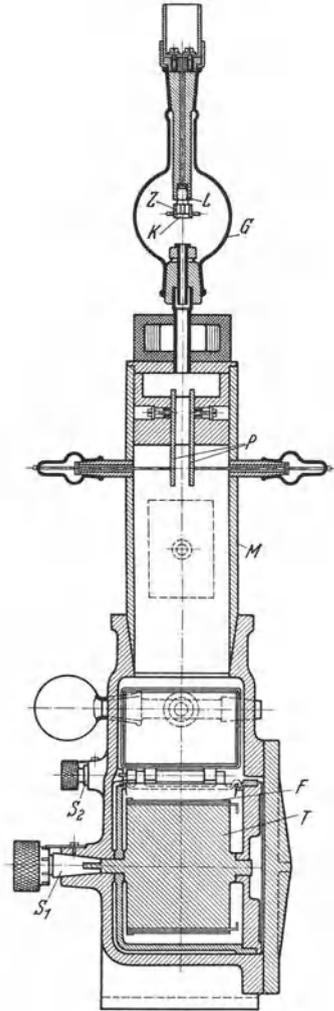


Abb. 72. Woodscher Glühkathodenoszillograph. [Aus: Proc. Physic. Soc., Lond. Bd. 35 (1923).]

Platten in das Innere des Ablenkungsraumes bringen und nach erfolgter Aufnahme wieder aus ihm entfernen. Der einfachste Weg zur Ein- und Ausföhrung der Platten besteht darin, das Rohr mit Hilfe eines Schlifses zu öf-fnen, wobei vor jedesmaliger Öf-fnung Luft in das Rohr eingelassen

und nach jedesmaligem Schließen das Rohr wieder evakuiert werden muß. Um mehrere Aufnahmen hintereinander machen zu können, bringt man in einer Art Wechselkassette gleichzeitig mehrere Platten oder Rollfilme in den Ablenkungsraum, die nach jeder Aufnahme von außen entweder elektromagnetisch oder mechanisch mit Hilfe eines Schliffes ausgewechselt oder weitergedreht werden. Rollfilme müssen vor dem Einbringen in das Rohr sorgfältig getrocknet werden, da sie stets Feuchtigkeit enthalten, die beim Einbringen der Filme in das Vakuum verdampft und das gleichmäßige Arbeiten des Oszillographen stört. Die Trocknung erfolgt z. B. durch 24stündiges Lagern im Vakuum unter Anwendung von Phosphorpentoxyd.

Bei der Kassettenanordnung von Wood (Abb. 72) sind 6 Platten F auf den Flächen einer hexagonalen Aluminiumtrommel T befestigt, die durch einen Schliff S_1 von außen drehbar ist. Die Kamera wird gegen den Ablenkungsraum lichtdicht durch eine Klappe verschlossen, die vor jeder Aufnahme ebenfalls durch einen Schliff S_2 weggeklappt wird. Auf der dem Rohr zugewandten Seite trägt die Klappe Leuchsubstanz zur genauen Einstellung der Apparatur vor jeder Aufnahme.

Das häufige Öffnen und Schließen des Rohres und das jedesmalige Neuauspumpen bringt neben dem großen Zeitverlust leicht ein unruhiges Arbeiten des Rohres mit sich. Ferner ist die Empfindlichkeit des Oszillographen nach jeder Neueinstellung eine andere. Diese Nachteile zu

vermeiden, hat man die verschiedensten Anordnungen zur Ein- und Ausführung von Platten und Filmen ohne Störung des Hochvakuums ersonnen. Eine von der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen (252) angegebene Anordnung besteht darin, an das Vakuumgefäß ein mit Quecksilber gefülltes, nach Art eines Barometers U-förmig gestaltetes Rohr anzuschließen, durch welches die Träger der lichtempfindlichen Schicht ein- bzw. ausgeführt werden. In dem mit dem Vakuumgefäß verbundenen Schenkel des Rohres steht dann das Quecksilber entsprechend dem äußeren Luftdruck etwa 760 mm hoch und schließt die Entladungsröhre vollständig gegen Luft ab. Abb. 73 zeigt die Anordnung zum Ausführen eines im Innern auf eine Trommel aufgewickelten Filmes. Der Film läuft über die Rollen A und B von der Vorrattrommel 2 in das Quecksilberrohr 7 von rechteck-

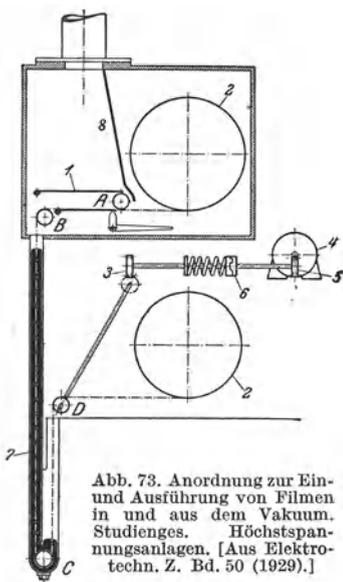


Abb. 73. Anordnung zur Ein- und Ausführung von Filmen in und aus dem Vakuum. Studienges. Höchstspannungsanlagen. [Aus Elektrotechn. Z. Bd. 50 (1929).]

förmigem Querschnitt und über die Rollen *C* und *D* zur Aufwickelrolle. Um zu verhindern, daß der Film infolge der Oberflächenspannungen des Quecksilbers an eine Außenwand des flachen U-Rohres angedrückt wird, sind vertikale glatte Stäbe in das Quecksilberrohr eingezogen, die für gute Führung des Filmstreifens sorgen. Eine Rutschkupplung zwischen der Antriebsrolle *D* und dem Motor 4 hat den Zweck, bei eventuell auftretender Störung im Filmtransport den Filmtrieb selbsttätig abzuschalten.

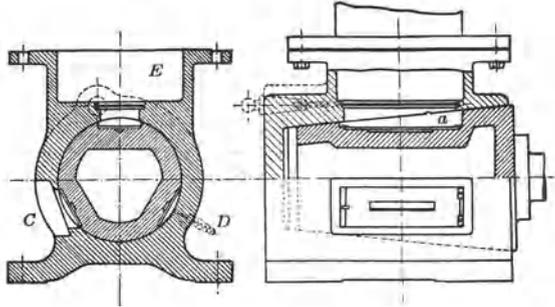


Abb. 74. Schleusenordnung von Hochhäusler. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 50 (1929).]

Die Trommel ist für 300 m Film bemessen und reicht demnach bei einer Oszillogrammlänge von 10 cm für 3000 Aufnahmen.

Hochhäusler (91) hat zum Ein- und Ausführen von Platten eine nach dem Schleusenprinzip arbeitende Anordnung angegeben, die im wesentlichen aus einem eingeschlifften konischen Metallkörper besteht, der mit Aussparungen *a* (Abb. 74) zur Aufnahme der photographischen Platten versehen ist. Durch Linksdrehen des Schliffes gelangt die Platte zunächst in Verbindung mit dem bei *D* angeschlossenen Vorvakuum. Hier wird der Plattenraum *a* entlüftet und die darin befindliche Platte getrocknet und entgast. Nach weiterer Drehung gelangt die Platte in den Hauptvakuumraum *E* und nach der Aufnahme und abermaliger Linksdrehung des Schliffes wieder an die Außenluft. Statt des konischen Schliffes kann man auch einen Planschliff verwenden.

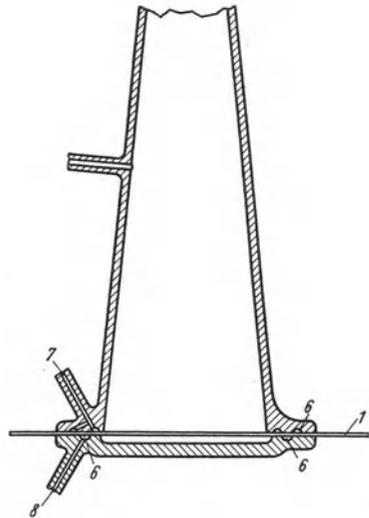


Abb. 75. Gerdiensche Anordnung zur Ein- und Ausführung von Filmen. (D.R.P. 462605.)

Nach Gerdien (78) kann man einen Film oder einen die lichtempfindliche Schicht tragenden Papierstreifen in das Innere des Rohres durch einen in der Wand des Gefäßes angebrachten Spalt einführen, wenn man die durch die Undichtigkeiten eintretenden Gase durch eine Pumpe großer Leistung entfernt (Abb. 75). Um eine gute Abdichtung zu er-

zielen, sind zu beiden Seiten des Spaltes Nuten 6 vorgesehen, die durch die Rohrleitungen 7 und 8 durch die Vorvakuumpumpe evakuiert werden können. Die Nuten werden zweckmäßig versetzt angeordnet, so daß der

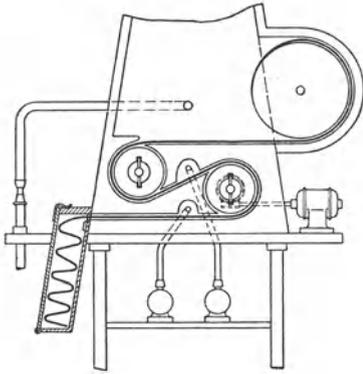


Abb. 76. Anordnung von Matthias zur Ein- und Ausführung von Filmen. (Amer. P. 1736456.)

in den Spalt eingeführte Streifen *I* sich unter Bildung von Wellen an beiden Seiten des Spaltes anlegt und so den Spalt selbst abdichtet. Um der Gefahr einer Beschädigung des Filmes beim Durchführen durch den engen Spalt vorzubeugen, hat man den Film über mehrere Rollen geführt, die innerhalb des verstärkten Sockels der Röhre leicht drehbar angeordnet sind (A. Matthias 155, Abb. 76). Damit ist gleichzeitig der Vorteil verbunden, daß der Film zwischen Vakuum und Atmosphärendruck eine sehr lange Wegstrecke hat,

so daß eine geringe Pumpleistung zur Aufrechterhaltung des Vakuums genügt.

b) Durch Vorbeiführen des Filmes an einem Spalt in der Wandung des Braunschens Rohres (Tellez-Plasencia 256).

Einen Übergang zwischen der Aufnahme im Innenraum des Rohres mit einem fortlaufend durch die Rohrwandung ein- und ausgeführten

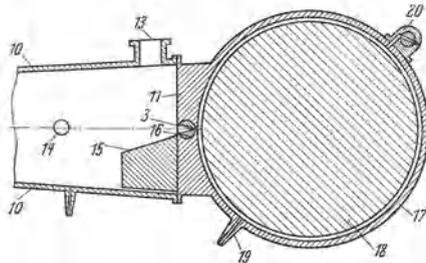


Abb. 77. Anordnung von Tellez-Plasencia mit rotierender Filmtrommel hinter einer spaltförmigen Öffnung in der Wandung des Braunschens Rohres. (Frz. P. 641461.)

Film und der später zu besprechenden Aufnahme hinter einem Lenard-Fenster stellt die Aufnahme mit einem an einem Spalt in der Rohrwandung vorbeigeführten Film dar. Bei diesem Verfahren treten die Elektronen durch einen sehr engen Spalt unmittelbar aus dem Vakuum in die Atmosphäre aus und schwärzen hier den in möglichst geringem Abstände an der

Außenseite des Rohres vorbeigeführten Film. Der Spalt muß so eng gewählt werden, daß die von außen einströmende Luft durch eine Pumpe größerer Leistung leicht abgesaugt werden kann. Die Anordnung zeigt Abb. 77. 10 ist die Wandung des Braunschens Rohres, 11 die Endfläche, auf die die Elektronen zufliegen. 16 stellt einen Schliff dar, in dem sich der Spalt 3 für den Austritt der Elektronen

aus dem Rohr befindet. Der Schliff ist im allgemeinen geschlossen und wird nur während der Aufnahme von Hand oder automatisch geöffnet. Die Ablenkung des Kathodenstrahles durch den aufzunehmenden Vorgang erfolgt in Richtung des Spaltes, seine Länge muß daher gleich der doppelten Strahlablenkung sein. Der Film ist auf der Trommel 18 befestigt, die von einem Motor während der Aufnahme angetrieben wird und sich innerhalb eines lichtdichten, die Trommel eng umschließenden Gehäuses 17 befindet. Je geringer der leere Raum innerhalb des Gehäuses ist, um so leichter ist es, das Vakuum im Braunschens Rohr aufrechtzuerhalten. In der Wandung des Gehäuses ist ein Stutzen 19 angebracht, um gegebenenfalls den Raum auf Vorvakuum auspumpen zu können. Bei Anwendung eines Vorvakuums kann der Spalt im Schliff 16 eine Breite von der Größenordnung von $\frac{1}{10}$ mm haben, während sie etwa $\frac{1}{100}$ mm betragen muß, wenn Atmosphärendruck in der Filmkassette herrscht. 15 ist ein Leuchtschirm, auf den der Kathodenstrahl zur scharfen Einstellung vor der Aufnahme mit Hilfe eines Magneten 14 abgelenkt werden kann. Die Beobachtung des Leuchtschirmes erfolgt durch das Fenster 13. Der Hahn 20 dient dazu, den schwarzen Papierstreifen, der den Film umhüllt, kurz vor der Aufnahme entfernen zu können.

Bei dem Verfahren von Tellez-Plasencia wird die Zeitkoordinate oszillographischer Aufnahmen durch die Drehbewegung des Filmes gewonnen. Da hierbei mechanische Teile bewegt werden, können nur Vorgänge geringer Geschwindigkeit aufgenommen werden. Das Anwendungsgebiet dieses Verfahrens ist daher ein sehr beschränktes.

c) Aufnahme durch ein Lenard-Fenster.

Durch unmittelbare Niederschrift der Kurven auf photographische Platten und Filme im Vakuum läßt sich zwar beim heutigen Stande der Technik die größte Schreibgeschwindigkeit erreichen, doch sind die hierfür erforderlichen Anordnungen für Untersuchungen im Gelände, z. B. an Freileitungen, wo die Transportfähigkeit der Apparate eine große Rolle spielt, im allgemeinen nicht geeignet, weil das Ein- und Ausführen der Filme größere Aufbauten erfordert. Die Schwierigkeiten der Innenaufnahme fallen fort bei dem Verfahren der Außenaufnahme durch Lenard-Fenster, wobei allerdings eine gewisse Einbuße an Empfindlichkeit in Kauf genommen werden muß.

Aufnahmen dieser Art sind von Tellez-Plasencia bei seiner eben beschriebenen Anordnung in einfacher Weise dadurch ermöglicht, daß er den Spalt mit einer dünnen Aluminiumfolie abdeckte. Die Anwendung eines Vorvakuums in der Filmkassette erübrigt sich dann vollständig, auch kann der Spalt wesentlich breiter gewählt und damit die Intensität der Schwärzung wieder gesteigert werden. Daß seine Anordnung indessen

den wesentlichen Nachteil besitzt, nur für die Aufnahme sehr langsamer Vorgänge verwendbar zu sein, wurde bereits erwähnt. Um auch schnell verlaufende Vorgänge aufnehmen zu können, muß man die Zeitkoordinate statt durch Bewegung des Filmes durch eine zweite, zur ersten senkrechte Ablenkung des Kathodenstrahles erzeugen. Dann muß aber das Lenard-Fenster Ausmaße erhalten, die wenigstens gleich der Bild-

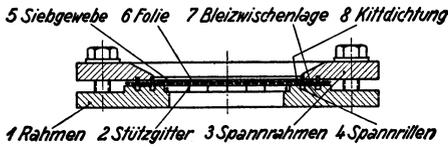


Abb. 78. Lenard-Fenster mit Stützgitter im Schnitt nach Knoll. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930).]

größe sind. Hier ergibt sich die Schwierigkeit, dem Fenster die zur Überwindung des Atmosphärendruckes erforderliche Festigkeit zu geben. Hierfür geeignete Anordnungen sind von Knoll (119) angegeben, von Knoll und v. Borries (127) sowie von Knoll, Knoblauch und v. Borries (129) später weiterentwickelt. Um die Größe der Oszillogramme auf das erforderliche Maß zu bringen, hat er zur Abstützung der Folie ein Gitter hinter demselben angeordnet. Dies erhält man in einfachster Form dadurch, daß man eine möglichst dünne (etwa 1,5 mm starke) Platte aus hochwertigem Stahl mit eng an-

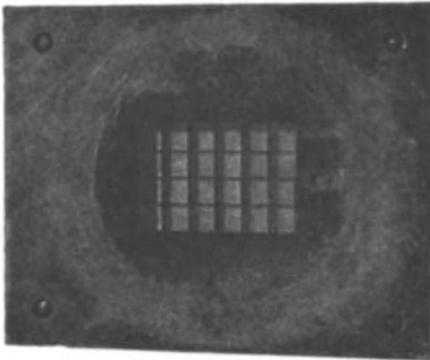


Abb. 79. Lenard-Fenster mit Stützgitter in Aufsicht nach Knoll. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930).]

einandergebohrten Löchern vorliegt. Als besonders zweckmäßig hat sich das in Abb. 78 im Schnitt und in Abb. 79 in der Ansicht von der Vakuumseite wiedergegebene Fenster erwiesen. In dem Eisenrahmen 1 ist das Stützgitter 2 gelagert, dessen Stäbe aus federhartem, hochkantgestelltem Bandstahl von $0,3 \times 4$ mm Querschnitt bestehen. Quer- und Längsträger sind an den Kreuzungsstellen eingesägt und dann ineinander geschoben. Der Abstand der einzelnen Träger voneinander beträgt 1 cm. Über das Gitter ist zur weiteren Abstützung, wie bei der Anordnung von Pauli (178) ein Netz gespannt, das bei einer Drahtstärke von 0,04 mm eine lichte Maschenweite von 0,06 mm besitzt. Als elektronendurchlässige Folie ist Zellon von 0,016 mm Dicke gewählt, das bei den für Röhren mit kalter Kathode üblichen Erregerspannungen von 65 bis 75 kV bereits 50 bis 60% aller auftreffenden Elektronen mit nahezu unverminderter Geschwindigkeit durchtreten läßt. Als Material für die Folien kommt neben Zellon in erster Linie Beryllium in Frage. Die

photographische Schicht, auf die das Oszillogramm unmittelbar niedergeschrieben wird, wird von außen in freier Luft gegen das Lenard-Fenster gelegt. Abb. 80 zeigt die mit einer derartigen Anordnung ausgeführte Aufnahme einer Kurzschlußwanderwelle auf 98 m Freileitung mit Agfa-Röntgenplatte (maximale Schreibgeschwindigkeit 220 km/sec), Abb. 81 die Aufnahme einer Kurzschlußwanderwelle auf 1,1 m langem Luftkabel (maximale Schreibgeschwindigkeit 4800 km/sec).

Ein großflächiges Lenard-Fenster, das den Druck einer Atmosphäre aushält und keines Traggerüstes bedarf, erzielt man durch eine (von außen gesehen) konkave Form des Fensters (Slack 244), z. B. die

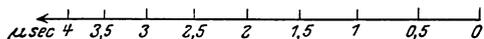
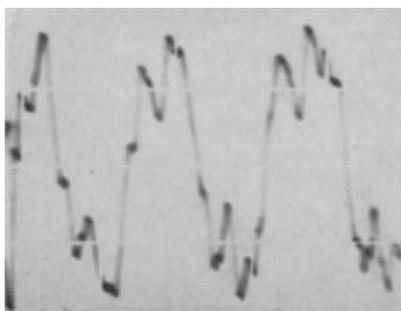


Abb. 80. Aufnahme einer Kurzschlußwanderwelle auf 98 m Freileitung durch Lenard-Fenster mit Stützgitter nach Knoll, Knoblauch und v. Borries. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930).]

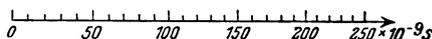
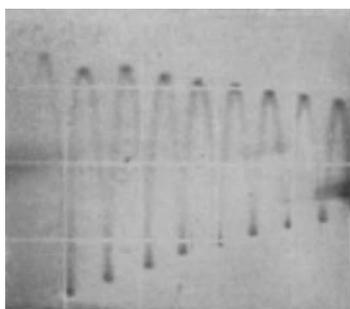


Abb. 81. Aufnahme einer Kurzschlußwanderwelle auf 1,1 m langem Luftkabel durch Lenard-Fenster nach Knoll, Knoblauch und v. Borries. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930).]

Form einer Halbkugel. In diesem Fall liegt es nahe, das Lenard-Fenster aus Glas zu blasen (Dicke etwa 0,005 mm). Um den Geschwindigkeitsverlust beim Durchtritt durch die Glaswand wieder zu kompensieren, kann man dann außerhalb des Rohres nach Slack noch ein elektrisches Beschleunigungsfeld anwenden. Diese Form des Lenard-Fensters bedingt natürlich Bildverzerrungen, so daß Oszillographen dieser Art für genaue Aufnahmen weniger geeignet sind.

3. Durch unmittelbare Schwärzung der photographischen Platte und gleichzeitige Lumineszenzerregung (Wood 280).

Die Intensität der Schwärzung kann man dadurch steigern, daß man, wie in der Röntgentechnik üblich, die photographische Platte mit einer dünnen Schicht lumineszenzfähiger Substanz, z. B. Kalziumwolframat, bestäubt, so daß die Schwärzung sowohl unmittelbar durch die Kathodenstrahlen wie mittelbar durch die von den Phosphoren ausgehenden Lichtstrahlen erfolgt. Nach Angabe von Sommerfeld (246) eignet sich hier-

für besonders gut die Zusammenstellung: Hauff-Röntgenplatte mit Kalziumwolframat (Kahlbaum). Die Bildschärfe wird bei diesem Verfahren allerdings etwas geringer als bei der Kathodenstrahlschwärzung allein. Noch weiter kann man die Empfindlichkeit dadurch steigern, daß man zu doppelgegossenen empfindlichen Filmen und zwei sogenannten Verstärkerfolien Zuflucht nimmt, dann ist allerdings wegen der Absorption in dem Film und den Verstärkerfolien die Anwendung sehr schneller Kathodenstrahlen erforderlich.

4. Mittels der elektrostatischen Kräfte der vom Kathodenstrahl bewirkten Aufladungen isolierter Schirme (P. Selényi 236—238).

Bringt man an Stelle des Luminiszenzschirmes oder der photographischen Platte eine Platte aus gut isolierendem Material, so hinterläßt der über die Platte hinüberstreichende Kathodenstrahl als Spur eine mit elektrischer Ladung geschriebene Kurve, die nach Art der Lichtenbergschen Figuren durch Bestäuben mit einem sogenannten elektroskopischen Pulver (Schwefelmennige) sichtbar gemacht werden kann.

Bei der Verwirklichung des Verfahrens benutzt man als Auffangschirm die Stirnfläche der Braunschen Röhre, deren Außenseite man bestäubt. Um auch bei der Aufnahme schneller Vorgänge genügende Ladungen zu erzielen, muß man Kathodenstrahlen großer Intensität verwenden; es kommen daher nur Glühkathodenröhren für die Anwendung in Frage. Um die Ableitung der Ladungen und ihre Neutralisierung durch positive Ionen zu verhindern, ist beste Isolation und ausgezeichnetes Hochvakuum erforderlich. Durch Anwendung elektrischer Felder in der Nähe der Auffangfläche des Rohres lassen sich die positiven Ionen von dieser leicht wegtreiben. Nach jedesmaliger Aufnahme einer Kurve werden die Ladungen durch gelindes Erwärmen der Glaswand wieder entfernt. Zur besseren Sichtbarmachung der Kurven überzieht man die Stirnfläche der Röhre mit schwarzem Isolierlack.

Die Schreibgeschwindigkeit, die der Strahlintensität proportional zunimmt, beträgt bei einer Kathodenstrahlintensität von 2 A etwa 4000 cm/sec. Eine gewisse Unschärfe der Bilder ist durch die Dicke der Glaswand bedingt.

5. Durch Auslösung von Röntgenstrahlen.

Bekanntlich lösen Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Materie neben Sekundärstrahlen auch Röntgenstrahlen aus, die sich von dem Auftreffpunkt aus nach allen Richtungen strahlenförmig ausbreiten. Diese Erscheinung ist von den Veifa-Werken gemeinsam mit Desauer und Cermak (263) zur Konstruktion eines Oszillographen benutzt worden, der sich von der gewöhnlichen Braunschen Röhre im

wesentlichen dadurch unterscheidet, daß an die Stelle des Leuchtschirmes eine Antikathode getreten ist.

Abb. 82 zeigt ihre Anordnung. *K* ist die Kathode, *D* eine Blende und *A* die Antikathode. Dieser gegenüber befindet sich innerhalb oder außerhalb der Röhre eine für Röntgenstrahlen praktisch undurchlässige Wand *P* aus Blei mit einem Loch *L* und hinter dieser eine photographische Platte oder ein abrollender Film. Von den an der Antikathode ausgelösten Röntgenstrahlen tritt ein eng begrenztes Strahlenbündel durch die Öffnung der Bleiwand hindurch und ruft auf dem Film eine punktförmige Abbildung hervor. Wird nun der Kathodenstrahl in üblicher Weise durch ein elektrisches oder ein magnetisches Feld abgelenkt, so daß er auf eine andere Stelle der Antikathode auftrifft, so verschiebt sich proportional auch die Abbildung auf dem Film. Die Bleiwand mit dem dahinterliegenden Film stellen gewissermaßen die photographische Aufnahmekamera dar. Statt der Bleiwand mit der lochförmigen Öffnung hat Williamson (277) eine kleine Bleikugel in den Strahlengang der Röntgenstrahlen gesetzt. Es schreibt dann der Schatten der Bleikugel die Kurvenform nieder.

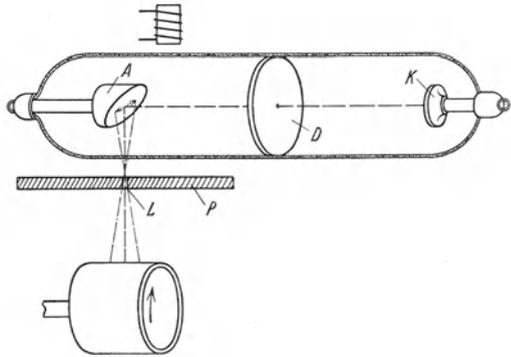


Abb. 82. Anordnung der Veifa-Werke, Dessauer und Cermak zur Kurvenaufnahme mittels der Auslösung von Röntgenstrahlen. (D.R.P. 287 287.)

Von einer praktischen Einführung dieser Oszillographen ist bisher nichts bekannt geworden.

6. Durch Ausnutzung der ionisierenden Wirkung der Kathodenstrahlen.

Um die ionisierende Wirkung der Kathodenstrahlen zur Messung der Ablenkung der Strahlen oder in anderer Weise für die Braunschen Röhren nutzbar zu machen, hat man kleine Ionisationskammern gebaut, die man entweder in der Röhre selbst an Stelle des Leuchtschirmes oder bei Anwendung von Lenard-Röhren hinter dem Lenard-Fenster anordnete. Die Ionisierungskammer, in der sich ein kleiner Plattenkondensator befindetet, wird zweckmäßig hinter einem Schlitz in dem Schirm der Braunschen Röhre derart angebracht, daß der Kathodenstrahl, sobald er den Schlitz überschreitet, parallel zu dem Plattenpaar durch den Kondensator hindurchtritt und die Luft

oder Gasreste in der Kammer ionisiert. Da nun in der Kathodenstrahlröhre dauernd Gas ionisiert ist, so ist auch zwischen den Platten des Kondensators selbst bei sehr engem Eingangsschlitz zur Kammer immer, auch dann, wenn der Kathodenstrahl nicht in die Ionisationskammer fällt, eine gewisse Leitfähigkeit vorhanden, die die Messung stören kann. Schließt man daher den Schlitz gegen den Kathodenstrahlraum durch ein Lenard-Fenster ab, so werden durch dieses zwar die Kathodenstrahlen hindurchdringen, die schädlichen Gasionen aber von der Ionisationskammer ferngehalten.

Lübcke (144) hat eine solche Anordnung zur punktweisen Aufzeichnung von Wechselstromkurven nach einer dem Joubertschen Verfahren ähnlichen Methode (vgl. S. 146) verwandt und dabei die Ionisationskammer als Kontaktmacher in Verbindung mit einem rotierenden Kathodenstrahl benutzt. Bei Anwendung mehrerer nebeneinander angeordneter Ionisationskammern kann man die Größe der Ablenkung des Strahles messen, indem man die einzelnen Kammern als Relais verwendet (Selényi 236).

II. Kontinuierliche Kurvenaufnahme.

1. Allgemeines.

Eines der wichtigsten Anwendungsgebiete der Braunschen Röhre ist die Aufnahme des funktionellen Zusammenhanges zweier Größen, insbesondere die Aufnahme der Abhängigkeit einer Größe von der Zeit. Da die hier entwickelten Methoden mehr oder weniger auch die Grundlage für die Methoden der anderen Anwendungsgebiete geworden sind, so sollen die Mittel zur Auflösung der Kathodenstrahlbahn nach Zeit hier in einem besonderen Kapitel zusammengefaßt werden, während die Verfahren zur Aufnahme der Abhängigkeit zweier physikalischer Größen voneinander in dem Abschnitt über die Anwendungen der Braunschen Röhre behandelt werden.

Die Beziehung zweier Größen zueinander kann in jedem beliebigen Koordinatensystem, z. B. in Cartesischen Koordinaten, in Polarkoordinaten oder in Kreiskoordinaten dargestellt werden, am üblichsten ist die Darstellung in rechtwinkligen Koordinaten.

Im allgemeinen bedient man sich zur Darstellung der elektrischen und magnetischen Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen, indem man durch jede der beiden Größen, deren Beziehung man aufnehmen will, ein Ablenkungsfeld senkrecht zur Richtung des Strahles erzeugt. Aus Gl. (35) und (48) (S. 42) folgt, daß die Ablenkung sowohl durch ein elektrisches wie durch ein magnetisches Feld der Spannung bzw. dem Strom proportional ist. Die Bahn des Kathodenstrahles gibt daher die Beziehung zweier dieser Größen getreu wieder. Aus Gl. (35) folgt nun

weiter, daß bei Anwendung elektrostatischer Ablenkungsfelder die Ablenkung der Beschleunigungsspannung V umgekehrt proportional ist. Man kann daher zur Darstellung der Charakteristik einer Größe auch die Geschwindigkeit der Elektronen durch eine der aufzunehmenden Größe proportionale Spannung beschleunigen, wenn der Kathodenstrahl gleichzeitig durch ein konstantes elektrisches Feld abgelenkt wird (Lilienfeld 142). Damit der Kathodenstrahl bei dieser Anordnung bei kleinen Spannungen, also geringen Geschwindigkeiten nicht über den Rand des Leuchtschirmes hinauswandert, muß man die aufzunehmende Spannung mit einer Gleichspannung entsprechender Stärke in Reihe schalten, z. B. der Anodengleichspannung der Röhre überlagern. Dadurch ist auch die Möglichkeit der Aufnahme von Wechselfspannungen gegeben. Für die Beeinflussung des Strahles durch die zweite Größe in erster Linie also zur Zeitauflösung lassen sich bei diesem Verfahren elektrische oder magnetische Felder in der sonst üblichen Weise nicht verwenden, da wegen der Änderung der Elektronengeschwindigkeit während der Aufnahme die Zeitablenkung nicht nur eine Funktion der Zeit, sondern auch eine Funktion der aufzunehmenden Größe wäre, woraus sich Verzerrungen der Kurvenform ergeben. Es kommt daher im wesentlichen neben mechanischen Mitteln zur Zeitauflösung (vgl. S. 117), womit die Methode auf die Aufnahme niederfrequenter Vorgänge beschränkt wäre, als einziges elektrisches Mittel zur verzerrungsfreien Zeitauflösung wohl nur die Anwendung eines synchronen elektrischen Drehfeldes konstanter Amplitude in Frage, das von Dye (57) angewandt worden ist (vgl. S. 143). Bei diesem Verfahren ist die Zeitablenkung der Winkelgeschwindigkeit des Drehfeldes proportional jedoch unabhängig von der Geschwindigkeit der Elektronen. Ein praktisch wichtiges Anwendungsgebiet dieser Verfahren dürfte die Aufnahme oder Messung von Hochspannungen sein (Wolfke 279). Vgl. auch die Anwendung der Braunschen Röhre zur Quotientenmessung (S. 178).

Die Aufzeichnung der Kurven erfolgt bei fast allen Methoden kontinuierlich; Verfahren zur punktweisen Aufzeichnung, ähnlich wie bei der Anordnung mit der Joubertschen Scheibe, sind von Lübcke (144, 145) angegeben (vgl. S. 146—147).

2. Auflösung der Kathodenstrahlbahn nach der Zeit.

a) Mechanische Mittel.

α) **Gradlinige mechanische Verschiebung der photographischen Platte senkrecht zur Ablenkung des Kathodenstrahles.** Diese schon von Heß (89) angewandte Methode besteht darin, daß die photographische Platte mit einer Geschwindigkeit, die etwa in der Größenordnung der Ablenkungsgeschwindigkeit des Kathodenstrahles liegt, möglichst senkrecht zur

Ablenkung des Strahles, der bei ruhender Platte im allgemeinen eine gerade Linie auf ihr schreiben würde, fortbewegt wird. Die Methode kommt, wie alle mit mechanisch bewegten Teilen arbeitenden Mittel nur für die Aufnahme sehr langsamer Vorgänge in Frage. Die Grenze für die Auflösung des Kurvenverlaufes einer periodischen Schwingung mit Hilfe einer mechanisch bewegten Platte bildet nach Zenneck (289) ungefähr eine Periodenzahl von 1100 sec.

Wird die photographische Platte nach Heß in das Vakuum gebracht, so daß die Kathodenstrahlen unmittelbar die Platte schwärzen, so ist die konstruktive Lösung der Aufgabe recht schwierig. Entweder man steuert die Platte von außen mit einem Magneten oder Elektromagneten,

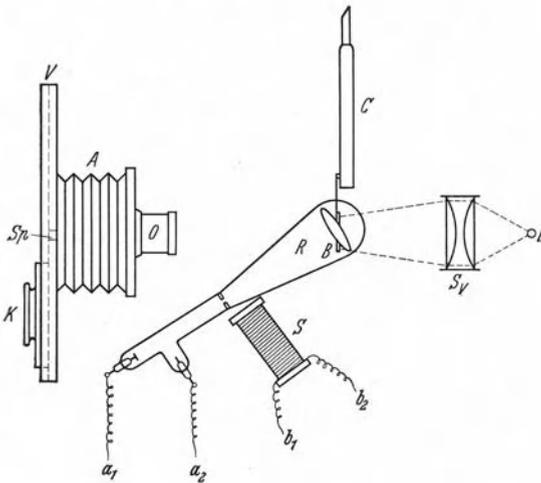


Abb. 83. Aufnahmevorrichtung von Wehnelt und Donath.
[Aus: Wied. Ann. Bd. 69 (1899).]

Außenaufnahme angewandt, indem sie den Kathodenstrahl auf einen ruhenden Leuchtschirm auffallen ließen, das Lichtband von außen photographierten und nun die photographische Platte innerhalb der Kamera A mit einer Schlittenvorrichtung V der Zeit proportional an einem Spalt Sp vorüberführten. Abb. 83 zeigt die von ihnen benutzte Anordnung. Die Aufnahme erfolgt schräg von der Vorderseite. Zur gleichzeitigen Aufnahme einer Zeitlinie neben der Schwingungskurve diente eine unter der Braunschen Röhre in derselben Vertikalebene wie der Lichtpunkt auf der lumineszierenden Scheibe und normal zur optischen Achse angebrachte Lochblende B, die von einer Stimmgabel C in Schwingungen versetzt wurde und durch die ein Lichtstrahl von der Lichtquelle L in die Kamera fiel. Es ist bei dieser Methode natürlich erforderlich, eine Leuchtsubstanz zu wählen, die kein wesentliches Nachleuchten zeigt. Eine Aufnahme mit dieser Anordnung ist in Abb. 84 wiedergegeben.

oder man läßt die Platte nach Auslösung mittels eines Relais im freien Falle oder auf einer schiefen Ebene senkrecht zu den Kathodenstrahlen vorübergleiten. Nach der Aufnahme einer oder mehrerer Platten ist die Öffnung des Vakuums und die Auswechslung der Platten erforderlich, womit viel Zeit verloren geht. (Mittel zum Ein- und Ausführen der Platten vgl. S. 108.)

Wehnelt und Donath (272) haben deswegen die

Zenneck (289) hat die Anordnung durch Konstruktion einer besonderen, von einem Motor angetriebenen Abziehvorrückung für die Platte vervollkommen und damit vor allen Dingen die Geschwindigkeit der Zeitauflösung erhöht und auf die oben genannte Grenzgeschwindigkeit gebracht. Die Kopplung des dauernd laufenden Motors mit der Abziehvorrückung und das Ausrücken nach der Aufnahme erfolgt über ein Zahnrad mit abgestuften und teilweise ausgefrästen Zähnen, so daß das Rad nahezu stoßfrei anläuft. Mit der Achse der Abziehvorrückung ist ein rotierender Umschalter verbunden, der zur Auslösung der aufzunehmenden Vorgänge dient.

β) Rotierende Filmtrommel. Statt der in einer Schlittenvorrichtung geradlinig bewegten photographischen Platte kann man sowohl für die Außen- wie für die Innenphotographie auch die rotierende Filmtrommel oder die Abwicklung eines Filmbandes von einer Vorrattstrommel auf eine zweite Trommel benutzen. Für die Innenaufnahme sind hierfür besondere von Kock, Dufour, Matthias und anderen angegebene Vorrichtungen erforderlich (vgl. die folgenden Abschnitte und DI 2a u. b S. 106—111).

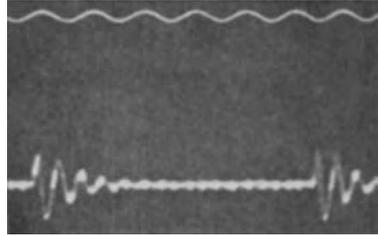


Abb. 84. Beispiel einer Kurvenaufnahme mit der Anordnung von Wehnelt und Donath. [Aus: Wied. Ann. Bd. 69 (1899).]

γ) Rotierender Spiegel (Braun 29). Stellt man den zweckmäßig mit einem Synchronmotor angetriebenen rotierenden Königschen Spiegel mit seiner Achse parallel zum Lichtband, so erscheint dieses im Spiegel der Zeit proportional aufgelöst. Die Methode ist sehr einfach und zweckmäßig zur unmittelbaren Beobachtung nicht zu schneller Vorgänge (Frequenzen bis zu einigen 10000). Für die photographische Aufnahme reicht die Lichtintensität im allgemeinen nicht aus, so daß man die so beobachteten Kurven früher vielfach von Hand nachgezeichnet hat.

δ) Rotierende doppelte archimedische Spirale (F. C. Kock 131, 132). Im Innern des Braunschenschen Rohres (Abb. 85) ist eine Trommel 6, deren Leitlinie, wie bei dem Siemensschen Schleifenoszillographen, nach einer doppelten archimedischen Spirale verläuft, gelagert und wird von außen durch die Wandung des Rohres elektromagnetisch in Rotation versetzt. Der Radiusvektor dieser Spirale wächst proportional dem Drehwinkel, so daß einem auf diese Trommel fallenden Lichtfleck eine Verschiebung proportional der Zeit erteilt wird, sobald die Trommel rotiert. Die entsprechend der Spirale gewölbten Flächen sind mit einem Leuchtschirm bedeckt. Die Achse der Trommel ist in zwei kleinen Kugellagern 7 gelagert und trägt einen Eisen-

anker 8, der von einem Elektromagneten mit entsprechend geformten Polschuhen mitgenommen wird. Bei Drehung des auf der Achse des Elektromotors 9 sitzenden Elektromagneten 10, der durch Schleifringe 11 seinen Strom zugeführt erhält, folgt der Leuchtschirm der Tourenzahl des Motors. Zweckmäßig wird außer einem Gleichstrommotor ein Synchronmotor angebracht, so daß bei Erreichung des Synchronismus dieser an Stelle des Gleichstrommotors eingeschaltet wird. Eine gleiche Drehung der Trommel im Vakuum kann auch dadurch erreicht werden, daß im Glasgefäß auf der Achse ein leichter Rotor eines Drehstrommotors angeordnet wird, während der Stator außen auf der Glaswand befestigt wird. Um die Einwirkung des Streufeldes des Elektromagneten auf den Kathodenstrahl aufzuheben, ist die ganze Rotationsvorrichtung in einem aus mehreren Eisenschalen mit Luftzwischenraum bestehenden Gehäuse 13 untergebracht. Zwi-

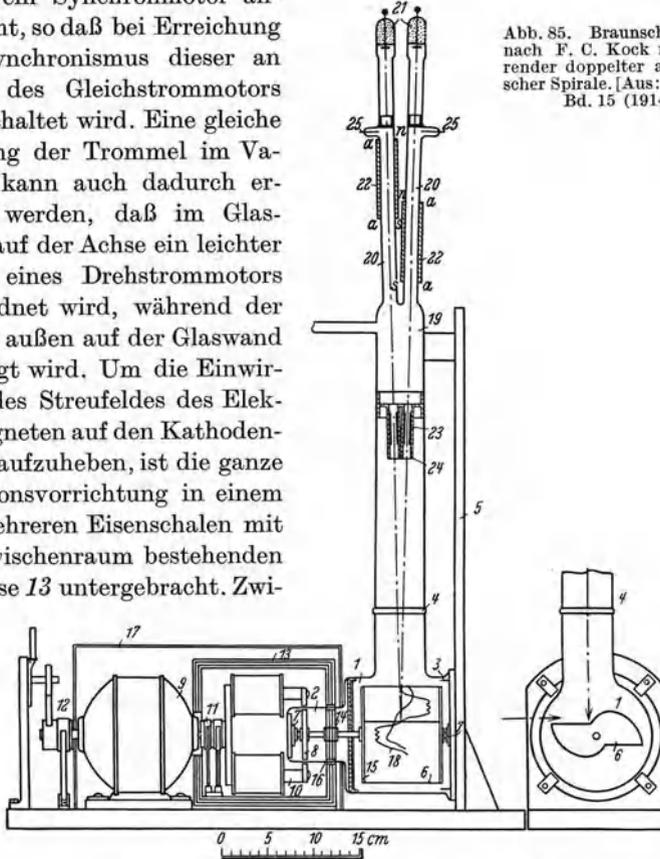


Abb. 85. Braunsche Röhre nach F. C. Kock mit rotierender doppelter archimedischer Spirale. [Aus: Physik.Z. Bd. 15 (1914).]

schen den Eisenschalen befindet sich eine Schale aus Kupfer, gleichfalls zur Beseitigung des Streufeldes.

ε) **Rotation der photographischen Platte um die Achse des ruhenden Kathodenstrahles in einer Ebene senkrecht zur Achse (Grix 83).** Dieses für Schleifenzillographen schon von Chubb¹⁾ angewandte Verfahren ergibt die aufgenommenen Kurvenformen in Polarkoordinaten. Die photographische Platte wird bei der Anordnung von Grix, der wie Wehnelt und Donath das auf dem Leuchtschirm erscheinende Licht-

¹⁾ Chubb, L. W.: Electr. J. Bd. 11 (1914) S. 91 u. 262.

band von außen fotografiert, senkrecht zur Achse des Rohres gestellt und von einem Synchronmotor in Rotation versetzt, dessen Achse genau in die Verlängerung des unabgelenkten Kathodenstrahles eingestellt wird. Zwischen Platte und Leuchtschirm befindet sich das optische System. Je nach der Polzahl des Synchronmotors erhält man auf der Platte ein oder mehrere Perioden. Bei gleicher Frequenz des Wechselstromes und der Platte erhält man als Spur einer rein sinusförmigen Welle auf der Platte eine Kreisbahn, die durch den Nullpunkt geht. Während jeder Periode wird die Kreisbahn doppelt durchlaufen. Für die zweite Harmonische besteht die Bahn aus vier symmetrischen Schleifen, die sich im Nullpunkt berühren. Allgemein gilt, daß die n te Harmonische $2n$ -Schleifen ergibt, wenn n eine gerade Zahl ist, und n doppelt geschriebene Kurven, wenn n eine ungerade Zahl ist. Bei der Aufnahme der



Abb. 86. Kurvenaufnahmen in Polarkoordinaten mittels rotierender photographischer Platte nach Grix. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 42 (1921).]

in Abb. 86 wiedergegebenen Kurven, die einen rein sinusförmigen und einen höhere Oberschwingungen enthaltenden Wechselstrom darstellen, hatte der Synchronmotor zwei Polpaare, so daß die photographische Platte mit der doppelten Frequenz des Wechselstromes rotierte. Von den vier Blättchen, welche auf jeder Abbildung zu sehen sind, entspricht jedes einer Halbperiode. Das Verfahren ist nicht nur zur Aufnahme von Kurvenformen, sondern auch zur Ermittlung von Phasenwinkeln und zur Bestimmung von Leistungen von Grix (83) angewandt (s. S. 177). Nimmt man zwei Kurven auf derselben Platte auf, so ist der Phasenwinkel gleich dem Winkel, den die beiden im Nullpunkt an die beiden Kurven gelegten Tangenten miteinander bilden. Weitere Einzelheiten siehe außer in der Originalarbeit auch bei Mac Gregor-Morris und Mines (147).

§) Rotation der Ablenkungssysteme. Mac Gregor-Morris und F. Ramsay (148) haben auf mechanischem Wege die Ablenkungsfelder um

die Achse der ruhenden Braunschen Röhre rotieren lassen und auf diesem Wege ebenfalls Kurven in Polarkoordinaten aufgenommen. Abb. 87 zeigt ihre Anordnung. Die Ablenkungsspulen G , sowie die Ablenkungskondensatoren H liegen außerhalb der Braunschen Röhre A auf einem coaxialen Zylinder DD' , der von einem Synchronmotor E angetrieben wird. Strom und Spannung werden über Schleifbürsten F zugeführt. Zur gleichzeitigen Aufnahme von Strom- und Spannungskurven sind die Schleifringe und Schleifbürsten derart angeordnet, daß während einer halben Umdrehung die Ablenkungsspulen in den Stromkreis ein-

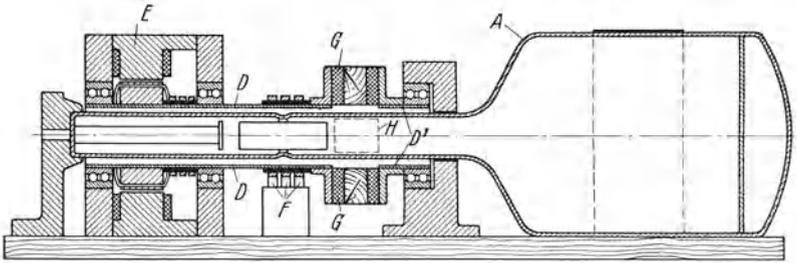


Abb. 87. Braunsches Rohr mit mechanisch rotierenden Ablenkungssystemen nach Mac Gregor-Morris und Ramsay. (Brit. P. S. 198765.)

geschaltet sind, während der Ablenkungskondensator während der anderen halben Umdrehung an der Spannung liegt.

b) Elektrische Mittel.

Bei den bisher angegebenen Verfahren wird die Zeitkoordinate dadurch gewonnen, daß die Spur des Kathodenstrahles, die im allgemeinen als eine gerade Linie erscheint, mittelbar durch die Bewegung der Platte, die Rotation der Ablenkungssysteme oder die Rotation des Spiegels aufgelöst wird. Eine unmittelbare Auflösung nach der Zeit erhält man dadurch, daß man dem Kathodenstrahl selbst eine zweite Ablenkung erteilt, die möglichst senkrecht zu der durch den aufzunehmenden Vorgang bewirkten Ablenkung erfolgen soll.

α) Kurvenaufnahme mit Hilfe Lissajouscher Figuren. α_1) Hilfsgröße bekannter, aber der Zeit nicht proportionaler (sinusförmiger) Kurvenform (Braun²⁹, Ryan²²²). Es wird entweder ein Hilfsstrom durch ein zweites zu dem ersten senkrecht stehendes Spulenpaar geschickt oder eine elektrische Wechselspannung an ein Plattenpaar angelegt, deren Ebenen senkrecht zur Achse des magnetischen Ablenkungsfeldes oder senkrecht zu den Ebenen eines zweiten Ablenkungsplattenpaares stehen. Ist die Frequenz des aufzunehmenden Vorganges gleich oder ein ganzes Vielfaches der Frequenz der Hilfsgröße, so erhält man auf dem Leuchtschirm geschlossene stehende Figuren (Lissajous-

Figuren), aus denen man die Kurvenform der gesuchten Wechselgröße zwar nicht unmittelbar ersehen, aber durch Umzeichnen leicht ermitteln kann, wenn man den zeitlichen Verlauf der Hilfsgröße kennt. Verläuft diese sinusförmig, so gibt der mittlere Teil der Lissajous-Figur, da die Sinuskurve beim Durchgang durch die Nulllinie nahezu geradlinig ist, die wirkliche Kurvenform mit großer Annäherung wieder. Man kann sich daher nach Seefehlner (235) bereits ein nahezu getreues Bild von dem ganzen Schwingungsverlauf machen, wenn man mehrere Lissajous-Figuren bei verschiedenen Phasenverschiebungen aufnimmt und aus jeder nur den mittleren Teil betrachtet. Eine genaue Überführung der

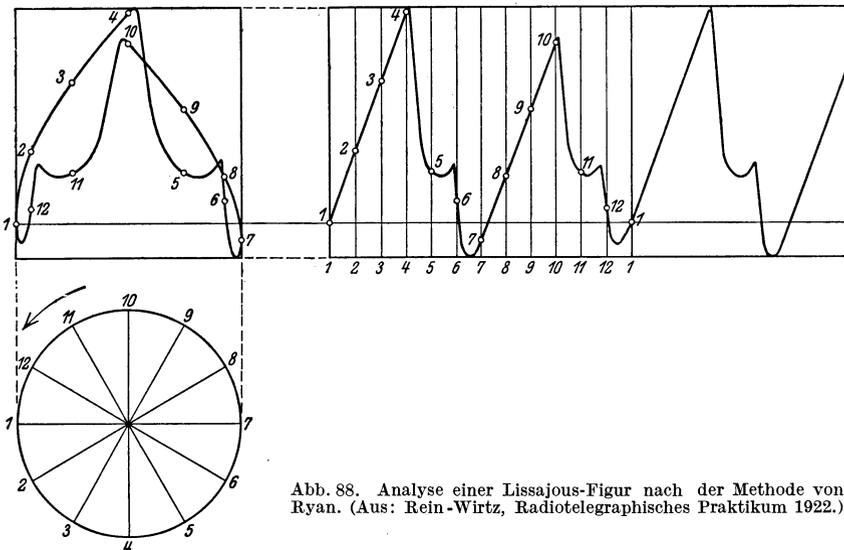


Abb. 88. Analyse einer Lissajous-Figur nach der Methode von Ryan. (Aus: Rein-Wirtz, Radiotelegraphisches Praktikum 1922.)

geschlossenen Kurven in periodische Funktionen der Zeit erhält man nach Ryan (222) mit Hilfe eines sinoidal geteilten Maßstabes. In Abb. 88 ist als Beispiel eine derartige Analyse durchgeführt. Unterhalb der Lissajous-Figur (Ablenkung durch die Hilfsgröße in Richtung der Horizontalen) zeichnet man einen Kreis, dessen Durchmesser gleich der Breite der Figur ist, und teilt den Umfang des Kreises in eine Anzahl gleicher Abschnitte (z. B. 12). Durch die Teilpunkte sind Senkrechte zu legen, die die Lissajous-Figur in den Punkten 1 bis 12 schneiden. Trägt man dann die Abstände der Schnittpunkte von der Grundlinie als Ordinaten über einer in gleiche Teile geteilten Abszissenachse auf, so erhält man die gesuchte Kurve. Auch bei dieser Umzeichnung werden noch die mittleren Teile der Lissajous-Figur genauer wiedergegeben, als die in der Nähe der die Figur begrenzenden Senkrechten gelegenen. Durch eine zweite Aufnahme mit einer Hilfsgröße anderer Phase ist dieser Mangel wieder leicht zu beheben. Wiederholt man z. B. die Aufnahme

bei um 90° phasenverschobener Hilfsgröße, so rückt der Teil der Kurve, der vorher auf die Enden fiel, in die Mitte, wo sein zeitlicher Verlauf genau bestimmbar ist. Man entnimmt dann der ersten Aufnahme die Beträge etwa von 45° bis 135° , der zweiten die Ergänzung. Zur Phasenänderung benutzt man entweder einen Phasenvariator oder einen Schwingungskreis, an dessen verschiedenartigen Wechselstromwiderständen man die geeignete Ablenkungsspannung abgreift.

Der große Vorzug der Kurvenaufnahme mit Hilfe Lissajousscher Figuren und einer rein sinusförmigen Hilfsgröße gleicher Frequenz, besteht darin, daß es sehr leicht ist, diese Hilfsgröße mit Hilfe lose gekoppelter abgestimmter Schwingungskreise derselben Energiequelle zu entnehmen, welche den aufzunehmenden Vorgang speist.

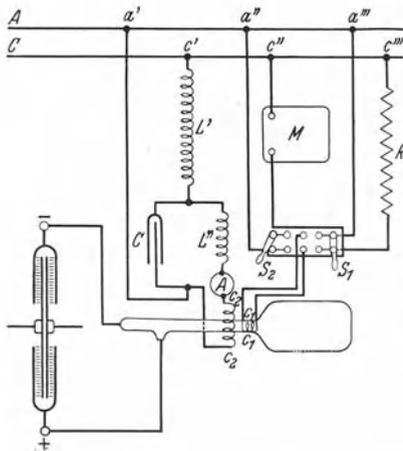


Abb. 89. Anordnung von Ryan zur Aufnahme Lissajousscher Figuren. (Aus: Hausrath, Apparate und Verfahren zur Aufnahme und Darstellung von Wechselstromkurven. Leipzig 1913.)

Abb. 89 zeigt die Anordnung von Ryan. Von der Leitung AC , die den Apparat M speist, ist die Schaltung zur Erzeugung des sinusförmigen Hilfsstromes bei $a'c'$ abgezweigt. Die von diesem durchflossenen Ablenkungsspulen c_2c_2 liegen in dem Resonanzkreis $L''C$, der durch die Kapazität C mit dem am Netz liegenden ebenfalls auf die Netzfrequenz abgestimmten Kreis CL' gekoppelt ist. Durch die Schalter S_1S_2 wird die Ablenkungsspule c_1 zur Aufnahme der Stromkurve in Reihe mit M , zur Aufnahme der Spannungskurve in Reihe mit R geschaltet.

Statt der sinusförmigen Hilfsgröße kann man auch eine Hilfsgröße beliebiger Kurvenform wählen, doch ist es dann erforderlich, die Kurvenform genau zu kennen. Die Analyse ist, wenn es sich nicht um eine aus geradlinigen Teilen zusammengesetzte, z. B. rechteckige Kurvenform handelt, entsprechend schwierig. Handelt es sich um die Aufnahme des zeitlichen Verlaufes der Amplitude einer modulierten Schwingung, so muß die Frequenz der Hilfsgröße gleich der Modulationsfrequenz sein (Mauz und Zenneck 158).

Statt der sinusförmigen Hilfsgröße kann man auch eine Hilfsgröße beliebiger Kurvenform wählen, doch ist es dann erforderlich, die Kurvenform genau zu kennen. Die Analyse ist, wenn es sich nicht um eine aus geradlinigen Teilen zusammengesetzte, z. B. rechteckige Kurvenform handelt, entsprechend schwierig. Handelt es sich um die Aufnahme des zeitlichen Verlaufes der Amplitude einer modulierten Schwingung, so muß die Frequenz der Hilfsgröße gleich der Modulationsfrequenz sein (Mauz und Zenneck 158).

Eine mechanisch-elektrische Analyse stehender Lissajousscher Figuren, die mit einer Hilfsgröße bekannter Zeitabhängigkeit aufgenommen sind, kann man nach dem Wilmotteschen Umzeichnungsverfahren (S. 104) ausführen. Es werden hierbei bekanntlich die Ablenkungssysteme während der Aufnahme periodisch für kurze Zeit von

der aufzunehmenden Spannung und der Zeitablenkungsspannung abgeschaltet und dafür an zwei einstellbare Gleichspannungen angeschlossen. Außer der Kurve erscheint dann auf dem Schirm ein isolierter Leuchtfleck, dessen Lage man durch Änderung der Gleichspannungen verschieben kann. Die Gleichspannungen greift man an Potentiometern ab und koppelt mechanisch mit den Schleifkontakten einen Schreiber. Ist die Lissajous-Figur nun z. B. mit einer sinusförmigen Hilfsspannung aufgenommen, so braucht man nur der mechanischen Kopplung des einen Potentiometers eine Übertragungseinrichtung zu geben, die eine sinusförmige Skala in eine geradlinige überträgt.

Will man aus einer mit sinusförmiger Hilfsspannung aufgenommenen Lissajous-Figur die Größe der harmonischen Oberschwingungen kennen, so bedient man sich zweckmäßig hierzu eines von Wiebusch (275) angegebenen besonderen Planimeters, das bis zur zehnten Harmonischen brauchbare Werte liefert. Man erspart auf diese Weise die vorherige Analyse der Kurve.

α_2) Hilfsgröße proportional dem Differentialquotienten der gesuchten Wechselgröße (H. Yagi 282, F. F. Martens 152). Ist die Energie des aufzunehmenden Vorganges zu gering oder verbietet es sich aus anderen Gründen, eine sinusförmige Hilfsgröße von ihr abzuleiten, tritt dagegen an irgendeiner Stelle der Anordnung eine Größe auf, die dem ersten zeitlichen Differentialquotienten der aufzunehmenden Größe proportional ist, so kann man diese für die Zeitablenkung verwenden (Yagi 282) und nach Martens (152) den zeitlichen Stromverlauf in folgender Weise berechnen. Es ist:

$$y = f(t), \quad (59)$$

$$x = \frac{1}{\beta} f'(t), \quad (60)$$

wo β eine Konstante ist. Daraus ergibt sich:

$$\beta dt = \frac{dy}{x}. \quad (61)$$

Man kann danach bis auf den konstanten Faktor β die Zeit dt berechnen, welche der Lichtfleck braucht, um das Kurvenstück zu durchlaufen, dessen Projektion auf die y -Achse gleich dy , dessen mittlerer Abstand von der y -Achse gleich x ist. Bei der Ausführung verfährt man zweckmäßig so, daß man für eine Anzahl nahe benachbarter Punkte 1, 2, 3, . . . k usw. die Ordinaten $y_1, y_2, y_3, \dots, y_k$ usw. und die Abszissen $x_1, x_2, x_3, \dots, x_k$ usw. bestimmt und dann nach der Gleichung:

$$\beta t_k = \sum_2^k \frac{y_k - y_{k-1}}{\frac{1}{2}(x_k + x_{k-1})} \quad (62)$$

für alle Punkte k bis auf den Faktor β die Zeit t_k berechnet, zu welcher der Lichtfleck die Stelle k überschreitet. Für den Punkt I ist die Zeit $t = 0$ gesetzt. Erstreckt man die rechtsstehende Summe über die ganze Kurve, so erhält man das Produkt βT . Die Analyse der resultierenden Bewegung des Lumineszenzfleckes ergibt dann gleichzeitig die beiden unbekanntenen Größen. Die Phase ωt_k , in welcher der Punkt k durchlaufen wird, erhält man aus der Beziehung:

$$\omega t_k = \frac{\beta \cdot t_k}{\beta \cdot T} \cdot 360^\circ. \quad (63)$$

Bei der praktischen Durchführung des Verfahrens kann man beispielsweise den Strom, dessen Kurvenform man aufnehmen will, durch die Ablenkspulen des Rohres und in Reihe hiermit durch eine größere möglichst widerstandsfreie Induktionsspule schicken, an deren Enden man den Ablenkungskondensator des Rohres legt. Man erhält dann außer der Kurvenform des Stromes gleichzeitig die Kurvenform der Spannung an der Spule.

Ist die aufzunehmende Größe und damit die Ablenkung y während der Periode zeitweise konstant, so besteht das von der Braunschen Röhre gelieferte Bild aus einem Kurvenzug mit einem verstärkt hervortretenden Punkt auf der Y -Achse, wo der Leuchtfleck wegen der Stromkonstanz ruht. In diesem Fall erhält man für die Phasen unbestimmte Werte. Ist indessen die Periode des Vorganges anderweitig bekannt, so kann man die Dauer des Stillstandes, falls nur ein einziger während einer Periode auftritt, berechnen (Joos und Mauz 107).

Das Martenssche Verfahren kann gelegentlich, besonders bei der Aufnahme nicht periodischer Vorgänge, nützlich sein, ist bisher jedoch wegen der umständlichen Kurvenauflösung wenig angewandt.

Für den Fall, daß es nur daraufankommt, ungefähr zu wissen, welche Harmonischen in dem Wechselstrom außer der Grundschwingung vertreten sind, welches ihre Amplitude und Phase ist, haben Casper, Hubmann und Zenneck (43) eine Art Atlas geschaffen, aus dem man in den wichtigsten Fällen einen ersten Überblick gewinnt.

Eine graphische Methode zur Auswertung der $(i, di/dt)$ -Kurve, die dem Martensschen Verfahren ähnlich ist, ist von Joos und Mauz (107) angegeben.

Ist L die Selbstinduktion, an der die Spannung für die der zeitlichen Ableitung di/dt proportionale Ablenkung x abgegriffen wird, q ein Proportionalitätsfaktor und y die dem Strom i proportionale Ablenkung, so ist die Gleichung der aufgenommenen Kurve:

$$x = qL \frac{di}{dt} = f(i) = f(y). \quad (64)$$

Gesucht ist die Gleichung

$$i = F(t). \quad (65)$$

In Gl. (64) lassen sich die Veränderlichen trennen zu:

$$qL \frac{di}{f(i)} = dt, \quad (66)$$

hieraus

$$t = qL \int \frac{di}{f(i)} + \text{const.} \quad (67)$$

Die Konstante legt nur den Anfangspunkt der Zeitrechnung fest und kann daher gleich Null gesetzt werden. Aus Gl. (67) ersieht man, daß man die gesuchte Kurve $i = F(t)$ bis auf den Maßfaktor qL erhält, wenn man zunächst aus der aufgenommenen Kurve $x = f(y)$ die Kurve:

$$x^1 = \frac{1}{x} = \frac{1}{f(i)} \quad (68)$$

konstruiert und diese integriert. Praktisch geht man bei der Integration, wenn man sie graphisch ausführt, folgendermaßen vor: Die Kurve $x^1 = 1/f(y)$ gibt für jedes y die Neigung der gesuchten Integralkurve an. Teilt man nun die y -Achse zwischen $y = 0$ und $y = a$ (maximale Ablenkung) in eine Anzahl beliebiger Intervalle, so stellen die zu den Intervallmittelpunkten $1, 2, 3, \dots$ gehörigen Ordinaten ein annäherndes Maß für die mittlere Neigung der Integralkurve im Intervall dar, wobei die Annäherung durch Verkleinerung der Intervalle beliebig weit getrieben werden kann. Projiziert man diese Ordinaten (s. Abb. 90, in der das Verfahren für den Fall dargestellt ist, daß die mit der Braunschen Röhre aufgenommene Kurve ein Kreis ist) auf die x -Achse nach $1', 2', 3', \dots$, und verbindet man den Punkt -1 der y -Achse (P) mit $1', 2', 3', \dots$, so hat die jeweilige Verbindung $P 1', P 2', P 3', \dots$ die mittlere Richtung der Tangente der Integralkurve in dem betreffenden Intervall. Zur Zeichnung der Integralkurve zieht man durch den Ursprung O eine Gerade parallel $P 1'$ bis zur Grenze des ersten Intervalls, von da bis zur nächsten Intervallgrenze ein Geradenstück parallel $P 2'$ usw.

Bisher war angenommen, daß der Ohmsche Widerstand der Induktionsspule L zu vernachlässigen ist. Ist dies nicht der Fall, so nimmt die Gl. (64) die Form an:

$$q \left(L \frac{di}{dt} + R i \right) = f(i) \quad (69)$$

und

$$t = qL \int \frac{di}{f(i) - qRi}, \quad (70)$$

d. h. das Bild auf dem Schirm der Braunschen Röhre hat eine Scheerung um die Gerade $c = Ri$ erfahren. Man kann, um den Einfluß von R zu vermeiden, die Spule L mit einer zweiten Spule induktiv koppeln und von dieser die Spannung zur Ablenkung abnehmen. Anstatt L tritt dann die Wechselinduktivität L_{12} .

Die Methode von Joos und Mauz läßt sich dahin vereinfachen (Plendl 180), daß man unmittelbar die aus der aufgenommenen Kurve für aufeinanderfolgende nahe benachbarte Werte y abgelesenen Werte $x = di/dt$ als Tangenten der zu ermittelnden Kurve von Intervall zu Intervall stetig aneinander reiht.

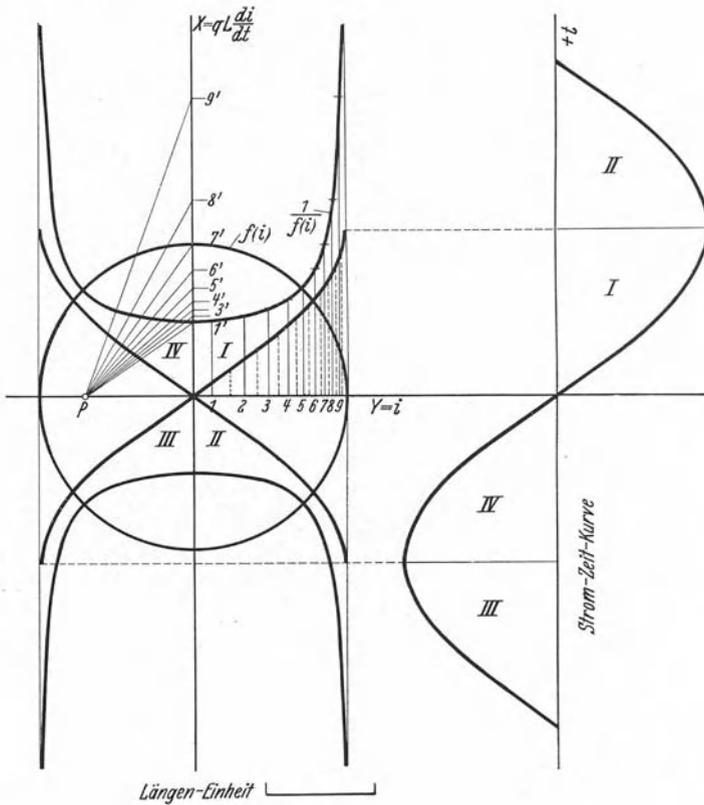


Abb. 90. Graphische Analyse von i , $\frac{di}{dt}$ -Kurven nach Joos u. Mauz. [Aus: Jb. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 19 (1922).]

β) Gradlinige proportionale Zeitablenkung. Will man die Kurvenformen der Zeit proportional unmittelbar sichtbar aufnehmen, so daß sich die nachträgliche Auflösung der Figuren erübrigt, so muß man zur Zeitablenkung des Kathodenstrahles ein mit der Zeit linear veränderliches Feld benutzen. Dazu bedarf man eines Stromes oder einer Spannung, die der Zeit proportional sind.

β₁) Erzeugung eines zeitproportionalen Stromes mit Hilfe der Verschiebung eines Schleifkontaktes längs eines strom-

durchflossenen Widerstandsdrahtes (Zenneck 284). Abb. 91 gibt die Anordnung wieder. Das eine Ende der Ablenkungsspule S , welche mit dem linearen Strom beschickt werden soll, wird verbunden mit dem einen Endpunkte A eines gleichmäßig dicken, homogenen Drahtes AB , welcher in den Stromkreis des Elementes E eingeschaltet ist. Das andere Ende der Spule steht in Verbindung mit einem Schleifkontakt C , der auf dem Draht AB verschiebbar ist. Wird dieser Schleifkontakt mit konstanter Geschwindigkeit auf dem Drahte von A nach B verschoben, so ist die Intensität des durch die Ablenkungsspule S gehenden Stromes sehr annähernd der Zeit proportional, wenn der Widerstand des Zweiges ASC groß ist gegen denjenigen des Drahtes ACB und wenn der Selbstinduktionskoeffizient der Spule S dividiert durch den Widerstand des Zweiges ASC gegen die Zeiteinheit verschwindet. Man erhält auf diese Weise zunächst nur eine einmalige Niederschrift des aufzunehmenden Vorganges, will man auch hier stehende Figuren erhalten, so muß man dafür sorgen, daß bei jedesmaliger Wiederholung der Niederschrift der Schleifkontakt über dieselbe Stelle des Schleifdrahtes geht, wenn der aufzunehmende Vorgang eine bestimmte Phase besitzt. Soll der Strom eines Wechselstromgenerators aufgenommen werden, so kann man sich der in Abb. 92 wiedergegebenen Einrichtung bedienen, die ebenfalls von Zenneck angegeben ist. Der Draht AB wird auf der Peripherie einer drehbaren Scheibe so angebracht, daß die Enden A und B einander sehr nahe liegen, ohne einander zu berühren. Der Strom der Elemente E wird den Drahtenden A und B über Schleifringe und Bürsten A_1, B_1 zugeführt. Der feststehende Schleifkontakt C , der bei Drehung der Scheibe auf dem Drahte AB schleift, ist mit dem einen Pol der Ablenkungsspulen S verbunden, der andere Pol der Spulen steht in Verbindung mit der Bürste A_1 . Die Achse der Scheibe wird mit dem Dynamoanker fest gekoppelt. Die Wechselstromkurve auf dem Schirm der Braunschen Röhre muß sich dann bei jeder Umdrehung der

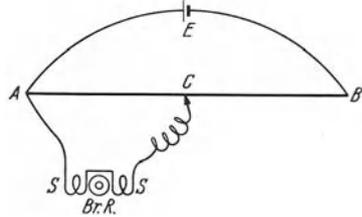


Abb. 91. Erzeugung eines zeitproportionalen Ablenkungsstromes mit Hilfe eines Schleifdrahtes nach Zenneck. [Aus: Wied. Ann. Bd. 69 (1899).]

zugesührt. Der feststehende Schleifkontakt C , der bei Drehung der Scheibe auf dem Drahte AB schleift, ist mit dem einen Pol der Ablenkungsspulen S verbunden, der andere Pol der Spulen steht in Verbindung mit der Bürste A_1 . Die Achse der Scheibe wird mit dem Dynamoanker fest gekoppelt. Die Wechselstromkurve auf dem Schirm der Braunschen Röhre muß sich dann bei jeder Umdrehung der

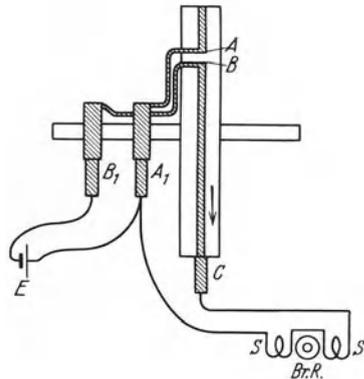


Abb. 92. Zennecksche Schleifdrahtanordnung auf rotierender Scheibe. [Aus: Ann. Physik Bd. 69 (1899).]

Maschine in genau derselben Weise wiederholen. Auch andere Vorgänge, z. B. der Öffnungs- und Schließungsstrom eines Kreises lassen sich hiermit aufnehmen, wenn die Schaltvorrichtungen zwangsläufig mit der Achse der Wechselstrommaschine gekoppelt werden. Es ist vorteilhaft, um den ganzen Schirm ausnutzen zu können, den Lumineszenzfleck von vornherein etwa mit einem justierbaren Magneten auf den Rand des Schirmes abzulenken.

v. Breßler (36) hat den auf der rotierenden Scheibe befestigten Schleifdraht in einen Zweig einer Wheatstoneschen Brücke gelegt, in deren einer Diagonale die Zeitablenkungsspulen der Braunschen Röhre, in deren anderer Diagonale die Stromquelle liegt.

β_2) Ablenkung mit einer sinusförmigen Schwingung im mittleren gradlinigen Teil (Zenneck-Fleming). An die Zeitablenkungsplatten wird die Spannung eines Wechselstromgenerators so großer Amplitude gelegt, daß der Kathodenstrahl beiderseits weit über den Rand des Leuchtschirmes geworfen wird und nur während des nahezu geradlinigen Spannungsanstieges beim Durchgang der Spannung durch Null den Leuchtschirm überschreitet. Damit der aufzunehmende Vorgang gerade während dieser Zeit erfolgt, hat Fleming (68) auf die Achse des Generators einen rotierenden Kommutator gesetzt, durch den die bei jeder Umdrehung wiederholte Auslösung des Vorganges geschieht. Die Anordnung eignet sich für die Aufnahme willkürlicher mittel- und niederfrequenter Vorgänge, deren Frequenz höher ist als die der Zeitablenkung. Zenneck¹⁾ hat zur Aufnahme einer maschinell erzeugten Hochfrequenzkurve die Hochfrequenzmaschine mit einer Niederfrequenzmaschine gekuppelt und den Strom der Niederfrequenzmaschine durch die Zeitablenkungsspulen geschickt.

β_3) Erzeugung eines zeitproportionalen Stromes mit Hilfe einer Selbstinduktion, Widerstand und Unterbrecher enthaltenden Kreises (H. Th. Simon und M. Reich 242). Wird ein Unterbrecher in einen Selbstinduktion und Widerstand enthaltenden Stromkreis eingeschaltet, so wächst der Strom nach jeder Unterbrechung in einer durch die Beziehung:

$$i = \frac{E}{W} \left(1 - e^{-\frac{W}{L}t} \right) \quad (71)$$

ausgedrückten Weise. Durch geeignete Wahl von W und L läßt sich erreichen, daß der Strom zwischen zwei Unterbrechungen in erster Annäherung der Zeit proportional wächst. Charakteristisch für die einzelnen Unterbrechertypen ist die Art des Stromabfalls, die Dauer des Stromschlusses und die Zeit der Stromlosigkeit zwischen den einzelnen

¹⁾ Siehe Hausrath: Apparate und Verfahren zur Aufnahme und Darstellung von Wechselstromkurven (87), S. 100.

Unterbrechungen. Bei den elektrolytischen Unterbrechern fehlen die Pausen ganz, bei diesen setzt sofort nach der Unterbrechung, die hier sehr plötzlich geschieht, der Strom aufs neue wieder ein, der zur nächsten Unterbrechung führt. Simon und Reich (242) schickten den Strom eines Wehnelt-Unterbrechers durch die Zeitablenkungsspulen der Braunschenschen Röhren in Reihe mit einer größeren Selbstinduktion und erhielten hiermit eine nahezu vollkommene Proportionalität der Ablenkung mit der Zeit. Dieselbe Anordnung benutzte Brenzinger (34) jedoch mit rotierendem Unterbrecher.

β_4) Erzeugung eines zeitproportionalen Stromes durch Laden oder Entladen eines Kondensators. Mandelstam und Roschansky haben zur Untersuchung der Schwingungsvorgänge in einfachen und gekoppelten Kondensatorkreisen bzw. zur Untersuchung des Funkenwiderstandes für die Zeitablenkung des Kathodenstrahles die aperiodische Entladung eines Kondensators benutzt. Wird der Kondensator über eine Funkenstrecke,

durch einen Quecksilberkontakt oder über einen Turbinenunterbrecher kurzgeschlossen, so steigt der Entladestrom erst sehr rasch auf den maximalen Wert an und fällt dann nach einem Exponentialgesetz ab. Während des plötzlichen Anstieges, sowie während der Abfallzeit kann man den Entladestrom wenigstens innerhalb gewisser Grenzen als geradlinig ansteigend bzw. abfallend ansehen. Mandelstam wählte die Anordnung derart, daß

die Ablenkung des Kathodenstrahles, welche der maximalen Stromstärke des Entladestromes entspricht, viel größer ist als die Ausmaße des Leuchtschirmes. Für die Niederschrift auf dem Schirm wird nur der Anfang der Entladung, wo der Strom angenähert eine lineare Funktion der Zeit ist, verwandt. Der übrige Teil des Stromes wirft den Fleck außerhalb des Schirmes (vgl. Vorablenkung S. 88). Beim Abfallen des Stromes kommt der Fleck wieder zurück. Zu dieser Zeit ist aber der aufzunehmende Vorgang bereits abgeklungen, so daß der Fleck nunmehr eine horizontale Gerade, die Abszissenachse, schreibt. Die Anordnung von Roschansky zur Untersuchung des Funkenwiderstandes ist in Abb. 93 wiedergegeben. Hier werden zwei Kreise aufgeladen, der stark ausgezogene, der eigentliche Schwingungskreis I , und der schwach ausgezogene, der Hilfskreis II , der große Widerstände enthält und bei dem die Entladung des Kondensators C_2 aperiodisch erfolgt. Zur Zeitablenkung wird der erste Teil des abfallenden Astes benutzt. Roschansky hat mit dieser Anordnung Wellen bis zu 100 m Wellenlänge herunter untersucht. Chaffee (44) benutzte zur Zeitablenkung die Spannung eines Kon-

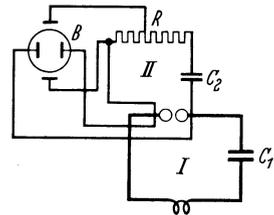


Abb. 93. Anordnung von Roschansky zur linearen Zeitablenkung. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 9 (1920).]

densators, während der Ladung desselben mit einem durch Zwischenschalten großer Selbstinduktionen nahezu gleichförmig gemachten Strom. Für die Aufnahme nieder- und mittelfrequenter Schwingungen ist diese Methode auch mit Rücksicht auf die Einfachheit der Schaltung recht geeignet.

Eine andere von Kipping (112, 115) angegebene Anordnung (Abb. 94) geht von der bekannten Blinkschaltung der Glimmlampen aus. Die

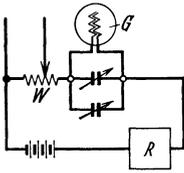


Abb. 94. Blinkschaltung zur Erzeugung der Zeitablenkung nach Kipping. (Amer. P. 1592274.)

Kondensatoren (ein Grob- und ein Feinkondensator) werden über einen Widerstand W , an dem die Spannung für den Oszillographen abgegriffen wird, und über einen Spannungsregler R zum Zwecke der Konstanthaltung der Periode, geladen. Die Entladung erfolgt periodisch über die Glimmlampe G (eine Neonröhre). Während diese erloschen ist, fließt über den Potentiometerwiderstand der Ladestrom der Kondensatoren, der nach einem Exponentialgesetz abnimmt.

Die Abnahme kann, bei geeigneter Wahl der Konstanten des Kreises und geeigneter Glimmlampe in erster Annäherung linear gemacht werden, so daß auch die Zeitablenkung des Kathodenstrahles nahezu linear verläuft. Die Zeit des Aufleuchtens der Glimmlampe, also auch die Entladezeit der Kondensatoren ist klein gegenüber der Ladezeit.

Eine den heutigen Anforderungen entsprechende Schaltanordnung, die auf dem Prinzip der Mandelstam-Roschanskyschen Methode beruht und insbesondere für die Aufnahme sehr schneller Schwingungen

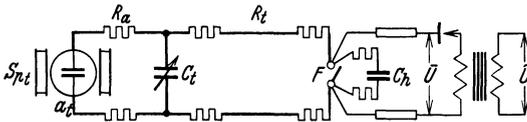


Abb. 95. Schaltung zur kombinierten Zeit- und Vorablenkung nach Krug. [Aus: Elektrotechn. u. Maschinenb. Bd. 49 (1931).]

bestimmt ist, hat Krug (138) angegeben (Abb. 95). Der Strahl wird zunächst, damit er nicht gegen Ende der Entladung von C_t in der Mitte der Platte stehen bleibt, durch ein von den

Spulen S_{p_i} quer zu a_t erzeugtes Magnetfeld so weit abgelenkt, bis die Endstellung E (s. Abb. 96) außerhalb der photographischen Platte liegt. Dann wird der Strahl durch die Spannung der Zeitablenkplatten, die mit dem Kondensator C_t verbunden sind, in die Anfangsstellung A ebenfalls außerhalb der photographischen Platte nach der entgegengesetzten Richtung abgelenkt (Vorablenkung). Die Aufladung des Zeitkreises erfolgt über eine Gleichrichteranlage. Um zu vermeiden, daß der Funken vor Beendigung der Aufnahme abreißt und damit beim Wiederaufladen des Kondensators eine langsam rückwärts geschriebene Nulllinie die vorher gemachte Aufnahme überstrahlt, wird der Kurzschlußfunken durch einen parallel zur Funkenstrecke geschalteten Kondensator C_n verstärkt oder

es wird die Stromlieferung des Gleichrichters entsprechend kräftig und lang dauernd gestaltet.

Auf diese Weise verläuft nun die Charakteristik der Abszissenbewegung in Abhängigkeit von der Zeit nach Abb. 96. Sie ist der Zeitkonstante $T = C_t R_t$ entsprechend logarithmisch. Je nach der Wahl der Größe des Kondensators und des Widerstandes ergeben sich verschiedene Abszissengeschwindigkeiten. t_1 stellt die Zeit dar, die der Strahl braucht, um aus seiner Anfangsstellung bis zum Beginn der Aufnahme auf die Platte zu gelangen, t_2 stellt die Zeit der Aufnahme dar und x_3 den Weg bis zur Endstellung.

Den Kurven ist bisher ein quasistationärer Verlauf der Vorgänge zugrunde gelegt. Da aber die Zuleitungen zwischen Zeitplatten und Kondensator einerseits und der Funkenstrecke andererseits den Charakter von Doppelleitungen haben und da der Funkendurchbruch in sehr kurzer Zeit vor sich geht, so sind am Anfang der Abszissenbewegung wanderwellenartige Einschaltstöße zu erwarten. Ferner können im Bereich höherer Abszissengeschwindigkeiten die kleine Kapazität der Ablenkplatten in Verbindung mit der Selbstinduktion der Zuleitungen zu heftigen Koppelschwingungen Anlaß geben. Es sind daher in die Zuleitungen symmetrisch angeordnet Dämpfungswiderstände eingebaut.

Da man bei Anwendung einer Funkenstrecke nur näherungsweise Proportionalität der Ablenkung mit der Zeit erhält, so wurden von Rogowski (187, 188) zwei Verbesserungsvorschläge gemacht und in Gemeinschaft mit Glage (202) experimentell geprüft.

Soll der Kathodenstrahl mit gleichmäßiger Geschwindigkeit in Richtung der Zeitachse hin- und herwandern, so muß die Spannung am Ablenkungskondensator dreieckförmigen Kurvenverlauf zeigen. Dies erreicht man durch Laden und Entladen des Kondensators mit einem konstanten Strom, den man nach dem Vorschlage von Rogowski zweckmäßig dadurch erhält, daß man den Kondensator über Elektronenröhren an Wechselspannungen legt, die oberhalb der Sättigungsspannung der Elektronenröhren liegen. Alsdann muß die Spannung des Kondensators gleichmäßig steigen und fallen. Abb. 97 gibt die Schaltung wieder. K ist der Kondensator, dessen Spannung einen dreieckförmigen Kurvenverlauf besitzen soll und der den Ablenkungsplatten der Braunschen Röhre parallel geschaltet wird. Ihm vorgeschaltet sind zwei Elektronenröhren in Parallelschaltung. Die Durchlässigkeitsrichtungen beider sind

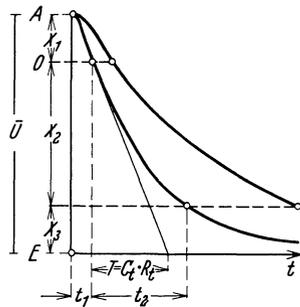


Abb. 96. Charakteristik des Zeitablenkvorganges bei der Schaltung von Krug nach Abb. 95. [Aus: Elektrotechn. u. Maschinenb. Bd. 49 (1931)]

entgegengesetzt. Über die eine geht dann nur Lade-, über die andere nur Entladestrom. Bei $A B$ befindet sich die Wechselstromquelle. Bedingung für die Erzielung einer genauen dreieckigen Kurvenform ist, daß Spannung und Kapazität nicht unter, die Heizung der Elektronenröhren nicht über einem bestimmten Grenzwert liegen.

Bei der angegebenen Anordnung bewegt sich der Lichtfleck zwischen zwei Endlagen hin und her, die Kurve wird somit vorwärts und rückwärts geschrieben. Diese Unbequemlichkeit fällt weg bei der zweiten von Rogowski angegebenen Schaltung (Abb. 98). Bei dieser wird der Kondensator K wieder über eine Elektronenröhre gleichmäßig aufgeladen, am Ende aber plötzlich durch Ansprechen einer Funkenstrecke entladen. Der Lumineszenzfleck wird somit hier erst proportional der Zeit aus der Ruhelage verschoben, geht dann plötzlich beim Einsetzen der Funkenstrecke in seine Ruhelage zurück und verbleibt dort während der negativen Spannungshälfte der Hilfsschwingung (Abb. 99). Erst mit Beginn der positiven Spannungshälfte wiederholt er seine Bewegung. Es ist zweckmäßig, in den aus Kondensator, Funkenstrecke und Zuleitungen gebildeten Schwingungskreis genügend große Widerstände einzubauen, damit die Entladung aperiodisch erfolgt. Die Geschwindigkeit, mit der die Zeitablenkung erfolgt, läßt sich bequem und genau durch Änderung des Kondensators oder der Heizung der Röhre einstellen, und zwar innerhalb der Grenzen von mehreren Sekunden bis etwa 10^{-7} sec (Gábor 75). Die Aufladung eines Kondensators über eine im Sättigungsgebiet arbeitende Elektronenröhre in Verbindung mit der bekannten Blinkschaltung in der Anordnung nach Kipping hat Rudolph (219) angewandt.

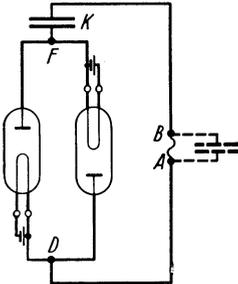


Abb. 97. Anordnung nach Rogowski zur linearen Zeitablenkung durch Ladung und Entladung eines Kondensators über eine Elektronenröhre. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 9 (1920).]

wird der Kondensator K wieder über eine Elektronenröhre gleichmäßig aufgeladen, am Ende aber plötzlich durch Ansprechen einer Funkenstrecke entladen. Der Lumineszenzfleck wird somit hier erst proportional der Zeit aus der Ruhelage verschoben, geht dann plötzlich beim Einsetzen der Funkenstrecke in seine Ruhelage zurück und verbleibt dort während der

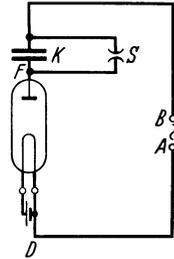


Abb. 98. Zweite Anordnung von Rogowski zur Erzeugung einer linearen Zeitablenkspannung. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 9 (1920).]

negativen Spannungshälfte der Hilfsschwingung (Abb. 99). Erst mit Beginn der positiven Spannungshälfte wiederholt er seine Bewegung. Es ist zweckmäßig, in den aus Kondensator, Funkenstrecke und Zuleitungen gebildeten Schwingungskreis genügend große Widerstände einzubauen, damit die Entladung aperiodisch erfolgt. Die Geschwindigkeit, mit der die Zeitablenkung erfolgt, läßt sich bequem und genau durch Änderung des Kondensators oder der Heizung der Röhre einstellen, und zwar innerhalb der Grenzen von mehreren Sekunden bis etwa 10^{-7} sec (Gábor 75). Die Aufladung eines Kondensators über eine im Sättigungsgebiet arbeitende Elektronenröhre in Verbindung mit der bekannten Blinkschaltung in der Anordnung nach Kipping hat Rudolph (219) angewandt.

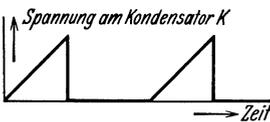


Abb. 99. Spannungsverlauf bei der Anordnung nach Abbild. 98. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 9 (1920).]

γ) Stehende zeitproportional aufgenommene Bilder. Will man die Kurvenformen periodischer Wechselspannungen auf dem Fluoreszenzschirm als stehendes Bild in zeitproportionaler Darstellung beobachten oder demonstrieren, so ist es vorteilhaft, mehrere ganze Perioden wiederzugeben, um die infolge einer nicht genau linearen Zeitablenkung insbesondere in den Randgebieten auftretenden Fehler auszuschalten. Hier ist es notwendig, daß die Frequenz der Zeitablenkungsspannung

gleich einem ganzzahligen Bruchteil der Frequenz der gegebenen Spannung ist und daß beide Spannungen stets dieselbe Phasendifferenz haben, d. h. die Zeitablenkung des Kathodenstrahles muß stets in dem Augenblick einsetzen, in dem der Schwingungsvorgang einen bestimmten Wert wieder erreicht. Handelt es sich um die Aufnahme niederfrequenter Vorgänge, so genügt die Anwendung mechanischer Schaltmittel, die von einem Synchronmotor betätigt werden. Abb. 100 gibt eine von Knoop (130) angegebene Anordnung wieder, bei der der Kondensator 14 von einer Gleichstrombatterie über die Röhre 20 der Zeit proportional aufgeladen und dann durch den von dem Synchronmotor angetriebenen rotierenden Unterbrecher 18 plötzlich kurzgeschlossen wird.

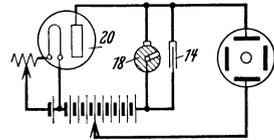


Abb. 100. Anordnung von Knoop zur linearen Zeitablenkung. (Amer. P. 1613954.)

Abb. 101 gibt die entsprechende Schaltung für die Entladung des Kondensators über die Elektronenröhre und Ladung desselben über den rotierenden Unterbrecher.

Für die Aufnahme von Schwingungen höherer Frequenzen ist das einfachste Mittel zur Synchronisierung des Zeitablenkvorganges mit dem aufzunehmenden Vorgang bzw. ihrer Oberschwingungen die Einschaltung einer EMK gleicher Frequenz in den Zeitablenkkreis. Bedell und

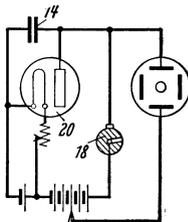


Abb. 101. Zweite Anordnung von Knoop zur linearen Zeitablenkung. (Amer. P. 1613954.)

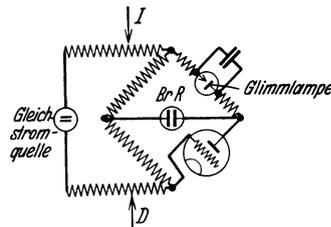


Abb. 102. Schaltung zur synchronen Zeitablenkung nach Bedell u. Reich. [Aus: Trans. Amer. Inst. Electr. Engr. Bd. 46 (1927).]

Reich (14) geben die in Abb. 102 wiedergegebene Schaltung und die Zuführung der EMK an den Punkten I und D als besonders zweckmäßig an, da die gegenseitige Beeinflussung beider Schwingungsvorgänge hierbei unmerklich sei. Hudec (95—99) hat verschiedene Röhrensaltungen angegeben, die auch für die Aufnahme von Schwingungen höchster Frequenzen geeignet sind. Bei einer dieser Anordnungen (Abb. 103) wird das Gitter einer negativ vorgespannten Elektronenröhre I durch die aufzunehmende Wechselfrequenz e_{st} oder eine mit ihr synchrone Spannung gesteuert und ein im Anodenkreis liegender Kondensator C_1 bei jeder positiven Halbwelle aufgeladen. Parallel zu dem Kondensator liegt eine Glimmlampe G_1 . Kondensator, Glimmlampe und Anodenstrom sind nun so gewählt, daß der Kondensator während

einer bestimmten positiven Halbwelle, z. B. der dritten, bis zur Zündspannung der Glimmlampe aufgeladen ist. Es kommt dann darauf an, daß der Rest des Anodenstromes der dritten positiven Halbwelle gerade noch über die Glimmlampe während ihrer Zündperiode abgeführt wird und nicht dazu dient, irgendwelche Restladungen auf dem Kondensator anzusammeln. Ist dies durch die Wahl der Konstanten erreicht, so beginnt die neue Ladung des Kondensators wieder genau mit der nächsten positiven Halbperiode (4. Periode) der Steuerspannung. Die Frequenz der Kondensatorspannung ist damit gleich einem ganzzahligen Bruchteil der Frequenz der gegebenen Spannung, beide Spannungen sind auch synchron, doch hat die Kondensatorspannung eine treppenförmige Kurvenform und ist für die Zeitablenkung einer Braun-

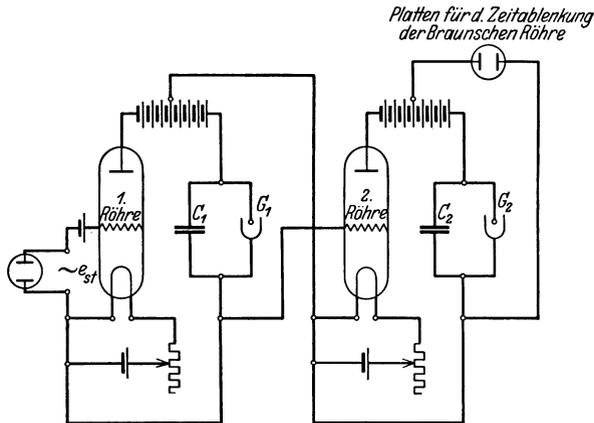


Abb. 103. Anordnung von Hudcic zur Erzeugung einer synchronen Wechselspannung niedrigerer Frequenz. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 22 (1929).]

sehen Röhre so noch nicht zu gebrauchen. Mit der Kondensatorspannung wird daher eine zweite Elektronenröhre 2 gesteuert, deren Vorspannung so gewählt ist, daß der Anodenstrom dieser Röhre unmittelbar nach dem Löschen der Glimmlampe noch kurze Zeit gesperrt ist, daß der volle Sättigungsstrom jedoch fließt, sobald die erste positive Halbwelle der Steuerspannung nach dem Löschen der Glimmlampe auftritt, sobald also am ersten Kondensator die erste Stufe der Aufladung erfolgt. Im Anodenkreis der zweiten Röhre liegt ebenfalls ein Kondensator C_2 mit parallel geschalteter Glimmlampe G_2 . Durch die Aufladung mit dem Sättigungsstrom steigt nun die Spannung dieses Kondensators mit der Zeit proportional an bis zur Zündung der parallel geschalteten Glimmlampe. Die Anordnung ist so gewählt, daß die Zündung dieser zweiten Glimmlampe fast gleichzeitig mit der der ersten erfolgt. Damit ist die für die Zeitablenkung gewünschte linear ansteigende synchrone Wechselspannung geringerer Frequenz gewonnen.

Man kann die zweite Röhre vermeiden, wenn man nicht das Gitter der Elektronenröhre, sondern einen in Reihe mit der Glimmlampe liegenden Wechselstromwiderstand als Steuerorgan benutzt bzw. die Steuerspannung in den Zweig der Glimmlampe legt. Eine solche Schaltung ist von van der Pol und van der Mark¹⁾ zur Frequenzerniedrigung angegeben und kann auch bei der Braunschen Röhre zur Erzeugung der Zeitablenkspannung benutzt werden. Abb. 104 zeigt eine derartige Anordnung, die von Hudec näher untersucht worden ist. Eine fast gleiche Schaltung ist auch von Demontvignier und Touly (47) hauptsächlich auf die Stabilitätsbedingungen untersucht. Das Gitter der Elektronenröhre (Abb. 104) wird positiv vorgespannt oder mit der Anode verbunden und die Anodenspannung so groß gewählt, daß stets der volle Sättigungsstrom fließt. In dem Anodenkreis liegt der Kondensator C und parallel zu ihm eine Reihenschaltung von einer Glimmlampe G und zwei parallel geschalteten Wechselstromwiderständen R_1 und R_2 . In den einen Zweig dieser parallel geschalteten Widerstände wird die zu untersuchende Spannung gelegt. An der Glimmlampe liegt dann die Kondensatorspannung und ein Teil der angelegten Wechselspannung. Durch geeignete Wahl des Kondensators und des Anodenstromes läßt sich erreichen, daß die Glimmlampe nach einer oder mehreren ganzen Perioden der angelegten Wechselspannung zündet.

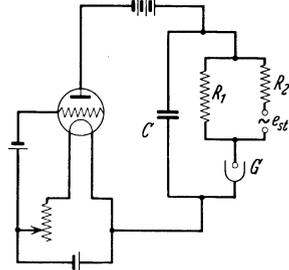


Abb. 104. Anordnung von van der Pol u. van der Mark (zweite Hudecsche Anordnung) zur Erzeugung einer synchronen Wechselspannung niedrigerer Frequenz. (D.R.P. 488286.)

Die Verwendung der Glimmlampe hat gewisse Nachteile. Erstens ist der Unterschied zwischen Lösch- und Zündspannung sehr klein, so daß diese Spannungsschwankungen häufig nicht zur Steuerung einer Braunschen Röhre ausreichen, zweitens tritt bei höheren Frequenzen an Stelle der statischen Charakteristik die dynamische, bei der der Strom durch die Glimmlampe bei gleichen Spannungen auf einen Bruchteil zurückgeht. Ein weiterer Nachteil liegt darin, daß Zünd- und Löschspannung nicht genau festliegen, sondern um einen Mittelwert schwanken, so daß man selbst bei geringeren Frequenzen keine scharfe Aufnahme, sondern eine etwas verschwommene Kurve erhält.

Hudec (96—99) hat deswegen einige reine Röhrenschaltungen zur synchronen Frequenzumwandlung angegeben, deren dynamische Charakteristiken auch bei hohen Frequenzen noch im wesentlichen mit den statischen übereinstimmen. Abb. 105 zeigt eine dieser Schaltungen. Sie setzt sich im wesentlichen aus einer Stromkippvorrichtung (Röhren I

¹⁾ Van der Pol, Balh., u. J. van der Mark: Nature, Lond. 10. Sept. 1927; Physica 1927 Heft 4.

und 2, vgl. das Gáborsche Kipprelais S. 161) und der Rogowskischen Anordnung zur Erzeugung einer Zeitablenkspannung durch Ladung und Entladung eines Kondensators über Elektronenröhren (Röhren 3 und 4, vgl. S. 134) zusammen. Die Entladeröhre 3 ist hier zu Beginn stark negativ vorgespannt, so daß kein Anodenstrom durch sie hindurchfließt und der Kondensator allmählich über die Laderöhre 4 der Zeit proportional aufgeladen wird. Mit wachsender Kondensatorspannung sinkt die Spannung der ersten Steuerröhre.

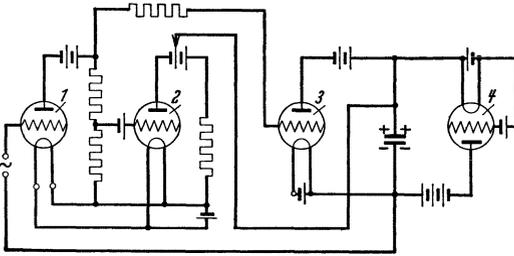


Abb. 105. Röhren-Stromkippvorrichtung nach Hudec für die Zeitablenkung einer Braunschen Röhre. (D.R.P. 488286.)

Bei einem bestimmten Wert springt dann die Kippvorrichtung um, d. h. der Anodenstrom der ersten Röhre sinkt plötzlich auf Null, während der Anodenstrom der zweiten

Röhre umgekehrt von Null auf einen bestimmten Wert ansteigt. Die Steuerspannung der Entladeröhre wird dadurch stark positiv, es fließt über sie ein Anodenstrom, durch den der Kondensator sehr schnell bis auf die untere Kippspannung (Löschspannung) entladen wird. Alsdann ändern sich die Anodenströme der beiden Steuerröhren plötzlich in umgekehrter Richtung, so daß die Entladeröhre wieder stark negativ vorgespannt ist und sich das Spiel von neuem wiederholt. Den Synchronismus zwischen der zu untersuchenden Wechselfspannung und der Kondensatorspannung erreicht man durch Kopplung der Wechselfspannung mit der Stromkippvorrichtung, am besten durch Einfügen in den Gitterkreis der ersten Steuerröhre.

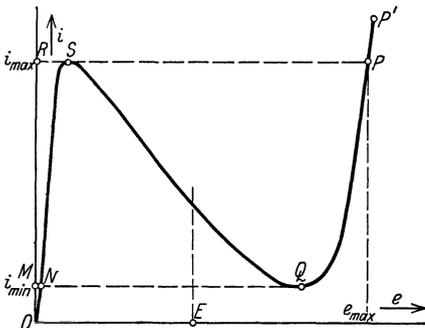


Abb. 106. Charakteristik der Spannungkippvorrichtung (z. B. Dynatron). [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 22 (1929).]

Da die Elektronenröhren trägheitslos arbeiten, so beginnen Ladung und Entladung des Kondensators stets bei genau der gleichen Spannung.

Bei einer weiteren von Hudec (97) angegebenen Schaltung wird an Stelle der Stromkippvorrichtung eine Spannungkippvorrichtung angewandt, d. h. eine Schaltung, bei der die Spannung bei stetig wachsendem Strom bzw. abnehmendem Strom an zwei verschiedenen Stellen einen Sprung erfährt (Abb. 106). Ein bekanntes Beispiel einer solchen Schaltung ist das Hullsche Dynatron. Abb. 107 zeigt die zur synchronen

Frequenzerniedrigung abgeänderte Schaltung. Als Steuerorgan dient das Gitter, an dem also neben einer starken positiven Vorspannung die Wechselfspannung liegt. Im Anodenkreis der Röhre liegt eine Induktivität L und außerdem eine positive Gleichspannung E , die so gewählt werden muß, daß in der Darstellung nach Abb. 106 die Ordinate über dieser Gleichspannung den fallenden Teil der Kennlinie trifft. Diese Spannung sucht einen Strom durch die Spule und die Elektronenröhre zu treiben, der aber infolge der Induktivität nur allmählich zunimmt. Beim Überschreiten des oberen Grenzstromes i_{\max} steigt die Anodenspannung plötzlich auf e_{\max} an. Da jetzt die an der Röhre liegende Spannung größer als die Batteriespannung E ist, muß der Anodenstrom allmählich bis zum unteren Grenzwert abnehmen, worauf die Spannung an der Röhre plötzlich absinkt, so daß die Batteriespannung E wieder größer ist als die Ohmschen Spannungsabfälle und der Strom von neuem wächst.

Der Kennlinie dieser Schaltung kann man einen für die Zwecke der Zeitablenkung besonders günstigen Verlauf geben, wenn man im Anodenkreis eine von Eisen geschlossene Spule verwendet, oder parallel zur Dynatronröhre eine zweite Elektronenröhre schaltet, die einen konstanten Strom durchläßt, also im Sättigungsgebiet arbeitet, oder weiter parallel zur Kipp- röhre noch zwei Steuerröhren schaltet. Bezüglich der Einzelheiten muß auch hier wieder auf die Originalarbeiten verwiesen werden. (Über eine andere Dynatronschaltung zur Anwendung als Röhrenrelais s. Abb. 127 S. 164.)

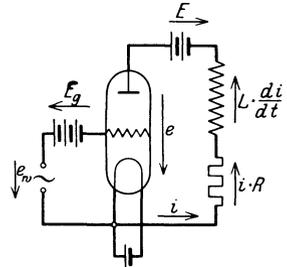


Abb. 107. Spannungskippvorrichtung zur Erzeugung einer synchronen Wechselfspannung niedrigerer Frequenz nach Hudec. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 22 (1929).]

Die Anordnungen mit Spannungskippschaltungen kommen hauptsächlich dann in Frage, wenn man die Zeitablenkung des Kathodenstrahls mit magnetischen Feldern bewirken will, die Anordnungen mit Stromkippschaltungen dagegen, wenn man elektrische Felder anwenden will.

d) **Kurvenaufnahme über einer gekrümmten, insbesondere kreisförmigen elliptischen oder spiralförmigen Zeitachse.** Wenn es nicht sehr auf die Genauigkeit der Kurvenform ankommt, sondern mehr darauf, mehrere Perioden gleichzeitig sichtbar zu machen, so kann man die Kurven auch über einer kreisförmigen oder elliptischen Bahn als Nulllinie aufnehmen. Mit anderen Worten, man läßt den Kathodenstrahl auf dem Leuchtschirm oder der photographischen Platte als Zeitlinie einen Kreis, eine Ellipse od. dgl. zeichnen, dabei kann die Schreibgeschwindigkeit konstant sein, so daß die über der Nulllinie gezeichnete Kurve der Zeit proportional verläuft.

Zur Erzeugung derartiger Zeitlinien bedient man sich zweckmäßig

eines elektrischen oder magnetischen Drehfeldes, dessen Ebene senkrecht zur Rohrachse steht. Es sind viele Anordnungen zur Herstellung eines Drehfeldes bekannt geworden, praktische Anwendung bei Braunschens Röhren haben im wesentlichen folgende gefunden. In eine vom Wechselstrom durchflossene Spule wird ein eiserner Kern gesteckt, der die Form eines Hakens besitzt. Das halbkreisförmige Ende des Hakens

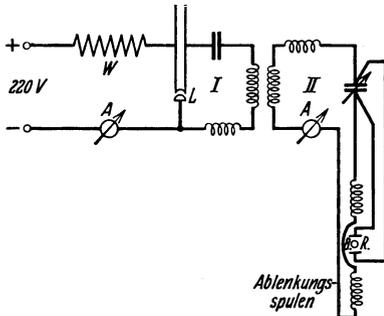


Abb. 108. Schaltung nach Lübecke zur Erzeugung eines Drehfeldes. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 5 (1917).]

ragt über die Spule hinaus und umfaßt seitlich das Braunsche Rohr derart, daß die Achse des Rohres annähernd durch die Mitte des Kreises geht (Braun 30). Die Entstehung des Drehfeldes beruht hier darauf, daß die Ausbreitung der Magnetisierung im Eisen eine gewisse Zeit erfordert. Die Größe des Drehfeldes ist leider im allgemeinen ungleichmäßig, so daß die Nulllinie keine reine Kreisform ist.

Lübecke (144) hat zur Erzeugung des Drehfeldes bei Mittelfrequenz zwei senkrecht zueinander und senkrecht zum Rohr stehende Ablenkungsspulen benutzt, von denen die eine unmittelbar, die andere über einen Kondensator und einen Widerstand an die Klemmen der Mittelfrequenzmaschine angeschlossen sind. Zur Erzeugung eines hochfrequenten Drehfeldes benutzte er die in Abb. 108 dargestellte Schaltung, bei der zur Erzeugung der Schwingungen ein Lichtbogen dient.

Kipping (113) hat die Felder zweier zueinander senkrechter Ablenkungsplattenpaare benutzt, von denen das eine an einen Kondensator,

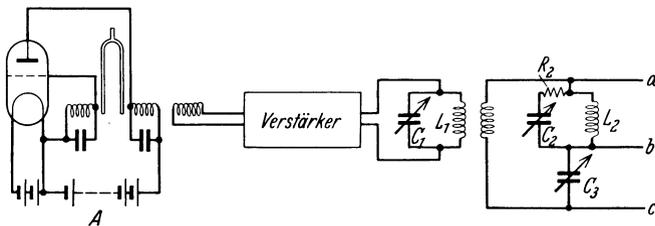


Abb. 109. Anordnung zur Erzeugung eines Drehfeldes nach Dye. [Aus: Proc. Phys. Soc., Lond. Bd. 37 (1925).]

das andere an einen Ohmschen Widerstand angeschlossen ist, die beide in Reihe geschaltet von demselben Wechselstrom durchflossen werden. Da die Widerstände im allgemeinen insbesondere für höhere Frequenzen nicht genügend kapazitäts- und induktivitätsarm sind, so daß abgesehen von einer Phasenverschiebung auch leicht Oberschwingungen auftreten können, so hat Dye (57) die Anordnung von Kipping dahin

abgeändert, daß er an Stelle des Ohmschen Widerstandes einen abstimmbaren Schwingungskreis setzte (Abb. 109). Zur Erzeugung von Schwingungen möglichst konstanter Frequenz wird ein Stimmgabelgenerator A benutzt, die Schwingungen über einen Verstärker einem Zwischenkreis $L_1 C_1$ zugeführt und mit diesem die aus der Serienschaltung von Kapazität C_3 und Schwingungskreis $C_2 L_2 R_2$ bestehende Anordnung induktiv lose gekoppelt. An $a-b$ und $b-c$ werden die um 90° gegeneinander phasenverschobenen Spannungen für die beiden Ablenkungsplattenpaare abgegriffen. Nach der Abstimmung des Kreises $L_1 C_1$ wird durch Änderung von C_2 und R_2 die Kreisform der Nulllinie hergestellt. Durch Verstimmung des Kreises $L_2 C_2$ oder durch Änderung von R_2 oder C_3 kann aus der Kreisform eine Ellipse hergestellt werden. Macht man die Exzentrizität der Ellipse sehr groß, so daß sie lang und schmal ist und die Spitzen der Ellipse weit außerhalb des Gesichtsfeldes liegen, so erhält man schließlich auf dem Schirm oder der Platte als Zeitlinien zwei nahezu gerade parallele Linien.

Bei kreisförmiger Bahn ist die Schreibgeschwindigkeit des Strahles längs der Bahn konstant, bei elliptischer Form ist sie nicht gleichmäßig, im Grenzfalle jedoch, wenn von der schmalen Ellipse nur der mittlere nahezu geradlinige Teil auf den Schirm fällt, so kann innerhalb dieses Teiles die Schreibgeschwindigkeit wieder als konstant betrachtet werden.

Um die Aufzeichnung des Schwingungszustandes des zu messenden oder zu analysierenden Vorganges über den Zeitraum eines einmaligen Umlaufes des ablenkenden Drehfeldes hinaus auszudehnen, kann man anstatt eines konstanten Ablenkfeldes ein Feld von veränderlicher Intensität anwenden, so daß die ursprünglich kreisförmige Nulllinie des Oszillogramms eine Spirale darstellt und jeder Umlauf des magnetischen Feldes im Oszillogramm einer Wendung der Spirale entspricht (Sell 239). Zur Erhöhung der Ablesegenauigkeit empfiehlt es sich, aus dem Geschwindigkeitsbereich der Spirale für die Beobachtung einen bestimmten Bereich herauszublenzen.

Für die Aufnahme von Kurvenformen über gekrümmten Zeitlinien ist die bei linearer Zeitablenkung des Kathodenstrahles übliche Methode der Ablenkung des Strahles durch ein der aufzunehmenden Größe proportionales Feld in einer zur ersten senkrechten Richtung nicht allgemein und nur mit besonderen Mitteln durchführbar. Folgende Methoden haben sich hier als praktisch brauchbar erwiesen.

δ_1) Überlagerung eines Drehfeldes über das rotierende Zeitfeld. Ist die Zeitlinie ein Kreis, so ist die Senkrechte zur Bahn stets radial nach dem Mittelpunkt des Kreises gerichtet und dreht sich synchron mit dem Drehfeld. Die Übertragung des üblichen Aufnahmeverfahrens läßt sich daher bei kreisförmiger Zeitlinie durch ein sich um

dieselbe Achse und synchron mit dem Zeitfeld rotierendes zweites Feld verwirklichen, dessen Stärke sich der aufzunehmenden Größe proportional ändert (Sell 239). Die Amplitude dieses Drehfeldes darf jedoch die Größe des Zeitfeldes nicht erreichen, wenn man Überschneidungen der Kurve vermeiden will. Sollen stehende Figuren aufgenommen werden, so muß das Frequenzverhältnis der beiden Drehfelder zu der aufzunehmenden Schwingung ein echter Bruch sein. Die Kurvenform ist in Zirkularkoordinaten unmittelbar sichtbar. Anordnungen zur Erzeugung derartiger Felder ergeben sich aus den oben beschriebenen Drehfeldanordnungen. Benutzt man z. B. für das Zeitfeld die Anordnung von Kipping, so hat man nur in je eine der Zuleitungen der beiden Ab-

lenkungsplattenpaare eine der aufzunehmenden Größe proportionale EMK einzuschalten.

Während bei der soeben beschriebenen Anordnung das der aufzunehmenden Größe proportionale, dem Zeitfeld überlagerte Drehfeld synchron mit dem Zeitfeld rotiert, läuft bei einer von Dye (57) angegebenen Anordnung das überlagerte Drehfeld mit der Periode der aufzunehmenden Schwingungen um. Die Frequenz des Zeitfeldes wird auch hier gleich einem echten Bruchteil (z. B. $\frac{1}{30}$) der Frequenz der aufzunehmenden Schwingungen gewählt. Da bei dieser Anordnung das

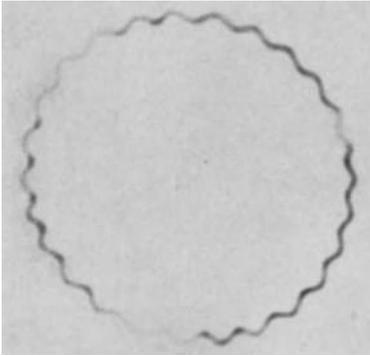


Abb. 110. Kurvenform, aufgenommen nach Kipping, mit einer der Anodenspannung überlagerten Wechselfrequenz und einem Drehfeld zur Zeitauflösung. [Aus: Proc. Physic. Soc., Lond. Bd. 37 (1925).]

überlagerte Drehfeld nicht mehr in jedem Augenblick senkrecht zur Zeitlinie steht, sondern seine Neigung periodisch dauernd ändert, so ist die Kurvenform hier nicht unmittelbar sichtbar. Bei sinusförmigen Schwingungen zeigt das Bild eine fortlaufende in einem Kreis geschlossene Spirale.

δ_2) Lineare Ablenkung über einer elliptischen Zeitlinie. Wenn die Zeitlinie eine schmale langgestreckte Ellipse ist, von der nur der mittlere Teil zur Aufnahme benutzt wird, in dem die Ellipse nahezu durch zwei der großen Achse parallele Geraden dargestellt werden kann, so lenkt man den Kathodenstrahl in üblicher Weise durch ein dem aufzunehmenden Vorgang proportionales ruhendes Feld in Richtung der kleinen Achse ab. Die Kurvenform ist dann wieder unmittelbar sichtbar.

δ_3) Überlagerung der unbekanntes Spannung über die Anodenspannung. Die von Lilienfeld (142) angegebene Methode, Kurvenformen dadurch aufzunehmen, daß man den Strahl durch ein

konstantes Feld ablenkt und die Geschwindigkeit des Strahles durch Änderung der Anodenspannung der Meßgröße proportional ändert (vgl. S. 117), ist von Kipping (114) in Verbindung mit dem rotierenden Zeitfeld angewandt. Abb. 110 zeigt eine nach diesem Verfahren mit einem 1000periodigen Zeitfeld aufgenommene Kurvenform einer Schwingung von 26000 Perioden nach einer Aufnahme von Dye.

c) Mechanische und elektrische Mittel gleichzeitig angewandt.

Bei der einfachen Zeitablenkung des Kathodenstrahles in nur einer Richtung senkrecht zur Ablenkung durch den aufzunehmenden Vorgang ist die Länge der Registrierstrecke begrenzt durch die Breite des Leuchtschirmes, die Breite der photographischen Platte, den Umfang der Registriertrommel usw. Das hat den Nachteil, daß bei der Aufnahme von Schwingungszügen wie z. B. Koppelschwingungen, gedämpften Schwingungen od. dgl., die einzelnen Schwingungen stark zusammengedrängt und daher nicht mehr deutlich erkennbar sind, sowie daß der aufzunehmende Vorgang und die Zeitablenkung sehr genau koinzidieren müssen. Um die Zeitachse künstlich zu verlängern, könnte man bei Anwendung einer Registriertrommel, einer rotierenden photographischen Platte od. dgl. die Anordnung mehrmals umlaufen lassen, so daß die Platte oder der Film einige Male überschrieben werden. Es ist dann natürlich schwierig, die einzelnen Kurven genau zu unterscheiden. Zur Beseitigung dieses Nachteiles hat Dufour (52) vorgeschlagen, bei der Aufnahme mit Registriertrommel entweder die Trommel mit einer konstanten Geschwindigkeit parallel zur Achse zu verschieben¹⁾ oder den Kathodenstrahl mit einem Magnetfeld variabler Stärke parallel zur Achse mit möglichst gleichmäßiger Geschwindigkeit abzulenken zusätzlich zur Ablenkung durch den aufzunehmenden Vorgang. Die Grundlinie, über der die Schwingungen aufgetragen erscheinen, nimmt dann die Form einer Spirale an. Es ist also im Grunde genommen dasselbe Prinzip angewandt, das Sell bei der Aufnahme über einer ebenen spiralförmigen Zeitachse benutzte (S. 141).

Weiter hat Dufour zur künstlichen Verlängerung der Zeitachse bei Aufnahmen mit rotierender Trommel vorgeschlagen, den Kathodenstrahl durch ein magnetisches Wechselfeld, dessen Frequenz zwischen der Tourenzahl der Trommel und der Frequenz des aufzunehmenden Vorganges liegt, in Richtung der Trommelachse derart abzulenken, daß der Strahl periodisch die ganze Breite der Trommel überstreicht. Die Ablenkungen durch den aufzunehmenden Vorgang erfolgen in diesem Falle senkrecht zur Zeitachse, also in Richtung der Rotation der Trommel,

¹⁾ Dieser Gedanke ist für Schleifenoszillographen 1903 von der Siemens & Halske A.G. im D.R.P. 147145 niedergelegt.

und zwar mit einer sehr viel geringeren Amplitude als durch die Hilfschwingungen. Die Zeitlinie wird nunmehr durch die Hilfschwingung geschrieben, die Drehung der Trommel verhindert dagegen das Überschreiben mehrerer Kurven. Es hat also gewissermaßen ein Vertauschen der Aufgaben zwischen der mechanischen und der elektrischen Bewegung stattgefunden. Das hat zur Folge, daß sehr viel schnellere Vorgänge aufgenommen werden können. Eine mit dieser Anordnung aufgenommene Kurve zeigt Abb. 111, die den Stromverlauf in einer Antenne beim Emp-

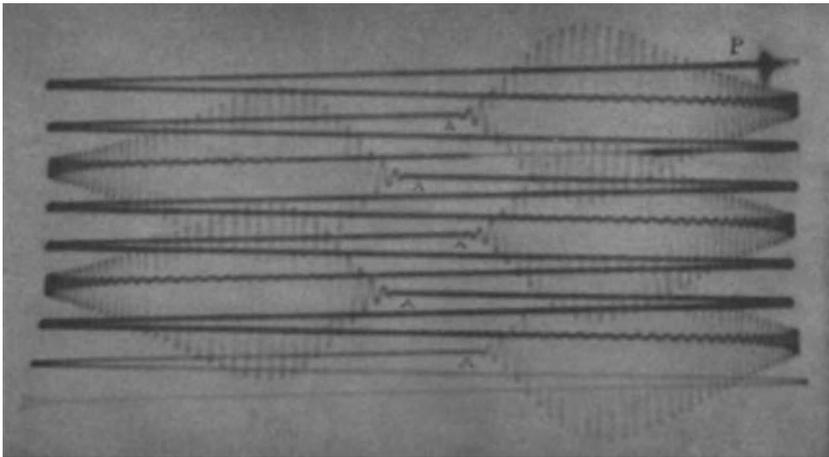


Abb. 111. Aufnahme einer gedämpften Schwingung über einer sinusförmigen Zeitlinie nach Dufour. [Aus: Dufour, Oscillographe cathodique. Paris 1923 (Chiron).]

fang gedämpfter Schwingungen wiedergibt. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß man aus der Aufnahme unmittelbar die Zeit und die Frequenz der Schwingungen ermitteln kann, wenn man die Frequenz der sinusförmigen Zeitablenkung kennt.

d) Mehrere gleichzeitige elektrische oder magnetische Zeitablenkungen (Dufour 53, 54)¹⁾.

Für die Aufnahme hochfrequenter Schwingungen sind natürlich auch die zuletzt besprochenen Methoden nicht geeignet, da immer noch mechanisch bewegte Teile vorhanden sind. Doch läßt sich das dort angewandte Prinzip ohne weiteres auf rein elektrische oder magnetische Zeitablenkungen mit ruhender photographischer Platte übertragen und nach Dufour weiter ausgestalten. Eine schematische Darstellung, wie

¹⁾ Die im Abschnitt D II 2 b δ angegebenen Verfahren bedienen sich insofern bereits mehrerer Zeitablenkungen, als eine Kreisbewegung oder eine elliptische Bewegung aus zwei Bewegungsgrößen zusammengesetzt ist.

sich die einzelnen Ablenkungen dabei zusammensetzen ist in Abb. 112 gegeben. Der Auftreffpunkt T des Kathodenstrahles, in Bild *I* im Ruhezustand dargestellt, kann entweder die Schwingungen Y großer Amplitude (Bild *II*) oder die Schwingungen Z geringerer Amplitude (Bild *III*) oder die Schwingungen kleinster Amplitude Z' (Bild *IV*) ausführen, wenn er den Wirkungen der entsprechend bemessenen und orientierten Felder unterworfen wird. Außerdem wirkt auf den Strahl die einfache Zeitablenkung X , die den Fleck von T' nach T'' bewegt (Bild *V*). In Bild *VI* ist schematisch die Spur des Kathodenstrahles unter der gleichzeitigen Wirkung von X und Y dargestellt, in Bild *VII* die vereinigte

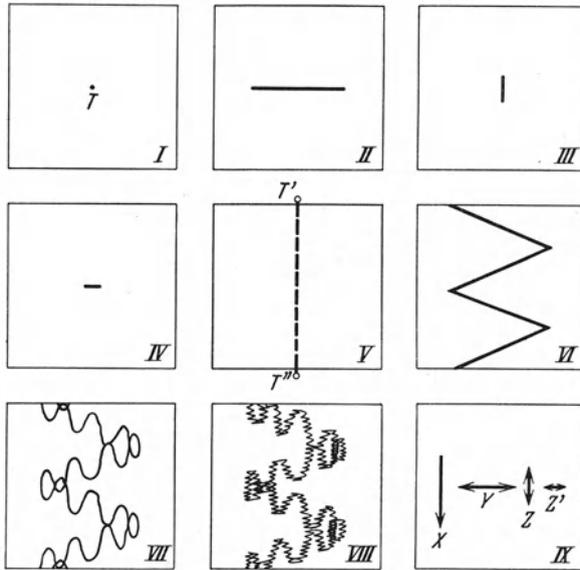


Abb. 112. Zusammensetzung der Schwingungen bei der Dufourschen Zeitauflösung. [Aus: Dufour, Oscillographe cathodique S. 49. Paris 1923 (Chiron).]

Wirkung von X , Y und Z , und in Bild *VIII* schließlich die Wirkung von X , Y , Z und Z' zusammen. Bild *IX* gibt die Richtungen und Größen der einzelnen Kräfte. Die Ablenkungen Y werden von einer sinusförmigen Hilfsschwingung erzeugt, die Ablenkungen Z von einer anderen Hilfsschwingung höherer Frequenz und die Ablenkungen Z' von dem aufzunehmenden Vorgang. Die zweite Hilfsschwingung ist natürlich nur erforderlich, wenn es sich um die Aufnahme sehr hochfrequenter Schwingungen handelt, im allgemeinen ist sie entbehrlich, dann wird die Ablenkung Z durch den aufzunehmenden Vorgang hervorgerufen.

Nach Angaben von Dufour kann man mit dieser Anordnung ungedämpfte Schwingungen von der Frequenz 20 000 000/sec ($\lambda = 15$ m)

gut aufnehmen, doch ist sie ohne besondere Hilfsmaßnahmen nur zur Aufnahme willkürlicher Vorgänge geeignet.

Zur Aufnahme noch höher frequenter Schwingungen benutzt Dufour (55) grundsätzlich dieselbe Anordnung, jedoch für die Hilfschwingungen höherer Frequenz (Ablenkung *Z*) anstatt ungedämpfter Schwingungen gedämpfte Wellenzüge einer Kondensatorentladung. Diesen wird der aufzunehmende Vorgang überlagert. Damit er in den Bereich der größten Schreibgeschwindigkeit des Kathodenstrahles fällt, ist es erforderlich, durch die gedämpften Schwingungen etwa nach einer halben Periode den aufzunehmenden Vorgang in Gang zu setzen. Dies geschieht mit Hilfe einer Funkenstrecke (vgl. S. 155).

Bei der praktischen Ausführung hat Dufour für die erste Hilfschwingung (Ablenkung *Y*) einen ungedämpften Wechselstrom von 286000 Per/sec für die zweite Hilfsschwingung (Ablenkung *Z*) eine gedämpfte Schwingung von der Frequenz 12 Millionen benutzt. Die höchsten Frequenzen, welche mit dieser Anordnung aufgenommen werden konnten, liegen in der Größenordnung 1 Milliarde, doch ist es klar, daß die Amplitude der Schwingungen und die Feinheit der Kurven hier nur sehr gering sind.

III. Punktweise Aufzeichnung von Kurvenformen (Lübcke 144, 145).

1. Unter Benützung der ionisierenden Wirkung der Kathodenstrahlen.

Um das Prinzip der Joubertschen Methode mit der synchron umlaufenden Kontaktscheibe auch auf das Gebiet der elektrischen Schwingungen zu übertragen, hat Lübcke auf Anregung von H. Th. Simon eine besondere Braunsche Röhre entwickelt, die als trägheitsloser Ionenkontaktmacher bezeichnet werden kann. Das Kathodenstrahlbündel wird von einem durch die elektrischen Schwingungen erzeugten Drehfeld in drehende Schwingungen versetzt, so daß der sich drehende Kathodenstrahl den Mantel eines Kegels beschreibt und die Spur des Schnittes dieses Kegels mit dem Fluoreszenzschirm einen Kreis bildet. Ein in dem Schirm angebrachter radialer Schlitz läßt in einer durch Drehung des Schirmes veränderlichen Phase der Schwingungen den Kathodenstrahl zwischen die in einer Ionisationskammer aufgestellten Platten eines kleinen Kondensators fallen, so daß durch die ionisierte Luft zwischen diesen an Spannung gelegten Platten jedesmal in der herrschenden Phase ein Stromübergang hergestellt wird, während die Platten in der übrigen Zeit voneinander isoliert bleiben. Der Eingangsschlitz der Ionisationskammer wird durch ein Lenard-Fenster gegen den Kathodenstrahlraum abgeschlossen, so daß die Kathodenstrahlen

hindurchtreten können, die im Entladungsraum stets vorhandenen Gasionen aber von der Ionisationskammer ferngehalten werden. Das Drehfeld wird mit Hilfe zweier um 90° versetzter, parallel geschalteter Spulen hergestellt, in die der zu untersuchende Wechselstrom mit 90° Phasendifferenz verzweigt wird, was durch Kapazität und Widerstand in dem einen, durch Induktivität in dem anderen Zweig erreicht ist (vgl. S. 140). Die Aufnahme der Kurvenform erfolgt mit Hilfe eines Elektrometers, das, parallel zu einem hohen Widerstand, einerseits an Erde, andererseits an einer Platte des kleinen in der Ionisationskammer untergebrachten Kondensators liegt. An die andere Platte des Kondensators und an Erde ist die Spannung angeschlossen, deren Verlauf aufgenommen werden soll. Die aus der geringen Beweglichkeit der Ionen sich ergebende Grenze der mit dieser Methode noch gut aufnehmbaren Schwingungen liegt bei einer Frequenz von etwa $5 \cdot 10^4$ (Wellenlänge $\lambda = 6 \cdot 10^7$ m).

2. Mit Hilfe zweier durch ein Fenster verbundener Kathodenstrahlröhren.

Man kann wesentlich höhere Frequenzen aufnehmen, wenn man bei der eben beschriebenen Anordnung an Stelle der Ionisationskammer eine kleine Braunsche Röhre hinter dem Schlitz in dem Leuchtschirm verwendet. Der Abschluß des Schlitzes durch ein Lenard-Fenster erübrigt sich in diesem Falle. Anordnung und Schaltung für die Aufnahme der Spannungskurve eines Wechselstromlichtbogens ist in Abb. 113 wiedergegeben. *A* ist eine Blende, *D* das Drehfeld, unter dessen Einwirkung der Kathodenstrahl den Mantel eines Kegels, seine Spur auf dem Schirm *S* einen Kreis beschreibt. *Sp* ist der radiale Schlitz, der den Kathodenstrahl bei jedem Kreisumlauf einmal in die zweite Braunsche Röhre eintreten und dann durch das zwischen den Platten *M* herrschende elektrische Feld hindurchtreten läßt. An den Ablenkungsplatten *M* liegt die aufzunehmende Wechselspannung. Das durch sie hervorgerufene Wechselfeld lenkt den Kathodenstrahl nach seiner im Augenblick des Durchganges herrschenden Größe ab. Diese Ablenkung wird auf dem Fluoreszenzschirm *F* abgelesen. Dreht man jetzt die Ablenkungsspulen und -platten der großen Kathodenstrahlröhre ebenso wie bei der Anordnung mit der Ionisationskammer um die große Röhre um 360° herum, so wird der Fleck auf dem Schirm der kleinen Röhre auf einer Geraden hin- und herwandern.

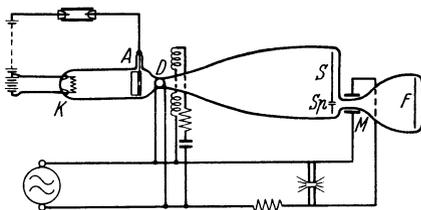


Abb. 113. Anordnung von Lübecke zur punktwweisen Aufzeichnung von Kurvenformen. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 6 (1917).]

IV. Vergleich einiger Aufnahmemethoden.

Für die Beurteilung der Brauchbarkeit der verschiedenen Aufnahmeverfahren oder der Güte der einzelnen Kathodenstrahloszillographen sind je nach dem Verwendungszweck andere Gesichtspunkte maßgebend. Neben der Strom- und Spannungsempfindlichkeit können die maximale Schreibgeschwindigkeit, die bezogene maximale Schreibgeschwindigkeit, der Nutzeffekt, die Schärfe der Kurven, sowie bauliche oder betriebstechnische Gesichtspunkte von Bedeutung sein. Ein Vergleich der einzelnen Methoden kann sich immer nur auf eine oder wenige der Größen beziehen und gibt daher kein allgemeines Werturteil.

Von den Versuchen einer vergleichenden Beurteilung der Leistungsfähigkeit der verschiedenen Röhren kommt dem von Knoll (125) durchgeführten Vergleich des Nutzeffektes der wichtigsten photographischen Aufnahmeverfahren, da er auf grundsätzlichen Erwägungen beruht, wenn gewisse einschränkende Voraussetzungen auch hier gemacht werden mußten, eine größere Bedeutung zu als den Vergleichen einzelner praktisch ausgeführter Röhrenkonstruktionen, wie es sonst oft üblich gewesen ist. Als Nutzeffekt η ist definiert das Verhältnis der Energiedichte N_2 , die theoretisch zur Hervorrufung der eben noch sichtbaren Schwärzung 0,1 auf einer empfindlichen photographischen Platte ausreicht, zur Energiedichte N , welche zur Hervorrufung der Schwärzung 0,1 bei der zu untersuchenden Aufnahmemethode benötigt wird, multipliziert mit einem Faktor η_1 , der den Energiedichteabfall berücksichtigt, welcher durch die zwischen Elektronenbrennfläche und Bromsilberemulsion gegebenenfalls erforderlichen Zwischenmedien hervorgerufen wird.

$$\eta = \frac{N_2}{N} \cdot \eta_1. \quad (72)$$

η_1 ist für die Elektronenstrahlphotographie im Hochvakuum (Innenphotographie) gleich 1. N_2 ist eine von der Plattensorte abhängige Konstante, die sich zu etwa 10^5 (Lichtquanten/cm²) oder, da ein Lichtquant etwa 2 V-Elektronenenergie entspricht, zu 10^5 (2 V-Elektronen/cm²) berechnet. Der Nutzeffekt ist also

$$\eta = 10^5 \frac{\eta_1}{N}. \quad (73)$$

$\frac{\eta_1}{N}$ läßt sich nach Gl. (51) aus der experimentell beobachtbaren maximalen Schreibgeschwindigkeit $v_{s, \max}$, den Röhrenkonstanten a/b und d_b , sowie den Betriebsgrößen V und i_s ermitteln. Tabelle 7 gibt das Ergebnis der Berechnungen wieder. Danach ergibt in Übereinstimmung mit der Erfahrung bei 70 kV-Strahlen die Hochvakuumphotographie den höchsten Nutzeffekt, während dann der Reihe nach die Außenaufnahmemethoden: Elektronenstrahlphotographie durch Lenard-Fenster, Leuchtschirm-

Tabelle 7. Vergleich verschiedener Aufnahmemethoden des Kathodenstrahloszillographen bei $V = 70$ kV.

Aufnahmemethode	Emulsion	Nutzeffekt $\eta = 10^5 \frac{\eta_1}{N} \cdot 10^6$	Max. Schreibgeschw. $v_{s \max} = 400 \frac{i_s V}{d_s} \cdot \eta$ für $i_s = 1 \mu A$; $V = 70$ kV; $d_s = 0,1$ cm [km/sec]
Elektronenstrahlphotographie im Hochvakuum (Innenphotographie)	Agfa-Positivfilm	2,4	670
	Agfa-Röntgenfilm	7,9	2200
Elektronenstrahlphotographie durch Lenard-Fenster (Außenphotographie)	Bromsilberpapier „Oszilox“	1,9	530
Leuchtschirm-Kontaktphotographie (Außenphotographie)	Bromsilberpapier „Oszilox“	0,72	200
Leuchtschirmphotographie mit Linse (Außenphotographie)	Bromsilberpapier „Oszilox“	$\sim 0,02$	~ 6

kontaktphotographie und Leuchtschirmphotographie mit Linse folgen, womit, wie bereits erwähnt, keineswegs gesagt sein soll, daß die Hochvakuumphotographie den anderen Verfahren vorzuziehen wäre, denn auch diese sind heute bereits so weit entwickelt, daß man mit ihnen jede beliebige Frequenz aufnehmen kann. Knoll (125) selbst hat darauf hingewiesen, daß bei Steigerung der maximalen Schreibgeschwindigkeit bis zur Größenordnung der Elektronengeschwindigkeit schließlich durch die endlichen Abmessungen der Ablenkplatten einer weiteren Steigerung eine Grenze gezogen ist. Rogowski (191) hat dann weiter gezeigt, daß bis zu dieser Grenze auch Außenaufnahmen mit Linse und Kamera mit den neueren Oszillographen möglich sind, wenn man eine Vorkonzentrierung auf die Öffnung der Blende und eine Hauptkonzentrierung der Strahlen auf den Leuchtschirm anwendet (vgl. S. 78).

Den Berechnungen sind handelsübliche Emulsionen zugrunde gelegt, und zwar, da die Elektronenempfindlichkeit von der Lichtempfindlichkeit verschieden ist, für jede Aufnahmemethode die jeweils günstigste. Bei Verwendung von Spezialemulsionen mit besonders hohem Bromsilbergehalt (Schumann-Platten) bzw. solchen mit Leuchtsubstanzbeimischung (Wood) ergeben sich für die Elektronenstrahlphotographie bis zu einer Größenordnung höhere Werte. Für die Leuchtschirm-

photographie ist Gieselsches Zinksulfid verwandt, da dieses zur Zeit als das wirksamste gilt.

Da sich der Nutzeffekt bei der Elektronenstrahlphotographie in Abhängigkeit von der Erregerspannung V nach einem anderen Gesetz ändert als die Leuchtdichte der Fluoreszenzstrahlung in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit, so gelten die in Tabelle 7 angegebenen Zahlen auch nur für die dort zugrunde gelegte Spannung von 70 kV. Es läßt sich erwarten, daß mit abnehmender Erregerspannung die Leistungsfähigkeit der Leuchtschirmphotographie relativ zu der der Elektronenstrahlphotographie ansteigt. Daß bei Erregerspannungen unterhalb 5 bzw. 10 kV die Leuchtschirmphotographie der Elektronenstrahlphotographie überlegen ist, ist qualitativ von Sommerfeld (246) nachgewiesen.

V. Mehrfachkurvenaufnahme.

Will man die Kurvenformen mehrerer Wechselstromgrößen miteinander vergleichen oder ihre Phasenverschiebung bestimmen, so ist es zweckmäßig, die Kurven mit Hilfe desselben Entladungsrohres möglichst gleichzeitig oder doch so schnell hintereinander aufzunehmen, daß sie für das Auge auf dem Leuchtschirm gleichzeitig erscheinen. Auch eine intermittierende Aufnahme, bei der abwechselnd die eine und die andere Kurve absatzweise oder punktweise gezeichnet werden, kann zu demselben Zweck angewandt werden.

Die gleichzeitige Aufnahme mehrerer Kurven auf demselben Schirm hat Kock (131, 132) durch eine besondere Röhrenkonstruktion (Abb. 85, S. 120) ermöglicht, bei der innerhalb desselben Entladungsrohres zwei Kathodenstrahlen nebeneinander erzeugt, unabhängig voneinander durch zwei getrennte Ablenkungssysteme beeinflusst werden und auf demselben Leuchtschirm die Kurven zeichnen. Es ist zu diesem Zweck das Rohr 19 oben geteilt und bildet zwei Ansätze 20, welche eine geringe Neigung zur Vertikalen haben und je eine Kathode 21, Anode 25 und eine Striktionsspule 22 tragen. Beide Entladungsstrecken werden parallel an eine Influenzmaschine geschaltet. Ein der besser leitenden Gasstrecke vorgeschalteter Jodkadmiumwiderstand dient dazu, die Kathodenstrahlen auf gleiche Intensität und damit die Leuchtflecke auf gleiche Helligkeit einzuregeln. Durch Drehen und Verschieben der Striktionsspule sowie durch geeignetes Regeln der Stromstärke gelingt es, trotz gegenseitiger Beeinflussung der Spulen zwei scharfe Lichtflecke zu erzielen und diese gegebenenfalls unter Benutzung eines Hilfsmagneten in einen zusammenfallen zu lassen, so daß die durch beide Strahlen erzeugten Kurven in richtiger Phase zueinander liegen. Die Ablenkung der Strahlen erfolgt bei diesem Rohr elektrostatisch durch die beiden Ablenkungskondensatoren 23. Jeder derselben sitzt

in einem viereckigen Aluminiumgehäuse 24, welches auch geerdet werden kann. Beide Kondensatoren sind dadurch gegeneinander genügend elektrostatisch geschützt, so daß, wenn nur ein Kondensator an Spannung gelegt wird, der Lichtfleck des zweiten Strahles die Nulllinie zeichnet. Dadurch, daß die Strahlen nicht senkrecht auf den Schirm fallen, ergibt sich ein Fehler in der Aufzeichnung, der jedoch im allgemeinen unbedeutend ist.

Nach Untersuchungen von Dufour (53), der fast die gleiche Anordnung benutzte wie Kock, sind solche Doppelrohre nur bei Niederfrequenz anwendbar und auch dann nur, wenn man den Strahl nur in einer Richtung ablenkt, also zur Zeitablenkung eine mechanische Bewegung, z. B. die rotierende Trommel benutzt. Weiter ergibt sich, daß die Ablenkempfindlichkeit der beiden Strahlen im allgemeinen nicht die gleiche ist, da der Gasdruck in beiden Rohren infolge ungleichmäßiger Gasabgabe der Metalle und Wände verschieden ist.

Zur intermittierenden Aufnahme von Strom und Spannung haben Mac Gregor-Morris und Ramsay (148) auf der Achse eines Synchronmotors einen Umschalter mit Schleifringen und Abnehmerbürsten vorgesehen, durch den während jeder halben Umdrehung entweder die Spannung an die Ablenkungsplatten gelegt oder der Strom durch die Ablenkungsspulen geschickt wird. Ein solcher Synchronismus zwischen den Schaltvorgängen und den aufzunehmenden Vorgängen ist nicht unbedingt erforderlich. Bei der Aufnahme stehender Bilder kann es sogar vorteilhaft sein, wenn die Umschaltung nicht immer bei derselben Phase erfolgt. Die Rotationsgeschwindigkeit des Schalters soll jedoch möglichst hoch sein, mindestens so groß, daß die Kurven für das Auge gleichzeitig und kontinuierlich erscheinen. Bedell und Reich (14) haben Kurven nach dieser Methode aufgenommen. Weiter ist noch von Stock (250) eine Anordnung zur intermittierenden Aufnahme mehrerer Kurven angegeben, bei der jedoch auf die Originalarbeit verwiesen werden muß.

E. Allgemeine Schaltanordnungen zur Auslösung der verschiedenen Vorrichtungen.

Bei allen Aufnahmeverfahren mit Ausnahme derjenigen, welche eine Art Lissajous-Figur ergeben, sind besondere Einrichtungen erforderlich, damit der der Zeitauflösung dienende Vorgang dann abläuft, wenn die aufzunehmende Erscheinung einsetzt. Vielfach tritt auch die Aufgabe auf, einen Vorgang erst einige Zeit nach seiner Auslösung aufzunehmen, z. B. wenn man einen bestimmten Teil des Vorganges, der nur geringe Ausschläge ergibt, mit größerer Genauigkeit wiedergeben will. Zu diesem Zweck muß der Beginn der Abszissenbewegung eine beliebig

lange Zeit verzögert werden können. Auch die Einrichtungen zur Vorablenkung, Strahlsperrung usw. erfordern Vorkehrungen, um die richtige zeitliche Aufeinanderfolge der einzelnen Vorgänge zu gewährleisten. Solche Vorrichtungen sind für die Aufnahme einmaliger nichtperiodischer, insbesondere kurzzeitiger, vor allem aber für die Aufnahme unwillkürlicher Vorgänge, wie z. B. atmosphärischer Entladungen, unentbehrlich.

I. Mechanische Schaltvorrichtungen.

Das einfachste Mittel sind Mehrfachschalter mit genau einstellbarer Zeitfolge. Sollen die Schaltvorgänge schnell hintereinander erfolgen, so sind besonders konstruierte Schnellschalter erforderlich, wie z. B. rotierende Quecksilberschalter oder Schwungradschalter. Zenneck (289), Dufour (53), Rogowski und Flegler (195), Gábor (75) u. a. haben derartige Schalter angegeben. In Abb. 114 ist ein von Dufour benutzter Schalter für die kurzzeitige Einschaltung der Anodenspannung wiedergegeben. Der Schalter besteht aus einem von einem Motor angetriebenen Schwungrad z mit einer spiralförmigen Nut f , in der ein Zapfen c laufen kann. Dieser ist fest mit einem Metallarm a verbunden, der um die Achse b schwingen kann. Wenn das Schwungrad in Richtung des Pfeiles h rotiert, genügt ein schnelles Ziehen am Griff e , um mit Hilfe eines am Stiel d befestigten Hakens den Zapfen c in die Nut zu führen, von der er dann mitgenommen wird. Eine besondere Vorrichtung sorgt dafür, daß der Griff hinterher automatisch sofort ausgeschaltet wird, um jede Gefahr für den Bedienenden zu vermeiden. Der Schalthebel n , der mit der isolierten Klemme s verbunden ist, ruht über dem Isolierstück m auf dem Ende des Hebels a . Sobald der Schnellschalter durch den Griff e betätigt wird, schwingt der Hebel a in Richtung des Pfeiles x aus der Stellung a in die Stellung a' und der Schalthebel n in der Richtung y , so daß der Kontakt o unterbrochen und der Kontakt p geschlossen wird. In der ersten Stellung liegt die Hochspannung an einem Hilfsrohr t' , in der zweiten Stellung an der Kathode des Oszillographen t . Letzterer bleibt so lange eingeschaltet, bis der Hebel a die Stellung a' erreicht, in der die Kathode über den Hebel a mit dem Metallgehäuse des Apparates und der Anode verbunden wird. Das Hilfsrohr t' , das ungefähr den gleichen Widerstand wie das Oszillographenrohr besitzen muß, hat den Zweck, Schwankungen der Anodenspannung und damit Schwankungen der Empfindlichkeit des Rohres infolge der plötzlichen Belastung zu verhindern. Die Anodenspannung wird durch eine Influenzmaschine E oder durch eine Wechselspannungsquelle A mit einem Hochspannungstransformator T und Gleichrichter M erzeugt.

Das Schwungrad z ist mit einer Vorrichtung gekoppelt, die die Filmtrommel im Innern des Oszillographen synchron mitnimmt. Auf diese

Weise wird nur während einer einzigen Umdrehung der Trommel Spannung an das Rohr gelegt, so daß ein mehrmaliges Überschreiben von Kurven nicht möglich ist.

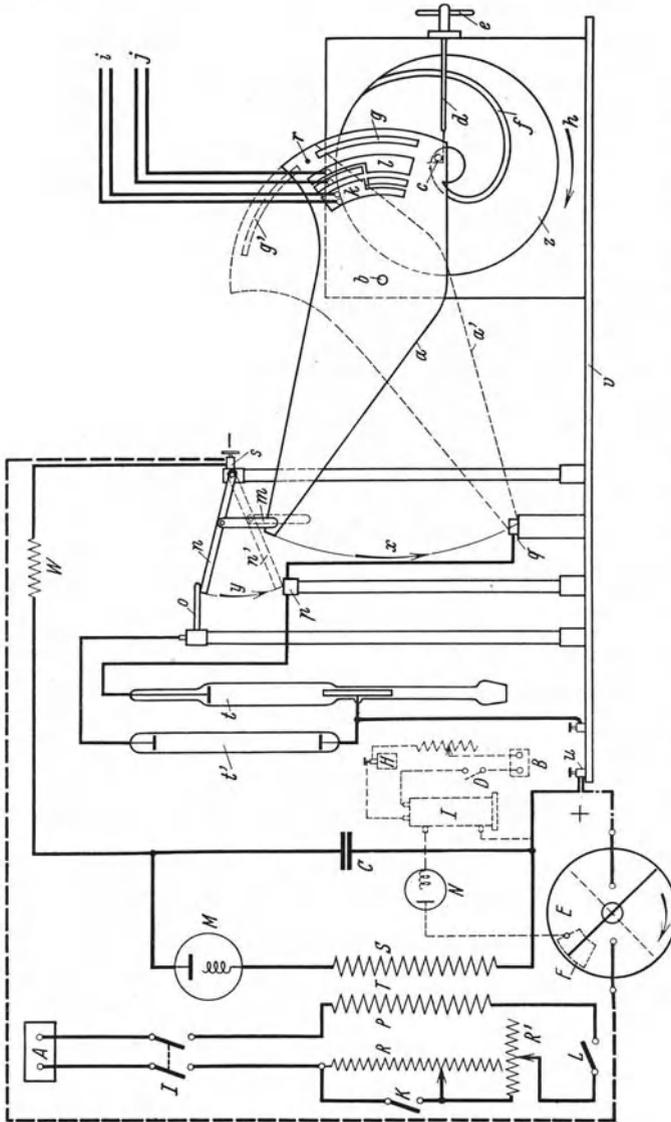


Abb. 114. Schnellschalter von Dufour. [Aus: Dufour, Oscillographe cathodique S. 24. Paris 1923 (Chiron).]

Um bei der Aufnahme einmaliger, vom Beobachter selbst ausgelöster Vorgänge, den Anfang des Vorganges mit der Einschaltung des Rohres in Einklang bringen zu können, sind an dem Schwungrad z

Sektoren k und l angebracht, auf denen mit den Leitungen i und j verbundene Bürsten schleifen. Die Stellung der Bürsten kann verändert werden.

Der Schnellschalter von Gábor (75) besteht im wesentlichen aus einem Flügel aus Hartpapier mit Kontaktfedern, welcher plötzlich um 180° herumgeworfen wird und hierbei zwei Segmente verbindet, deren eines mit der Hochspannung, deren anderes mit der Entladungsröhre verbunden ist. Die plötzliche Umdrehung erfolgt durch ein von einem Motor dauernd in Rotation gehaltenes Schwungrad mit Hilfe einer plötzlich eingeschalteten Klauenkupplung.

Abb. 115 zeigt eine von Fallou¹⁾ angegebene mechanische Schaltvorrichtung, durch die die Einschaltung der Anodenspannung, sowie die

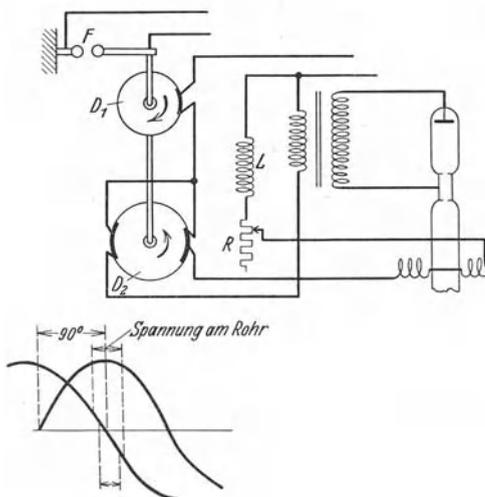


Abb. 115. Mechanische Schaltanordnung nach Fallou.
[Aus: Electr. J. Bd. 24 (1927).]

Auslösung der Zeitablenkung und des Schwingungsvorganges bewirkt werden. Zwei Kontaktscheiben D_1 und D_2 sind mechanisch mit einem Synchronmotorgekoppelt, und zwar derart, daß die Scheibe D_1 60, die Scheibe D_2 1500 Umdrehungen in der Minute machen. D_1 trägt einen, D_2 zwei Kontaktstreifen, der Kontakt der ersten Scheibe ist mit den Kontakten der zweiten in Reihe geschaltet, so daß die Kreise nur einmal in jeder Sekunde geschlossen sind. Zunächst wird der Transformator, an dessen Sekundärspule Anode und Kathode der

Braunschen Röhre angeschlossen sind, eingeschaltet, dann der Zeitablenkungskreis, der außer den Ablenkungsspulen die Drossel L und den Widerstand R enthält, und schließlich wird durch einen Überschlag an der Funkenstrecke F , deren eine Elektrode mit der Scheibe D_1 rotiert, der aufzunehmende Schwingungsvorgang ausgelöst. Da der Transformator nur während einer sehr kurzen Zeit der Periode der Betriebsspannung bei ihrem Scheitelwert geschlossen ist, so ist die Anodenspannung praktisch konstant und die Zeitablenkung, deren Phase mit der Selbstinduktion und dem Widerstand geregelt wird, linear. Bezüglich näherer Einzelheiten muß auf die einschlägige Literatur verwiesen werden.

¹⁾ Nach der Darstellung von Harrington u. Opsahl (84).

II. Elektrische Schaltvorrichtungen.

1. Funkenstrecken, Glimmlampen und ähnliche Organe als Auslösemittel.

Mandelstam (151) hat zur Aufnahme der Schwingungsvorgänge in Kondensatorkreisen den Zeitkreis und den Meßkreis über eine beiden Kreisen gemeinsame Funkenstrecke gekoppelt, bei deren Ansprechen, das man z. B. durch Nähern der Elektroden erreichen kann, die Vorgänge in beiden Kreisen ausgelöst werden, so daß die Zeitablenkung gleichzeitig mit dem Einsetzen des Schwingungsvorganges beginnt. Eine derartige Anordnung läßt sich natürlich nicht in allen Fällen anwenden, auch tritt bei zu enger Koppelung der beiden Kreise eine Rückwirkung der beiden Schwingungsvorgänge aufeinander ein. Weiter hat sich gezeigt, daß zu Beginn der Zeitablenkung durch den Einschaltvorgang hervorgerufene Hochfrequenzschwingungen sich dem eigentlichen Zeitablenkungsvorgang überlagern. Es ist daher in vielen Fällen wichtig, die Anordnung so abzuändern, daß jede Rückwirkung vermieden wird, und daß der aufzunehmende Vorgang mit einer einstellbaren Verzögerung nach Beginn der Zeitablenkung einsetzt. Beides ist mit der in Abb. 116 wiedergegebenen Anordnung von Dufour (53) erreicht. Der Kreis cab ist auf den Kreis $ED'dDE$ abgestimmt, welcher die Kondensatoren DD' , die Funkenstrecke E und die mit a gekoppelte Spule d in Reihe enthält. Beim Ansprechen der Funkenstrecke E wird der Kreis $ED'dDE$ zu Eigenschwingungen angestoßen. Der Kreis $c'h$ ist auf den Kreis $c'ef$ abgestimmt, dessen Schwingungsvorgang beim Ansprechen der Funkenstrecke e aufgenommen werden soll. Damit letztere mit einer gewissen zeitlichen Verzögerung nach der Funkenstrecke E anspricht, sind die beiden aus den parallelen Drähten $mnpq$ und $m'n'p'q'$ bestehenden Leitungen beiderseits zwischen die Funkenstrecke e und die Kondensatoren DD' geschaltet. Bei jedem Funkenübergang an der Funkenstrecke E läuft dann eine Welle längs der beiden Paralleldrähte und löst mit einer gewissen Zeitverzögerung einen Überschlag zwischen den Elektroden von e aus. Die Anordnung mit den beiden Schwingungskreisen abc und $ED'dDE$ stellt bei der Dufour-

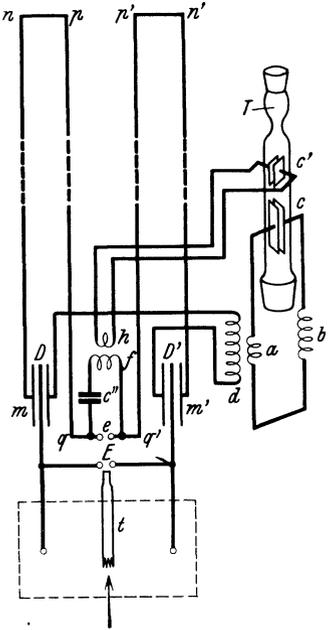


Abb. 116. Schaltanordnung von Dufour mit Zeitverzögerung. [Aus: Dufour, Oscillographe cathodique S. 64. Paris 1923 (Chiron).]

sehen Anordnung nicht die vollständige Zeitablenkvorrichtung dar, sondern nur denjenigen Teil, dem der aufzunehmende Vorgang unmittelbar überlagert wird. Der in dem Kreise *abc* erzeugte gedämpfte Schwingungszug ergibt also die Ablenkung *Z* (vgl. S. 145 u. Abb. 112) der zusammengesetzten Dufourschen Zeitablenkung. Rogowski und Flegler (194) haben grundsätzlich das gleiche Verfahren zur Verzögerung der Meßablenkung gegenüber der Zeitablenkung angewandt, indem sie eine lange Doppelleitung den Ablenkungskondensatoren vorgeschaltet haben. Statt dessen kann man auch einen aus konzentrierten Selbstinduktions- und Kapazitätselementen gebildeten Kettenleiter zur Anwendung bringen.

Rüdenberg (217) vermeidet die Rückwirkung des Meßkreises auf den Zeitkreis dadurch, daß er den Vorgang im Meßkreis vom Zeitkreis aus über ein Relais oder eine Mehrfachfunkenstrecke gegebenenfalls unter Zwischenschaltung eines Transformators auslöst. Eine derartige Anordnung ist in Abb. 117 dargestellt. Der Kondensator 6 des Zeit-

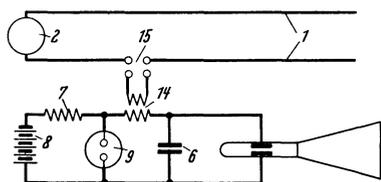


Abb. 117. Schaltanordnung von Rüdenberg. (D.R.P. 429 926.)

kreises wird über den Widerstand 7 von der Batterie 8 aufgeladen. Die Entladung des Kondensators über die Funkenstrecke 9 erzeugt in der Sekundärspule des Transformators 14 eine Spannung, die der Mehrfachfunkenstrecke 15 zugeführt wird und dort einen Überschlag verursacht. Der Generator 2 wird dadurch auf die

Leitung 1 geschaltet und löst eine Wanderwellenerscheinung aus. Bei dieser Anordnung werden also für den Zeitkreis und den Meßkreis zwei verschiedene Spannungen benutzt, was den Vorteil hat, daß die eine unabhängig von der anderen geändert werden kann.

Mehrfachfunkenstrecken bzw. Funkenstrecken mit indirekter Zündung zur Auslösung eines Vorganges durch einen anderen sind bei Braunschen Röhren weiter angewandt worden von Harrington und Opsahl (84), Mc Eachron und Goodwin (160), Wade und Rudge (266), Schilling und Lenz (228) u. a.

Abb. 118 zeigt eine der Anordnungen von Harrington und Opsahl zur Untersuchung von Blitzschutzeinrichtungen. Je zwei in Reihe geschaltete Kondensatoren werden von getrennten Stromquellen über die Transformatoren *S* und je zwei Gleichrichter auf die Spannungen *E'* und *E''* aufgeladen. Die eine Kondensatorbatterie liefert die Anodenspannung für die Braunsche Röhre, die andere die Energie für den aufzunehmenden Schwingungsvorgang. An der Funkenstrecke G_1 soll ein Überschlag eintreten, sobald die Spannung *E'* den Wert erreicht hat, mit dem die Braunsche Röhre betrieben wird. G_2 ist so

eingestellt, daß ihre Zündspannung etwas oberhalb, G_3 dagegen so, daß ihre Zündspannung etwas unterhalb der Spannung E'' liegt. Die Aufnahme erfolgt nun in folgender Weise. Zunächst wird die Spannung E'' auf ihren vorbestimmten Wert eingestellt, dann E' so lange erhöht, bis ein Überschlag an G_1 erfolgt. Damit wird der Kathodenstrahl ausgelöst und ein Spannungsabfall an den Widerständen $R_2 R_3$ erzeugt. Die Spannung an R_3 addiert sich zu der Spannung E'' und bewirkt einen Überschlag der Funkenstrecke G_2 . Da die Zündspannung von G_3 kleiner ist als E'' , so erfolgt nunmehr auch ein Überschlag bei G_3 und die Auslösung des zu untersuchenden Schwingungsvorganges.

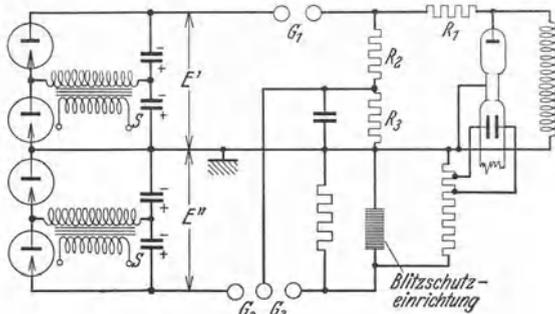


Abb. 118. Schaltanordnung von Harrington u. Opsahl. [Aus: Electr. J. Bd. 24 (1927).]

Die Anordnung von McEachron und Goodwin (160), die der Aufnahme unwillkürlicher Vorgänge dient, zeigt Abb. 119. Sie enthält die Gleichrichteranordnung G zur Erzeugung der Anodenspannung, die mit einer Doppelfunkenstrecke F arbeitende Schaltvorrichtung zur Ingangsetzung des Oszillographen im Augenblick der Aufnahme, den Zeitablenkungskreis Z , den eigentlichen Meßkreis M und eine Vorrichtung E zur sofortigen Eichung des Oszillographen. Die Mitte der beiden in Reihe geschalteten, von der Wechselstromquelle über Gleichrichter aufgeladenen Kondensatoren C liegt über einen Widerstand an der mittleren Kugel der Doppelfunkenstrecke und weiter über Kondensatoren C_1 an einer Fernleitung. Von den beiden äußeren Kugeln der Doppelfunkenstrecke liegt die eine über einen Widerstand R an Erde, ebenso wie der eine Kondensator C , während die Außenbelegung des anderen Kondensators mit der dritten Kugel verbunden ist, so daß an den Außenelektroden der Doppelfunkenstrecke dieselbe Spannung liegt, wie an der Kondensatorkette. Wenn nun das Potential der mittleren Kugel

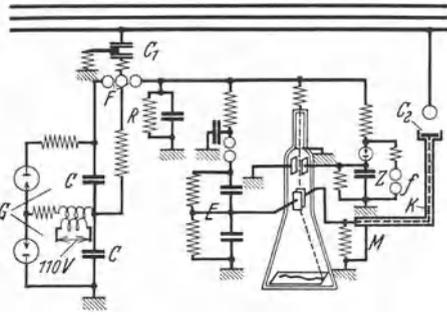


Abb. 119. Schaltanordnung von Mc Eachron u. Goodwin. [Aus: Quart. Trans. Amer. Inst. Electr. Engr. Bd. 48 Heft 3 (1929).]

ausgelöst wird, so erfolgt ein Überschlag an G_1 und die Aufnahme des Schwingungsvorganges.

beim Eintreffen einer Spannungswelle, deren zeitlicher Verlauf aufgenommen werden soll, sich plötzlich ändert, so findet ein Funkenüberschlag erst an der einen und unmittelbar darauf auch an der zweiten Funkenstrecke statt, so daß die beiden äußeren Kugeln über den Lichtbogen kurzgeschlossen sind. In diesem Augenblick tritt die volle Spannung der Kondensator-kette am Widerstand R auf, dem der Kathodenstrahloszillograph parallel geschaltet ist. Durch die Anwendung der Doppelfunkenstrecke ist es möglich, sowohl positive als auch negative Spannungswellen aufzunehmen, da die eine oder die andere Funkenstrecke je nach der Polung ansprechen muß.

Die Spannung am Widerstande R speist nun auch noch die Zeitablenkungsvorrichtung, die auf dem Prinzip der Kondensatoraufladung über einen Widerstand und einen Gleichrichter beruht. Dem Kondensator parallel liegt ein Ableitungswiderstand zur Erdung des Zeitablenkungssystems während der Wartezeit des Oszillographen. Parallel zu Gleichrichter und Kondensator liegt ferner noch eine Sicherheitsfunkenstrecke f .

Die über die Fernleitung laufende Spannungswelle trifft in einem gewissen Abstände von der ersten Kopplungskapazität auf eine zweite Kopplungskapazität C_2 , mit der das Ablenkungsplattenpaar des Oszillographen in Reihe liegt. Diese stellt eine kapazitive Spannungsteilung dar. Die Verbindungsleitung ist durch einen geerdeten Kupfermantel K abgeschirmt, um Störungen durch Streufelder zu vermeiden.

Der Kreis links des Oszillographen in Abb. 119 ist vorgesehen, um eine Stoßspannung den Ablenkungsplatten in dem Augenblick zuzuführen, wenn der Kathodenstrahl durch die Zeitablenkung nahezu vollständig über die photographische Platte geführt ist. Da die Anodenspannung bekannt ist, so ist hiermit ein Mittel zur Spannungseichung des Oszillographen kurz vor Beendigung der Aufnahme gegeben. Eine merkliche Beeinflussung des Meßkreises durch den Eichkreis tritt nicht ein, da die Kapazitäten so gewählt sind, daß die Spannung am Kondensator des Eichkreises nur ungefähr 1% der Spannung an den Ablenkungsplatten beträgt. Gleichartig mit der Anordnung von McEachron und Goodwin ist eine Schaltung von Wade und Rudge. Sie unterscheidet sich im wesentlichen dadurch, daß die Anordnung vollkommen symmetrisch aufgebaut und die Verbindungsstelle der beiden Gleichrichter geerdet ist.

Eine Schaltanordnung mit Doppelfunkenstrecke zur Auslösung der einzelnen Vorgänge in Verbindung mit einer Gleichrichteranordnung zur Erzeugung von Hilfsspannungen für die Zeitablenkung und die Strahlsperrung, die von Ackermann benutzt ist, ist der Einfachheit halber und aus Zweckmäßigkeitsgründen im Zusammenhang mit dem von ihm

abgeänderten Norinderschen Oszillographen behandelt worden (s. S. 94 und Abb. 61).

Rogowski (189) hat zum Anstoß der Entladung des Zeitkreiskondensators durch die aufzunehmende Spannungswelle eine Anordnung angegeben, bei der ebenfalls eine kapazitive Kopplung, z. B. mittels einer Parallelleitung mit der Wanderwellenleitung, benutzt wird. Die dem Zeitkreiskondensator parallel geschaltete Funkenstrecke, die bis nahe zum Durchschlag vorgespannt ist, wird durch die ankommende Störungswelle über die kapazitive Kopplung zum Ansprechen gebracht. Da man die Polarität der Wanderwelle nicht

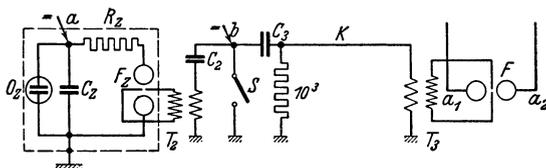


Abb. 120. Schaltanordnung von Schilling u. Lenz. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930).]

immer von vornherein kennt, so sind zwei Funkenstrecken eingebaut und die parallel zur Hauptleitung geführte Koppelleitung gekreuzt. Eine von den Funkenstrecken erhält nun unter allen Umständen eine zusätzliche Spannung und kann den Zündungsvorgang einleiten.

Abb. 120 gibt die Anordnung von Schilling und Lenz (228) wieder. Hierin bedeuten O_z die Zeitablenkplatten, C_z , R_z , F_z den dazugehörigen eigentlichen Zeitkreis. F und F_z sind Kugelfunkenstrecken besonderer Bauart. In die Symmetrieebene des Kugelfeldes ist ein Plattenpaar f_1 , f_2 (Abb. 121) gebracht, das aus dünnen Blechplatten besteht, die sich auf etwa 1 mm mit den Kanten gegenüberstehen. In der Mitte des so entstehenden Spaltes tragen sie je eine kleine Ausstrebung, die den Spalt an dieser Stelle auf einige zehntel Millimeter verringert. Die

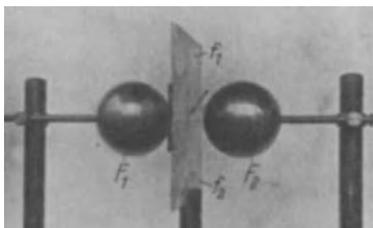


Abb. 121. Funkenstrecke mit senkrecht dazu angeordneter Zwischenfunkenstrecke nach Schilling u. Lenz. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930).]

Wirkungsweise dieser Kugelfunkenstrecken ist derart, daß beim Auftreten eines Hilfsfunken zwischen den Plattenpaaren f_1 , f_2 ein Überschlag zwischen den Kugeln ausgelöst wird. T_2 und T_3 bedeuten zwei kleine Teslastransformatoren, deren sekundäre Seiten an je ein Plattenpaar zur Auslösung von F_z und F angeschlossen sind. Bei a_1 und a_2 ist die Schaltung angeschlossen, mit der die Schwingungsvorgänge untersucht werden sollen, z. B. eine Wanderwellenerzeugungsanlage. Die Auslösung des Zeitkreises sowie des Wellenvorganges geschieht nun durch die beiden Hilfskreise SC_2T_2 und SC_3T_3 in folgender Weise. Die Kondensatoren C_z , C_2 und C_3 werden mit einer Hilfsspannung an den Punkten a und b auf-

geladen. Durch Schließen des Schalters S werden T_2 und T_3 gleichzeitig im Primärkreis erregt und zünden so einerseits den Zeitkreis, andererseits den Wellenvorgang. Durch die Schalterbewegung wird vor dem eigentlichen Schaltvorgang zwangsläufig die Spannungsquelle an den Punkten a und b abgetrennt. T_3 ist über ein Kabel K angeschlossen, das der Verzögerung des Wellenvorganges dient. Um den Zeitkreis vor induzierten Störschwingungen zu schützen, ist er, wie in Abb. 120 angedeutet, vollkommen durch einen Kasten aus Kupferblech abgeschirmt. Mit dieser Anordnung werden Rückwirkungen des Wellenvorganges auf den Zeitkreis vollkommen ausgeschlossen.

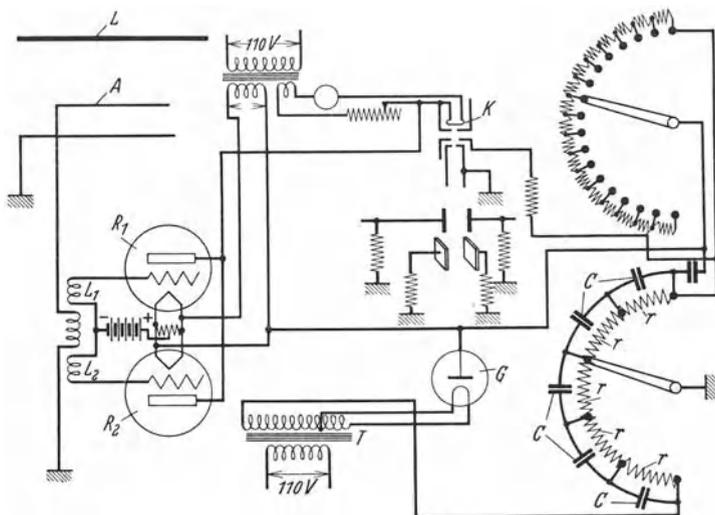


Abb. 122. Anordnung zur selbsttätigen elektrischen Auslösung des Kathodenstrahls nach George. [Aus: Quart. Trans. Amer. Inst. Electr. Engr. Bd. 48 Heft 3 (1929).]

Eine unverzögerte Auslösung des aufzunehmenden Schwingungsvorganges durch den Zeitablenkungsvorgang bei extrem loser Kopplung zwischen Meßkreis und Zeitkreis erhält man weiter mit einer Anordnung von Snoddy und Street (245). Die Vorgänge in beiden Kreisen werden durch je eine Funkenstrecke gezündet und die Funkenstrecke im Meßkreis durch das ultraviolette Licht der im Zeitkreis liegenden Funkenstrecke zur Auslösung gebracht. Um genügende Lichtenergie zu übertragen, wird ein Aluminiumhohlspiegel hinter die Zeitkreisfunkenstrecke und die andre Funkenstrecke in den Brennpunkt des Hohlspiegels gestellt.

An Stelle der Funkenstrecke kann man als Auslösemittel auch Glimmlampen, Quecksilberdampfschaltröhren und Elektronenröhren verwenden. Eine Anordnung mit Elektronenröhren ist z. B. von George (77) zur selbsttätigen Einschaltung des Kathodenstrahles an-

gegeben (Abb. 122). Als Schaltorgan dienen zwei in Gegentaktschaltung arbeitende Röhren R_1, R_2 , deren Anoden mit der Glühkathode K des Oszillographen, deren Kathoden mit der Hochspannungsquelle verbunden sind, die aus einem Gleichrichter G , einem primär an Netzspannung angeschlossenen Hochspannungstransformator T und einer aus Kapazitäten C und Widerständen r zusammengesetzten Kette besteht. Der Strom durch den Oszillographen muß somit stets über eine der beiden Elektronenröhren fließen. Die Gitter der Röhren haben negative Vorspannung, so daß der Kreis während der Wartezeit unterbrochen ist. In beiden Gitterkreisen liegen ferner je eine Kopplungsspule L_1, L_2 , die über eine Antenne A mit einer Freileitung L gekoppelt sind. Sobald auf dieser die aufzunehmenden Vorgänge einsetzen, wird dem Gitter einer der beiden Elektronenröhren ein positiver Spannungstoß zugeführt und der Oszillograph in Gang gesetzt.

Stoerk (251) hat als Schaltorgan an Stelle der Funkenstrecke ein Kathodenstrahlenrelais benutzt, das den großen Vorteil der denkbar größten Trägheitsfreiheit besitzt. Der Kathodenstrahl bildet hier im Ruhezustand einen Teil eines Stromkreises, der durch Ablenkung des Strahles plötzlich unterbrochen wird und dadurch mittelbar oder unmittelbar die zur Inangasetzung des Aufnahmevorganges erforderlichen Steuermaßnahmen bewirkt. Bei einer besonderen, auch von Stoerk angegebenen Anordnung wird der Kathodenstrahl des Braunschens Rohres selbst zuerst als Relaisorgan und dann nach der Ablenkung in einer zweiten Kammer zur Niederschrift der Kurven benutzt. Damit ist auch die Vorablenkung des Schreibstrahles gleichzeitig in einfachster Weise gelöst. Am Ende des Aufnahmevorganges läßt Stoerk dann den Kathodenstrahl auf eine besondere Aufhängerplatte treffen, hierdurch Strom- und Spannungsänderungen auslösen und über eine Röhrenanordnung den Anfangszustand der Schaltanordnung wieder herstellen. Kathodenstrahlenrelais in ähnlichen Anordnungen sind auch von Ackermann (1) in Verbindung mit dem Norinderschen Oszillographen angegeben.

2. Kippfähige und ähnliche Röhrenschaltungen als Auslösemittel.

Gábor (75) hat zum selbsttätigen Einrücken des Oszillographen, und zwar zur Auslösung der Zeitablenkung und zugleich zur Unterbrechung der Vorablenkung im Augenblick des Einsetzens eines willkürlichen oder unwillkürlichen Schwingungsvorganges Röhrenkippschaltungen eingeführt. Diese sind größtenteils Verstärkerschaltungen, die neben den Elektronenröhren und den Batterien nur Ohmsche Widerstände besitzen und infolge einer geeigneten Gleichstromrückkopplung eine S-förmige

Charakteristik aufweisen. Abb. 123 zeigt eine solche von Gábor ausgebaute Schaltung, die auf negative Spannungstöße anspricht und eine Abänderung der von Turner angegebenen „Kallirotron“-Schaltung darstellt. Zwei Elektronenröhren (1 und 2) sind so geschaltet, daß der Spannungsabfall des Anodenstromes der ersten Röhre an dem Widerstande R_1 die Gitterspannung für die zweite Röhre hergibt, der durch den Anodenstrom der zweiten Röhre in einem Ohmschen Widerstand R_2 hervorgerufene Spannungsabfall wiederum das Gitter der ersten Röhre steuert. Hierdurch ergeben sich zwei Zusammenhänge zwischen Gitterspannung und Anodenstrom für jede dieser Röhren, die in Abb. 124 graphisch dargestellt sind. Der Schnittpunkt dieser zwei Charakteristiken ergibt die Gleichgewichtslage der Schaltung. Bei geeigneter Bemessung gibt es drei solcher Schnittpunkte; zwei, A und B , sind stabil, C labil. Die Stoßspannung e , welche die Schaltung zum Kippen bringen soll, wird an das Raumladegitter der zweiten Röhre (einer Doppelgitterröhre) angeschlossen. Wird durch diese Stoßspannung die Raumladespannung der zweiten Röhre vermindert, so wird die Charakteristik der zweiten Röhre flacher, der Gleichgewichtspunkt verschiebt sich bis C' , wird dort labil und springt plötzlich nach B über. Auf diesem Punkt kann nun die Anordnung durch keinen späteren Stoß zurückgekippt werden. Der Spannungssprung, der beim Kippen am Gitter der ersten Röhre auftritt, dient zum Steuern des Gitters einer dritten Röhre, der Zeitablenkröhre. In weniger als einer halben millionstel Sekunde nach Eintreffen der Welle ist die Zeitablenkung in Bewegung gesetzt. Die Verwendung von Doppelgitterröhren in Raumladungsschaltung ergibt außer der bequemen Anstoßmöglichkeit noch den Vorteil, den Steuerbereich in das negative Gittergebiet verschieben zu können sowie eine Erhöhung der Kippgeschwindigkeit. Denn würde man die großen Gitterbatterien unmittelbar zwischen Widerstandsende und das Gitter einer Dreielektrodenröhre schalten, so würde die hohe Erdkapazität der Batterien die Kippgeschwindigkeit herabsetzen. Weiter hat Gábor noch Kippschaltungen angegeben, welche nur auf einen positiven Spannungstoß ansprechen und solche, welche sowohl bei positiven wie bei negativen Spannungstößen ansprechen (Abb. 125).

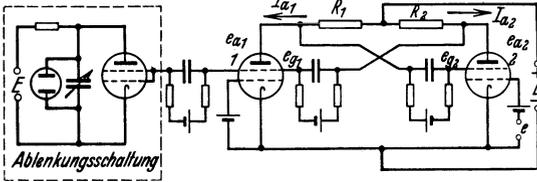


Abb. 123. Röhrenkippschaltung für neg. Spannungstöße von Gábor. (Aus: Forsch.-Hefte Studienges. Höchstspannungsanlagen 1927 Heft 1.)

graphisch dargestellt sind. Der Schnittpunkt dieser zwei Charakteristiken ergibt die Gleichgewichtslage der Schaltung. Bei geeigneter Bemessung gibt es drei solcher Schnittpunkte; zwei, A und B , sind stabil, C labil. Die Stoßspannung e , welche die Schaltung zum Kippen bringen soll, wird an das Raumladegitter der zweiten Röhre (einer Doppelgitterröhre) angeschlossen. Wird durch diese Stoßspannung die Raumladespannung der zweiten Röhre vermindert, so wird die Charakteristik der zweiten Röhre flacher, der Gleichgewichtspunkt verschiebt sich bis C' , wird dort labil und springt plötzlich nach B über. Auf diesem Punkt kann nun die Anordnung durch keinen späteren Stoß zurückgekippt werden. Der Spannungssprung, der beim Kippen am Gitter der ersten Röhre auftritt, dient zum Steuern des Gitters einer dritten Röhre, der Zeitablenkröhre. In weniger als einer halben millionstel Sekunde nach Eintreffen der Welle ist die Zeitablenkung in Bewegung gesetzt. Die Verwendung von Doppelgitterröhren in Raumladungsschaltung ergibt außer der bequemen Anstoßmöglichkeit noch den Vorteil, den Steuerbereich in das negative Gittergebiet verschieben zu können sowie eine Erhöhung der Kippgeschwindigkeit. Denn würde man die großen Gitterbatterien unmittelbar zwischen Widerstandsende und das Gitter einer Dreielektrodenröhre schalten, so würde die hohe Erdkapazität der Batterien die Kippgeschwindigkeit herabsetzen. Weiter hat Gábor noch Kippschaltungen angegeben, welche nur auf einen positiven Spannungstoß ansprechen und solche, welche sowohl bei positiven wie bei negativen Spannungstößen ansprechen (Abb. 125).

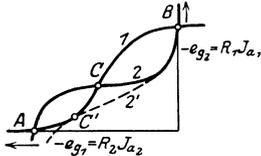


Abb. 124. Charakteristik der Röhrenkippschaltung nach Abb. 123.

millionstel Sekunde nach Eintreffen der Welle ist die Zeitablenkung in Bewegung gesetzt. Die Verwendung von Doppelgitterröhren in Raumladungsschaltung ergibt außer der bequemen Anstoßmöglichkeit noch den Vorteil, den Steuerbereich in das negative Gittergebiet verschieben zu können sowie eine Erhöhung der Kippgeschwindigkeit. Denn würde man die großen Gitterbatterien unmittelbar zwischen Widerstandsende und das Gitter einer Dreielektrodenröhre schalten, so würde die hohe Erdkapazität der Batterien die Kippgeschwindigkeit herabsetzen. Weiter hat Gábor noch Kippschaltungen angegeben, welche nur auf einen positiven Spannungstoß ansprechen und solche, welche sowohl bei positiven wie bei negativen Spannungstößen ansprechen (Abb. 125).

Bezüglich der Einzelheiten muß auf die Originalarbeiten verwiesen werden.

Eine andere Röhrenschialtung, die mit wesentlich geringeren Mitteln auskommt, jedoch keine eigentliche Kippschialtung darstellt und daher vielleicht für die Aufnahme von Schwingungen allerhöchster Frequenzen nicht so geeignet ist, ist von Rogowski und Peek (205) angegeben (Abb. 126). Der Zeitkreiskondensator d wird über die Widerstände e, f von einer bei a, b angeschlossenen Batterie aufgeladen. In Reihe mit der Zeitkreisanordnung ist ein Widerstand g und die Sperrröhre h geschaltet. Die Anodenströme der beiden Steuerröhren i und k fließen über den gemeinsamen Widerstand l . Der an diesem erzeugte Spannungsabfall liegt zwischen Gitter und Kathode der Röhre h und bewirkt, daß im Ruhezustand die Röhre h gesperrt ist. Im Gitterkreis der Röhren i und k liegen die Widerstände g, f, m, n . Die das Zeitrelais anstoßende Spannung wird bei o und p angeschlossen. Ist die Anodenbatterie q derart bemessen, daß die Röhrenströme von i und k sich den statischen Sättigungsströmen nähern, so wird eine Spannung zwischen o und p , welche Richtung diese auch haben möge, das Gitterpotential einer der Steuerröhren senken und damit eine Abnahme des Anodensummenstromes und des Spannungsabfalles am Widerstande l bewirken. Das Gitterpotential der Sperrröhre hebt sich und der Zeitkreiskondensator kann sich über die Sperrröhre entladen. Der Entladungsstrom erzeugt seinerseits einen Spannungsabfall am Widerstand g , der, im Gitterkreis von i und k liegend, deren Gitterpotentiale herabsetzt. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis die Steuerröhren i und k vollkommen gesperrt sind und der Zeitkreiskondensator sich entladen hat. Nach beendeter Entladung verschwindet der Spannungsabfall an g und der Anfangszustand stellt sich wieder ein.

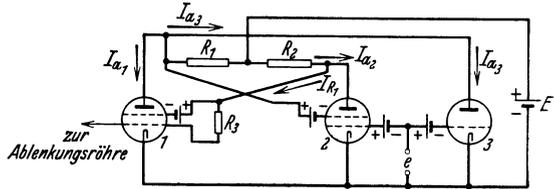


Abb. 125. Kippschialtung für beide Stoßrichtungen nach Gábor. (Aus: Forsch.-Hefte Studienges. Höchstspannungsanlagen 1927 Heft 1.)

Weiter ist von Fucks (71) ein Röhrenrelais angegeben, das bei einem äußeren Anstoß ebenfalls, wenn auch nicht sprunghaft, so doch innerhalb sehr kurzer Zeit, von einem stabilen Betriebszustand in den anderen übergeht und dann selbsttätig wieder in den betriebsbereiten Anfangszustand stellt sich wieder ein.

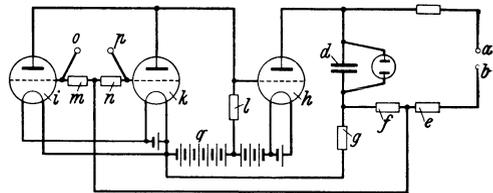


Abb. 126. Auslöseanordnung von Rogowski u. Peek. (D.R.P. 514482.)

zustand zurückkehrt. Die Schaltung (Abb. 127) ist eine Art Dynatronschaltung, bei der jedoch eine Kapazität zwischen Anode und Glühkathode liegt und die Anode außerdem über eine sehr große Induktivität an eine positive Spannung E_a angeschlossen ist. Die Betriebsdaten sind so gewählt, daß die Kennlinie bei der Anodenspannung E_a ungefähr ihr Minimum erreicht und außerdem die Nulllinie schneidet, so daß also kein Anodenstrom fließt. Durch einen plötzlichen Spannungsstoß im Gitter-, Anoden- oder Heizkreis z. B. an den Klemmen des Gitterkreiswiderstandes r setzt ein Anodenstrom ein und entlädt den auf die Spannung E_a aufgeladenen Kondensator C über die Röhre, wobei der abfallende nicht stabile Teil der Kennlinie schnell durchlaufen wird. Nach Entladung lädt sich der Kondensator ganz allmählich über die sehr große Induktivität L selbsttätig wieder auf die

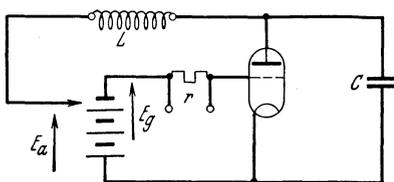


Abb. 127. Röhrenrelais nach Fuks. [Aus: Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931).]

Spannung E_a auf, womit der Anfangszustand wieder erreicht ist. Die Anordnung läßt sich außer zur Strahlsperrung und zur Strahlfreigabe unter bestimmten Betriebsbedingungen auch zum Schreiben der Zeitlinie verwenden.

Weitere Kippschaltungen siehe in dem Abschnitt über stehende zeitproportional aufgenommene Bilder S. 137—139.

F. Anwendungsgebiete.

I. Frequenzüberwachung und Frequenzvergleich.

Erzeugt man mit Hilfe des Wechselstromes, dessen Frequenzschwankungen angezeigt werden sollen, ein Drehfeld und bringt den Elektronenstrahl der Braunschen Röhre senkrecht zur Ebene des Drehfeldes, dann beschreibt der Lumineszenzfleck auf dem Schirm einen Kreis. Ist die Frequenz des Wechselstromes sehr gering, so kann man das Wandern des Leuchtfleckes auf der Kreisbahn mit dem Auge beobachten, ist die Umdrehungszahl dagegen so groß, daß das Auge der Bewegung des Fleckes nicht mehr folgen kann, so erscheint als Bild auf dem Schirm ein leuchtender Kreis. Wählt man nun nach Zenneck (283) für die Braunsche Röhre statt einer Gleichspannung eine Wechselspannung oder eine intermittierende Gleichspannung, deren Frequenz ein ganzes Vielfaches der zu überwachenden Frequenz ist, so erhält man statt des leuchtenden Kreises mehrere auf der Kreisbahn stillstehende Lumineszenzflecke, deren Zahl dem ganzen Vielfachen entspricht. Weicht die Umdrehungszahl des Drehfeldes etwas von dem ganzen Vielfachen der

Frequenz des Speisestromes ab, so liegen die Lumineszenzflecke nach jeder Periode etwas gegen die vorhergehende Lage gedreht, so daß sie für das Auge zu rotieren scheinen. Der Drehsinn richtet sich danach, ob die Geschwindigkeit des Drehfeldes gegenüber der Frequenz der Anodenspannungen verlangsamt oder beschleunigt ist. Die Methode kann als optisches Analogon zur akustischen Schwebungsmethode bezeichnet werden.

Bei der praktischen Ausführung ist es zweckmäßig, die intermittierende Gleichspannung bzw. die Wechselspannung zur Erregung der Braunschen Röhre mit einem Stimmgabelunterbrecher *S* und einem Induktorium *I* zu erzeugen (Abb. 128), wodurch eine weitgehende Konstanz der Bezugsfrequenz gewährleistet ist. Zenneck erzeugte das Drehfeld in der von Braun angegebenen Weise mit einer vom Wechselstrom durchflossenen Spule, aus der ein das Braunsche Rohr umfassender Eisenhaken *E* hervorragt (vgl. S. 140). Die Anordnung ist sehr einfach, besitzt aber den Nachteil, daß das Drehfeld nicht gleichmäßig ist und die Bahn des Lumineszenzfleckes infolgedessen recht erhebliche Abweichungen von der Kreisform aufweisen kann.

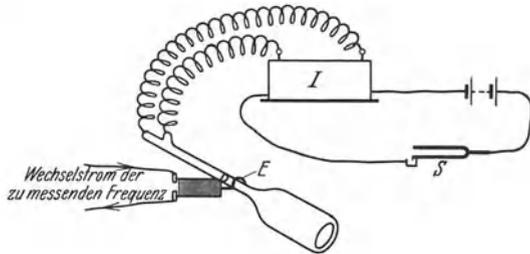


Abb. 128. Anordnung zur Frequenzüberwachung nach Zenneck. [Aus: Ann. Physik Bd. 68 (1899).]

Kipping (114) hat die Zennecksche Methode dahin abgeändert,

daß er das Drehfeld durch die Felder zweier Ablenkungsplattenpaare erzeugte, von denen das eine an einen Kondensator, das andere an einen Ohmschen Widerstand angeschlossen ist, die beide in Reihe geschaltet von dem Strom der Normalfrequenz durchflossen werden. Damit die Amplituden der beiden elektrostatischen Felder gleich groß werden, ist

$$R = \frac{1}{\omega C}$$

zu wählen. Weiter hat Kipping die Zennecksche Methode dahin abgeändert, daß er die Wechselspannung der zu überwachenden Frequenz in Reihe mit einer Gleichspannung höheren Betrages zwischen Anode und Kathode der Oszillographenröhre legte, so daß der Kathodenstrahl nie vollkommen unterbrochen wird und die Geschwindigkeit des Strahles zwischen zwei Grenzwerten hin- und herpendelt. Der Durchmesser der Kreisbahn unter dem Einfluß des Drehfeldes schwankt somit zwischen einem Größtwert und einem Kleinstwert. Stehen die Frequenzen in einem ganzzahligen Vielfachen zueinander, so beschreibt der Leuchtfleck die Randkurve einer Art Zahnrad (Abb. 129a u. b), ist das Frequenzverhältnis ein gemeiner Bruch, so erhält man eine in sich geschlossene, sich mehrfach schneidende Kurve (Abb. 129c u. d). Weitere

Einzelheiten über die hier auftretenden Kurven und die Art aus ihnen das Frequenzverhältnis zu bestimmen siehe bei Rasmussen (183).

Eine andere sehr einfache Methode zur Frequenzüberwachung, Synchronisierung zweier Schwingungen oder zur Bestimmung des Verhältnisses zweier Frequenzen besteht in der Beobachtung der Lissajous-Figuren bei der Ablenkung des Kathodenstrahles durch beide Schwingungen in zwei zueinander senkrechten Richtungen. Ist die eine Frequenz ein ganzes Vielfaches der anderen, so ergibt sich eine stehende Figur. Aus der Form der Kurve läßt sich das Frequenzverhältnis der beiden Schwingungen ermitteln, so ist z. B. bei S-förmigem Verlauf der Lissajous-Figur das Frequenzverhältnis gleich drei. Bis etwa 1 : 20 lassen sich nach dieser Methode Frequenzverhältnisse mit genügender Sicherheit bestimmen. Bei Abweichungen einer oder beider Schwingungen von der Sinusform, können Fehler in der Ablesung leicht auftreten, es ist daher nützlich, durch Zwischenschalten lose gekoppelter, auf

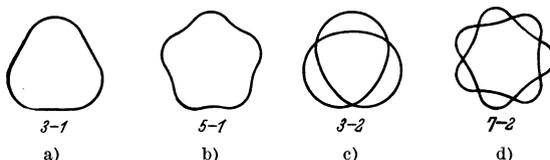


Abb. 129. Lissajous-Figuren nach der Frequenzvergleichsmethode von Kipping bei verschiedenen Frequenzverhältnissen. [Aus: Electr. Communic. Bd. 3 (1924).]

die betreffenden Grundfrequenzen abgestimmter Zwischenkreise die Oberschwingungen auszusieben.

Weicht das Frequenzverhältnis beider Schwingungen auch nur etwas von dem ganzen Vielfachen ab, so wandert die Figur. Sie nimmt die Form einer rotierenden Ellipse an, sobald das Verhältnis nahezu gleich eins ist, da sich hier sozusagen lediglich die Phasenverschiebung beider Schwingungen dauernd ändert. Die Bewegung bzw. Rotation des Bildes erfolgt um so schneller, je größer die Abweichung ist. Bei geringer Wanderungsgeschwindigkeit kann man die Zahl der Umläufe pro Sekunde zählen, sie ist gleich der Differenz der Schwingungsfrequenzen.

Die Methode der Frequenzsynchronisierung und der Bestimmung des Frequenzverhältnisses durch stehende Lissajous-Figuren läßt sich zur Eichung von Sendern und Wellenmessern mit Hilfe einer bekannten Grundfrequenz benutzen (G. Hazen und F. Kenyon 88). Sie erfolgt dadurch, daß die Frequenz des zu eichenden Senders durch Änderung seiner Abstimmung unter gleichzeitiger Beobachtung der Lissajous-Figur der Reihe nach gleich der doppelten, dreifachen, vierfachen usw. der bekannten Grundfrequenz gemacht wird. Für höhere Frequenzverhältnisse als 1 : 20, wo die Ablesung aus den Lissajous-Figuren unsicher wird, benutzt man einen Zwischensender, der seinerseits auf ein ganzes

Vielfaches der Grundfrequenz abgestimmt ist und mit dieser fortlaufend verglichen wird.

Die Genauigkeit der Methode beträgt bis zu den höchsten Frequenzen (etwa 1 Million) den Bruchteil einer Periode. Als Grundfrequenz benutzt man wegen seiner hohen Konstanz zweckmäßig diejenige eines Stimmgabelsenders oder eines piezoelektrisch gesteuerten Senders.

Die Eichung eines Wellenmessers erfolgt mittelbar durch einen in der angegebenen Art geeichten Hilfssender.

II. Aufnahme von Magnetisierungskurven.

Zur Aufnahme von Magnetisierungskurven gab Ångström (5) die in Abb. 130 wiedergegebene Anordnung an. Vier Spulen sind um das Diaphragma des Braunschen Rohres herum rechtwinklig zueinander in Kreuzform angeordnet und werden, in Reihe geschaltet, von demselben Strom einer Stromquelle G durchflossen. Die von den in der Abbildung vertikal gezeichneten sogenannten Indikatorspulen 1, 2 erzeugten Felder sind gleichgerichtet, während die Magnetisierungsspulen 3, 4 so geschaltet sind, daß sich ihre Felder am Orte des Diaphragmas aufheben. Der Strom in den Indikatorspulen bewirkt eine horizontale Ablenkung des Strahles proportional der magnetischen Feldstärke \mathfrak{H} .

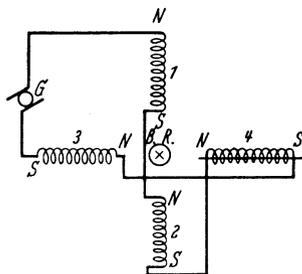


Abb. 130. Anordnung von Ångström zur Aufnahme von Magnetisierungskurven. [Aus: Physik. Z. Bd. 8 (1907)].

Wird nun in eine der horizontal liegenden Magnetisierungsspulen 4 ein Eisenstab eingeführt, so ist die Differenz der von den Spulen 3 und 4 erzeugten Felder sowie die vertikale Ablenkung des Kathodenstrahles proportional der Intensität der Magnetisierung \mathfrak{J} . Der Lichtfleck auf dem Leuchtschirm der Braunschen Röhre beschreibt somit die Magnetisierungskurve $\mathfrak{J}\mathfrak{H}$, die durch Scherung in die $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$ -Kurve übergeführt werden kann.

Wird Gleichstrom durch die Spulen geschickt und die Stromstärke langsam geändert, so ist die Magnetisierungskurve unmittelbar die statische Hysteresiskurve. Bei der Aufnahme mit Wechselstrom technischer oder höherer Frequenzen erhält man die dynamische Magnetisierungskurve, sie weicht von der statischen Magnetisierungskurve erheblich ab und ist mit zunehmender Frequenz unter dem Einfluß der im Eisen erzeugten Wirbelströme immer breiter und an den Umkehrpunkten runder. Bei hochfrequenten Wechselströmen führen die Wirbelströme zum magnetischen Haut- oder Skineneffekt. Bei der Aufnahme mit Gleichstrom ist, da im Augenblick immer nur ein einzelner Lichtfleck

vorhanden ist, die Bahn dieses Leuchtfleckes, d. h. die Kurve, auf dem Leuchtschirm nicht unmittelbar sichtbar und wird daher zweckmäßig photographisch festgehalten.

Beim Einlegen zweier Eisenstäbe von verschiedenen magnetischen Eigenschaften in die beiden Magnetisierungsspulen ergibt sich eine Differenzkurve, aus der beispielsweise auf den verschiedenen Kohlengehalt der Eisensorten näherungsweise geschlossen werden kann.

Varley (261) nahm die Magnetisierungskurven auf, indem er zeitlich nacheinander die magnetische Feldstärke \mathfrak{H} und die Intensität der Magnetisierung \mathfrak{J} auf den Kathodenstrahl wirken ließ und jede Ablenkung für sich an einer Skala ablas.

Eine Anzahl weiterer Schaltungen, die besonders zur Beobachtung und Aufnahme schnell verlaufender Magnetisierungen geeignet sind, ist

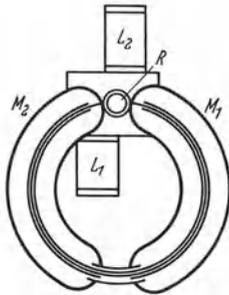


Abb. 131. Anordnung nach Madelung zur Aufnahme von Magnetisierungskurven. [Aus: Ann. Physik Bd. 17 (1905).]

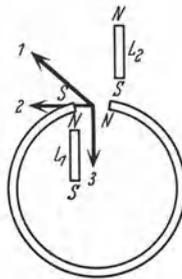


Abb. 132. Feldverlauf

der Anordnung

von E. Madelung (149) angegeben. Bei der Anordnung nach Abb. 131 sind die Magnetisierungsspulen auf zwei halbkreisförmig gebogene Glasröhren gewickelt, die das Untersuchungsmaterial in Form eines geschlitzten Ringes enthalten, der in dem Schlitz die Braunsche Röhre an ihrer engsten Stelle bei R umfaßt. Zwei kurze Spulen $L_1 L_2$ stehen so gegen die Spulen $M_1 M_2$ und das Braunsche Rohr orientiert, daß ihre parallel verlaufenden Achsen in geringem Abstände voneinander seitlich am Rohr vorüberlaufen. Der Magnetisierungsstrom durchfließt sämtliche Spulen hintereinander. Die resultierende Ablenkung zeigt Abb. 132. Die Spulen L_1 und L_2 würden, allein vom Strom durchflossen, den Kathodenstrahl in der Richtung 1 verschieben, die Spulen M_1 und M_2 aber in der Richtung 3. Die Resultierende beider Linien ergibt dann bei geeigneter Orientierung und Wahl der Dimensionen für jede Stromstärke die Richtung 2, die senkrecht zu 3 steht. Die magnetischen Drähte lenken ihrerseits in Richtung 3 ab, so daß auf diese Weise die Magnetisierung durch die Ablenkung in Richtung von 3, die Feldstärke durch die Ablenkung in Richtung 2 dargestellt ist. Die Bewegung des Fluoreszenzfleckes liefert daher direkt die Magnetisierungskurven.

Die Bewegung des Fluoreszenzfleckes liefert daher direkt die Magnetisierungskurven.

Gegenüber der Ångströmschen Anordnung ergibt sich so der Vorteil, daß man ein wesentlich homogeneres Feld bei R hat, als wenn nur ein Pol zur Ablenkung verwandt wird, und daß daher eine Verzerrung

der Kurve nicht eintritt. Ferner wird das Material als fast geschlossener Ring untersucht, wodurch die entmagnetisierende Kraft der Enden kleiner und die Ablenkung des Kathodenstrahles bei gleicher Eisenmenge und Magnetisierung größer wird.

In manchen Fällen ist es für die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften zweckmäßiger statt der $\mathfrak{S}\mathfrak{H}$ -Kurve eine Kurve aufzunehmen, die die Beziehung von $\frac{d\mathfrak{S}}{dt}$ zu $\frac{d\mathfrak{H}}{dt}$ wiedergibt. Auch hierfür sind von Madelung (150) einige Schaltungen angegeben, von denen eine in Abb. 133 dargestellt ist.

Der Magnetisierungsstrom durchfließt zwei Spulen hintereinander, deren jede eine weitere, aus vielen Windungen bestehende Sekundärwicklung trägt. In einer der beiden Spulen liegt das zu untersuchende Eisen. Von den Enden der beiden Sekundärwicklungen gehen Drähte zu zwei elektrostatischen Ablenkungsplattenpaaren an der Braunschen Röhre, welche in zwei aufeinander senkrechten Richtungen den Kathodenstrahl ablenken. An diesen Plattenpaaren treten dann Ablenkungsspannungen proportional den zeitlichen Ableitungen von \mathfrak{S} und \mathfrak{H} auf.

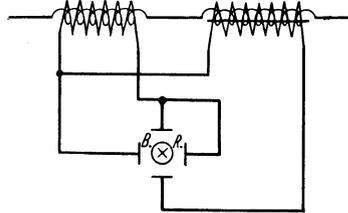


Abb. 133. Anordnung von Madelung zur Aufnahme der $\left(\frac{d\mathfrak{S}}{dt}, \frac{d\mathfrak{H}}{dt}\right)$ -Kurven. [Aus: Physik. Z. Bd. 8 (1907).]

Auch bei der Anordnung von Madelung zur Aufnahme der $\mathfrak{S}\mathfrak{H}$ -Kurve ist infolge des durch die Braunsche Röhre bedingten Luftschlitzes in dem Eisenring noch eine Fehlerquelle vorhanden. Denn es ergibt sich infolge des Luftschlitzes eine von der Permeabilität abhängige Streuung, die sich, da die Permeabilität selbst nicht bekannt ist, auch der Berechnung entzieht. Man ist daher zu Anordnungen übergegangen, bei denen ein vollkommen geschlossener Eisenkern anwendbar ist.

Faßbender und Hupka (66) haben zu Untersuchungen bei Hochfrequenz die in Abb. 134 wiedergegebene Schaltung angegeben. An den Hochfrequenzgenerator G ist ein Schwingungskreis angeschlossen, der aus der variablen Kapazität C , einer größeren Selbstinduktion L , einem Hochfrequenzstrommesser A und dem geschlossenen, gleichmäßig bewickelten, streuungslosen Ring S aus dem zu untersuchenden Ferricum besteht. Parallel zu dem Ring liegt ein Elektrometer F . Die Enden der Ringwicklung sind mit dem Ablenkungskondensator C_1 verbunden. Ist der Ohmsche Widerstand der Wicklung klein, so ist die Klemmenspannung und damit die Ablenkung des Kathodenstrahles proportional der EMK der Ringwicklung:

$$e = -N \frac{d\Phi}{dt}, \tag{74}$$

wo N die Windungszahl ist. Senkrecht zu dem Feld des Kondensators C_1 wirkt auf den Kathodenstrahl das Feld des an die Selbstinduktion L angeschlossenen zweiten Ablenkungskondensators C_2 . Dieses Feld ist, wenn im Schwingungskreis ein sinusförmiger Strom fließt, ebenfalls sinusförmig. Seine Phasenverschiebung gegen den Strom beträgt, wenn der Ohmsche Widerstand zu vernachlässigen ist, eine Viertelperiode. Aus der aufgenommenen Lissajous-Figur läßt sich daher in bekannter Weise der zeitliche Verlauf der beiden EMK ermitteln. Durch graphische Integration erhält man dann den Verlauf der Kurve:

$$\Phi = -\frac{1}{N} \int e dt. \quad (75)$$

Der Fluß Φ setzt sich zusammen aus dem Induktionsfluß im Ferricum Φ_1 und dem Induktionsfluß in Luft Φ_2 *). Da letzterer dem Strom i pro-

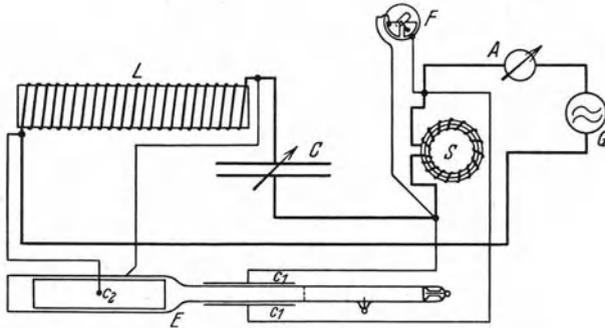


Abb. 134. Anordnung zur Aufnahme von Magnetisierungskurven nach Faßbender u. Hupka. [Aus: Jb. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 6 (1912).]

portional und phasengleich ist, erhält man aus der Φ -Kurve die Φ_1 - und daraus die $\mathfrak{B}t$ -Kurve durch Subtraktion der Φ_2 -Kurve. Damit sind \mathfrak{B} und \mathfrak{H} als Funktion der Zeit ermittelt und man kann nunmehr aus beiden die gesuchte Hysteresisschleife ableiten. Bezüglich der Einzelheiten muß auf die Originalarbeit verwiesen werden.

Durch die Analyse der Lissajous-Figur, die graphische Integration der e -Kurve [Gl. (74)], die Differenzbildung und Umzeichnung ist das Verfahren zeitraubend und verliert an Genauigkeit.

Eine unmittelbare Aufzeichnung der Φi -Kurve bzw. der $\mathfrak{B} \mathfrak{H}$ -Kurve für geschlossene Eisenkerne erhält man nach der Methode von Krüger und Plendl (135). Abb. 135 gibt ihre Anordnung wieder. Der Wechselstromgenerator G ist über die eisenfreie Selbstinduktion L_1 und den Kon-

*) Bei Hochfrequenzmessungen ist der Fluß Φ_2 merklich und muß daher berücksichtigt werden, weil das Eisen wegen der Wirbelstromverluste fein unterteilt ist und den Wickelungsquerschnitt deswegen nicht vollkommen ausfüllt.

densator C_1 an die zu speisende Eisenkernspule S_1 angeschlossen. Der Primärkreis ist annähernd auf die Generatorfrequenz abgestimmt, die Induktivität des Variometers L_1 ist groß gegen diejenige der Eisenkernspule gewählt, um einen möglichst sinusförmigen Magnetisierungsstrom zu erhalten. An der Sekundärwicklung S_2 liegt der hohe induktionsfreie Widerstand R_2 in Reihe mit dem Kondensator C_2 , dessen Kapazitätz

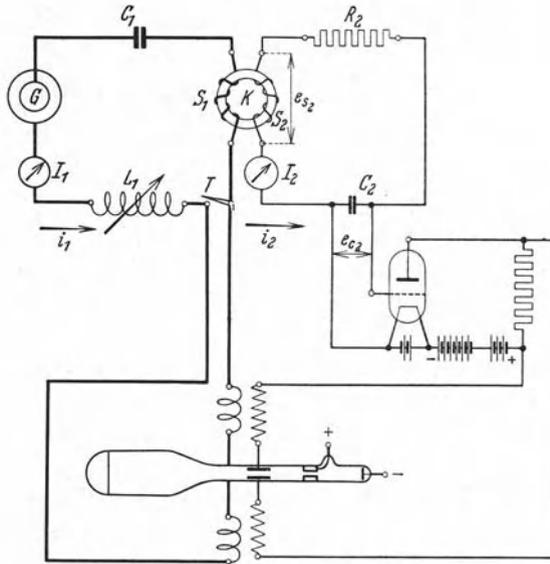


Abb. 135. Aufnahme von Magnetisierungskurven nach Krüger u. Plendl. [Aus: Jb. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 27 (1926).]

gegen den Widerstand von R_2 zu vernachlässigen sei. Dann ist die Spannung an den Klemmen von C_2 :

$$e_{c_2} = \frac{1}{C_2} \int i_2 dt = -\frac{N_2}{C_2 R_2} \int \frac{d\Phi}{dt} dt = -\frac{N_2}{C_2 R_2} \Phi. \quad (76)$$

e_{c_2} ist also proportional dem magnetischen Fluß Φ und damit die Ablenkung proportional der Induktion \mathfrak{B} . Der Kondensator integriert selbsttätig, der Augenblickswert seiner Klemmspannung gibt ein Maß für den Augenblickswert des Wechselflusses im Eisenkern.

Lenkt man also den Kathodenstrahl der Braunschen Röhre in einer Richtung durch die Kondensatorspannung e_{c_2} ab, und gleichzeitig in der dazu senkrechten Richtung durch den Magnetisierungsstrom i_1 , so zeichnet der Kathodenstrahl die Magnetisierungskurve Φi .

Der Strom i_2 im Sekundärkreis muß so klein sein, daß er gegenüber dem primären Magnetisierungsstrom praktisch keine magnetische Rückwirkung auf den Eisenkern ausübt, ferner muß, wie bereits ausgeführt,

$R_2 \ll \frac{1}{\omega C_2}$ sein, damit wird auch e_{c_2} sehr klein, so daß damit unmittelbar keine sichtbare Ablenkung des Kathodenstrahles erzielt werden kann. Es ist daher eine Spannungsverstärkung erforderlich, wozu zweckmäßig ein Widerstandsverstärker gewählt wird. Diesen schaltet man zur Vermeidung von Störungen nach Johnson (105) in Gegentaktschaltung und benutzt dann einen vollkommen symmetrischen Aufbau auch für den Primärkreis.

III. Aufnahme von Leistungs- und Verlustdiagrammen, Phasenwinkeln, Leistungsfaktoren und Quotienten.

Bekanntlich ist das von einer Magnetisierungskurve umschlossene Flächenstück, wie Warburg¹⁾ gezeigt hat, ein Maß der molekularen Arbeit, welche der magnetisierende Kreisprozeß in der Volumeneinheit des Materials verrichtet, also ein Maß der durch die Hysteresis verbrauchten Energie. Somit stellt die Aufnahme der Magnetisierungskurve durch die Braunsche Röhre (vgl. S. 167) bereits ein Beispiel für die Aufnahme eines Verlustdiagrammes dar. Daß sich auch beliebige andere Leistungsdiagramme mit der Braunschen Röhre aufnehmen lassen, ergibt sich aus den folgenden Betrachtungen.

1. Aufnahme in rechtwinkligen Koordinaten.

a) Leistungs- und Verlustdiagramme. [Methode von Madelung (150)-Ryan (224)].

Der Kathodenstrahl werde in zwei zueinander senkrechten Richtungen von zwei Feldern abgelenkt, die periodische Funktionen derselben Frequenz seien. Die Spur des Strahles beschreibt dann eine geschlossene Kurve (Abb. 136) und die von der Kurve umschlossene Fläche ist:

$$A = \int y dx = \int_0^T y \frac{dx}{dt} dt, \quad (77)$$

wenn T die Zeitdauer einer Periode ist. Die in einem Verbraucher elektrischer Energie umgesetzte Leistung ist andererseits

$$W = \frac{1}{T} \int_0^T e i dt, \quad (78)$$

wenn e die Spannung am Verbraucher und i der Strom sind.

¹⁾ Wied. Ann. Bd. 13 (1881) S. 141.

Aus dem Vergleich beider Gleichungen ergibt sich, daß die von der aufgenommenen Kurve umschlossene Fläche der verbrauchten Leistung proportional ist, wenn die eine Ablenkung (z. B. y) dem Strom (bzw. der Spannung) proportional ist und der Differentialquotient nach der Zeit von der Ablenkung in der anderen Richtung (z. B. $\frac{dx}{dt}$), d. h. die Geschwindigkeit der anderen Ablenkung der Spannung (bzw. dem Strom) proportional ist. Diese Bedingung kann man beispielsweise dadurch erfüllen, daß man in den Stromkreis des Verbrauchers einen Kondensator C einschaltet und die Spannung e_2 am Kondensator für die eine

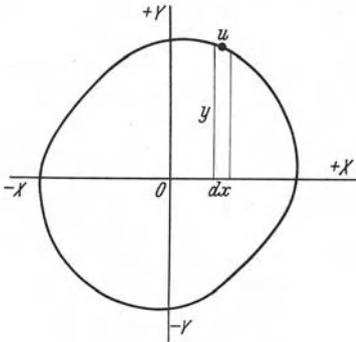


Abb. 136. Leistungsdiagramm. [Aus: Proc. Amer. Inst. Electr. Engr. Bd. 30 (1911).]

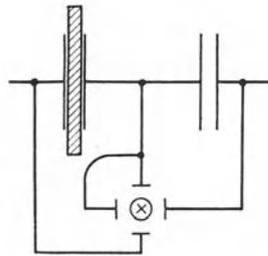


Abb. 137. Anordnung von Madelung zur Untersuchung dielektrischer Stoffe. [Aus: Physik. Z. Bd. 8 (1907).]

Ablenkung, die Spannung e_1 am Verbraucher für die andere Ablenkung benutzt. Es ist dann:

$$e_1 = k_1 y \quad \text{und} \quad e_2 = k_2 x = \int_0^t \frac{i}{C} dt, \quad (79)$$

$$dx = \frac{i dt}{k_2 C}, \quad i = k_2 C \frac{dx}{dt}, \quad (80)$$

$$dF = y dx = \frac{e_1 i dt}{C k_1 k_2}, \quad (81)$$

$$F = \frac{1}{k_1 k_2 C} \int_0^T e_1 i dt, \quad W = \frac{k_1 k_2}{T} C F. \quad (82)$$

Eine Anordnung dieser Art ist von Madelung (150) zur Untersuchung dielektrischer Stoffe angegeben (Abb. 137). Es sind zwei Kondensatoren in Serie geschaltet, zwischen den Platten des einen liegt das zu untersuchende Dielektrikum. Die Spannungen an den Kondensatoren sind an die Ablenkungsplatten der Braunschen Röhre gelegt.

Ist die Anode der Braunschen Röhre, wie üblich, geerdet, und werden zur Ablenkung elektrostatische Felder benutzt, so ist es zur Ver-

meidung von Fehlern infolge von Unsymmetrie zweckmäßig, die Mitte der Ablenkungsspannungen ebenfalls zu erden. Abb. 138 zeigt eine derartige von Ryan (224) angegebene Anordnung zur Messung der dielektrischen Verluste an Ölen. $Q_1^I Q_1^{II}$, $Q_2^I Q_2^{II}$ sind die Plattenpaare der Ablenkungskondensatoren, die durch äußere Belegungen auf der Glaswand des Braunschen Rohres gebildet werden. Das zu untersuchende Öl ist auf zwei gleiche Metallgefäße verteilt, die sich in einem geringen Abstand isoliert über einer geerdeten Grundplatte $O^I O^I$ befinden. Die beiden in Reihe liegenden Kapazitäten zwischen den Gefäßwänden und der geerdeten Grundplatte bilden zusammen den in den

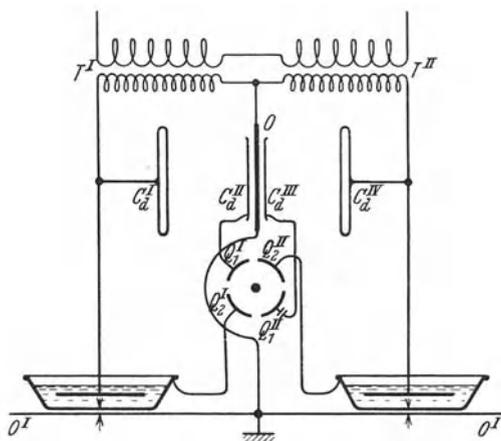


Abb. 138. Anordnung zur Messung von dielektrischen Verlusten an Ölen nach Ryan. [Aus: Proc. Amer. Inst. Electr. Engr. Bd. 30 (1911).]

Stromkreis geschalteten Kondensator. Die Prüfspannung, die über die in der Mitte geerdeten Transformator $T^I T^{II}$ der Meßeinrichtung zugeführt ist, liegt an dem durch die Platte O ebenfalls in der Mitte geerdeten Spannungsteiler $C_d^I C_d^{II} C_d^{III} C_d^{IV}$. An den Platten $C_d^{II} C_d^{III}$ liegt der zweite Ablenkungskondensator $Q_1^I Q_1^{II}$.

Die Bestimmung des Proportionalitätsfaktors der obigen Gl. (82) geschieht mit Hilfe von Gleichspannungen, zweckmäßig nach der Methode von Wilmotte (278) (s. S. 104), da bei dieser Unsicherheiten infolge Härteänderungen der Braunschen Röhre zwischen der eigentlichen Aufnahme und der Eichung nicht auftreten können.

b) Phasenwinkel und Leistungsfaktor.

Die Bestimmung von Phasenwinkeln und Leistungsfaktoren mit Hilfe der Braunschen Röhre kommt im wesentlichen nur bei reiner Sinusform und gleicher Frequenz beider Schwingungen bzw. von Strom und Spannung in Frage. Ist die Ablenkung des Kathodenstrahles nach der einen Koordinate

$$x = k_1 e = k_1 E \sin \omega t, \quad (83)$$

die nach der anderen Koordinate

$$y = k_2 i = k_2 I \sin (\omega t + \varphi), \quad (84)$$

so ergibt sich auf dem Schirm der Braunschen Röhre eine reine Ellipse

mit den Höchstablenkungen

$$X = k_1 E, \tag{85}$$

$$Y = k_2 I \tag{86}$$

in Richtung der Koordinatenachsen.

Die elliptische Bewegung läßt sich nun, da sie aus zwei senkrecht zueinander verlaufenden Sinusschwingungen entsteht, aus den Projektionen zweier Kreisbewegungen mit den Radien $OB = X$ und $OA = Y$ (Abb. 139) auf die Koordinatenachsen zusammensetzen. Fällt man daher von dem Punkte größter Elongation A' in Richtung der Y -Achse auf die X -Achse das Lot und verbindet den Schnittpunkt S des Lotes und des Kreises vom Radius OB mit dem Koordinatenanfangspunkt, so ist der Winkel zwischen der Verbindungslinie und der X -Achse der gesuchte Phasenverschiebungswinkel. Ein analoges Verfahren läßt sich auf den Punkt B' gründen (Alberti und Zickner 4).

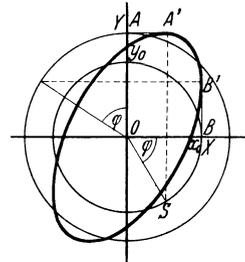


Abb. 139. Phasenbestimmung bei sinusförmigen Schwingungen. [Aus: Jb. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 19 (1922).]

Bezeichnet man andererseits mit x_0 und y_0 die Koordinaten der Schnittpunkte der Ellipse mit dem Achsenkreuz, so ergibt sich aus:

$$x = k_1 E \sin(\omega t) = 0, \tag{87}$$

$$\omega t = 0, \tag{88}$$

$$y_0 = k_2 I \sin \varphi = Y \sin \varphi, \tag{89}$$

$$\sin \varphi = \frac{y_0}{Y} \tag{90}$$

und analog

$$\sin \varphi = \frac{x_0}{X}, \tag{91}$$

woraus der $\cos \varphi$ leicht zu ermitteln ist (Zenneck 286).

Die Genauigkeit dieser Methode ist am größten, wenn x_0 und y_0 klein sind. Dann ist die Ellipse schmal und der Leistungsfaktor nahezu 1.

Handelt es sich darum, einen Leistungsfaktor zu bestimmen, der nahezu Null ist, so führt folgende Methode zu größerer Genauigkeit (Mac Gregor-Morris und Mines 147).

Der einen Größe, beispielsweise dem Strom, wird die Ablenkung in Richtung der Y -Achse proportional gemacht, während der anderen Größe, z. B. der Spannung, die Geschwindigkeit des Strahles in Richtung der X -Achse proportional gemacht wird. Dies geschieht wieder (vgl. S. 173) durch Einschalten eines Kondensators in den Stromkreis des Verbrauchers und Parallelschalten des Kondensators mit einem Ablenkungs-

system. Es ist dann:

$$y = k_2 I \sin(\omega t + \varphi), \quad (92)$$

$$\frac{dx}{dt} = k_1 E \sin \omega t, \quad (93)$$

hieraus folgt:

$$x = \int k_1 E \sin \omega t dt = -\omega k_1 E \cos \omega t. \quad (94)$$

Für $x = 0$ ergibt sich:

$$\cos \omega t = 0, \quad \omega t = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \text{ usw.}, \quad (95)$$

$$y_0 = k_2 I \sin\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right) = \pm k_2 I \cos \varphi = \pm Y \cos \varphi, \quad (96)$$

$$\cos \varphi = \frac{y_0}{Y} \quad (97)$$

und analog für $y = 0$

$$\cos \varphi = \frac{x_0}{X}. \quad (98)$$

Eine weitere von Fleming (69) angegebene Methode besteht darin, daß man die beiden Ausschläge des Kathodenstrahles in Richtung der beiden Koordinaten zunächst einander gleich macht, z. B. durch Änderung des gegenseitigen Abstandes der Ablenkungsspulen oder der Ablenkungsplatten und dann die Ellipse aufnimmt. Zeichnet man die große Achse $2a$ und die kleine Achse $2b$ der Ellipse und verbindet die Endpunkte der Achsen, so ist der von zwei Verbindungslinien eingeschlossene, der kleinen Achse gegenüberliegende Winkel gleich dem Phasenwinkel der beiden Sinusschwingungen:

$$\varphi = 2 \arctg\left(\frac{b}{a}\right). \quad (99)$$

Die zunächst erforderliche Einstellung auf gleiche Amplituden bringt eine gewisse Unbequemlichkeit und Ungenauigkeit in die Methode.

Wie auf S. 173 ausgeführt ist, kann die in einem Verbraucher elektrischer Energie umgesetzte Leistung durch den Flächeninhalt F einer mit der Braunschen Röhre aufgenommenen Ellipse dargestellt werden. Dieser ist aber bekanntlich, wenn $2a$ und $2b$ die Länge der großen bzw. der kleinen Achse ist:

$$F = \pi a b, \quad (100)$$

mithin

$$F = \pi a b = \text{const } E I \cos \varphi. \quad (101)$$

Ist der Leistungsfaktor gleich 1, so fallen die Achsen der Ellipse mit dem Koordinatenkreuz zusammen und sind dem Betrage nach gleich den

doppelten Amplituden der beiden einzeln aufgenommenen Schwingungen. Die Fläche dieser Ellipse hat den Inhalt:

$$F' = \text{const } EI = \pi a' b'. \quad (102)$$

Aus Gl. (101) und (102) folgt

$$\cos \varphi = \frac{a b}{a' b'}. \quad (103)$$

Außer der geneigten Ellipse braucht man daher bei dieser Methode nur noch die beiden Amplituden aufzunehmen (Minton 165) (siehe Abb. 140).

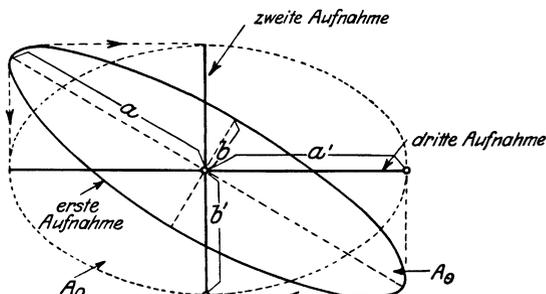


Abb. 140. Bestimmung des Leistungsfaktors nach Minton. (Aus: Hund, Hochfrequenzmeßtechnik.)

2. Aufnahme in Polarkoordinaten.

Nach Grix (83) (vgl. S. 120) kann man Schwingungserscheinungen in Polarkoordinaten aufnehmen, wenn man eine zu dem unabgelenkten Kathodenstrahl senkrecht stehende ebene photographische Aufnahmevorrichtung um die Achse des Kathodenstrahls mit Hilfe eines Motors rotieren läßt und den Kathodenstrahl in üblicher Weise durch den aufzunehmenden Vorgang ablenkt. Besteht Synchronismus zwischen der Umdrehungszahl n des Motors und der Periodenzahl ν des Wechselstromes i , so ist der Inhalt der innerhalb einer Halbperiode von der Kurve umschriebenen Fläche (jede Halbperiode gibt eine geschlossene Kurve):

$$F = \int_0^{\pi} \frac{1}{2} i^2 d\alpha. \quad (104)$$

Benutzt man zur Ablenkung zwei koaxiale Spulen beiderseits der Braunschen Röhre und schickt durch die Spulen zwei beliebige Ströme, so erhält man je nach der Polung die Summen- oder Differenzkurve der beiden Ströme. Man kann nun nach Grix die Leistung eines Stromes ermitteln, wenn man durch die eine Spule den Strom, durch die andere Spule einen der Spannung proportionalen Strom schickt und die Summen- und Differenzkurven aufnimmt. Planimetriert man die von diesen Kurven umschriebenen Flächen, so ergeben sich für eine ganze Periode die Beziehungen:

$$F_{(e+i)} = \int_0^{\pi} (e + i)^2 d\alpha = \int_0^{\pi} e^2 d\alpha + \int_0^{\pi} i^2 d\alpha + \int_0^{\pi} 2 e i d\alpha, \quad (105)$$

$$F_{(e-i)} = \int_0^{\pi} (e - i)^2 d\alpha = \int_0^{\pi} e^2 d\alpha + \int_0^{\pi} i^2 d\alpha - \int_0^{\pi} 2 e i d\alpha \quad (106)$$

und hieraus die Arbeit für eine ganze Periode

$$F_{(e+i)} - F_{(e-i)} = 4 \int_0^\pi e i d\alpha \quad (107)$$

und die Leistung

$$M(e i) = \frac{1}{2\pi} [F_{(e+i)} - F_{(e-i)}] = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi e i d\alpha. \quad (108)$$

Der Leistungsfaktor läßt sich aus der Gleichung:

$$\cos \psi = \frac{M(e i)}{\sqrt{M(e^2) \cdot M(i^2)}} = \frac{F_{(e+i)} - F_{(e-i)}}{4 \sqrt{F_e F_i}} \quad (109)$$

ermitteln. Zu seiner Berechnung ist mithin außer der Aufnahme der Summen- und Differenzkurven auch noch die Aufnahme der einfachen Strom- und Spannungskurven nach diesem Verfahren und die Planimetrierung ihrer Flächen erforderlich.

Nur in seltenen Fällen, in denen andere einfachere Methoden nicht zum Ziele führen, dürfte die praktische Anwendung dieses Verfahrens in Frage kommen.

3. Aufnahme der Quotienten zweier Größen.

Für die Aufnahme des Quotienten zweier Größen kann man die Braunsche Röhre in einer von den Siemens-Schuckertwerken (240) angegebenen Anordnung benutzen, die mit der Lilienfeldschen Methode zur Kurvenaufnahme das gemein hat, daß eine der Feldgrößen die Geschwindigkeit des Kathodenstrahles beeinflusst, während die andere Feldgröße in üblicher Weise den Strahl senkrecht zu seiner Bahn ablenkt. Aus den Bewegungsgleichungen der Elektronen Gl. (21) S. 39 und Gl. (48) S. 42 folgt, daß die Ablenkung des Strahles dem Quotienten aus der elektrostatischen Ablenkungsspannung zur Beschleunigungsspannung bzw. dem Quotienten aus dem Strom in den Ablenkungsspulen und der Quadratwurzel aus der Beschleunigungsspannung proportional ist. Je nach den Erfordernissen kann man daher die eine oder die andere Feldgröße zur Quotientenmessung benutzen.

Handelt es sich um die Messung des Quotienten von Gleichstromgrößen, z. B. das Verhältnis von Spannung und Strom etwa eines Leitungsnetzes, so wird (Abb. 141) zwischen Kathode k und Gitter g der Braunschen Röhre die Spannung E_1 des Leitungsnetzes 2 über einen Widerstand 4 gelegt. An die beiden Kondensatorplatten 5 und 6 wird die Spannung E_2 angeschlossen, die an dem in dem Leitungsnetz befindlichen Widerstand 7 abgegriffen wird. Gegenüber dem Gitter g sind Elektroden 8 angeordnet, an die je ein Anzeigerelais 9 angeschlossen ist. Jedem Anzeigerelais entspricht danach ein bestimmter Wert des Quo-

tienten, so daß sich nach dieser Methode eine diskontinuierliche Anzeige des Quotienten ergibt, die je nach der Anzahl der Relais genügend fein unterteilt werden kann.

Handelt es sich jedoch um die Messung des Quotienten von Wechselstromgrößen, so kommt neben der zeitlichen Änderung der Größe der Vektoren während einer Periode noch die Phasenverschiebung hinzu. Das momentane Verhältnis etwa von Spannung und Strom verläuft dann unter Umständen während einer Periode zwischen Null und \pm Unendlich. In diesem Falle macht man die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen wieder von der einen Größe abhängig, während man durch die andere Wechselstromgröße ein senkrecht zum Kathodenstrahl im Raum sich bewegendes Drehfeld mit einer der bekannten Kunstschaltungen erzeugt. Der Kathodenstrahl beschreibt dann eine geschlossene Kurve, deren jeweilige radiale Ausdehnung dem Quotienten der beiden Felder proportional ist. Der kürzeste Abstand der Kurve vom Nullpunkt gibt das Verhältnis der Amplituden.

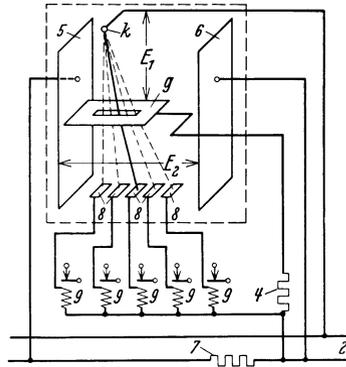


Abb. 141. Anordnung der Siemens-Schuckertwerke zur Quotientenmessung. (Schweiz. P. 142777.)

IV. Aufnahme von Resonanzkurven, Kennlinien u. dgl.

1. Resonanzkurven.

Zur Demonstration von Resonanzkurven elektrischer Schwingungskreise haben Marx und Bannitz (154) eine Anordnung angegeben, durch die mit der Einstellung des Drehkondensators zur Einstellung des Schwingungskreises zwangläufig eine Ablenkung des Kathodenstrahles in Richtung der Abszissenachse proportional der Winkelstellung des Kondensators verbunden ist, während gleichzeitig durch ein dem Drehkondensator parallel geschaltetes Plattenpaar die Ablenkung des Strahles in Richtung der Ordinatenachse erfolgt. Der Kathodenstrahl nimmt somit die Spannungsresonanzkurve des Kreises auf. Zur Erzeugung des die Ablenkung in der Abszissenrichtung bewirkenden Hilfsstromes wird ein ringförmig gewickelter Widerstand, an den an zwei diametral gegenüberliegenden Kontakten unter Vorschaltung eines Widerstandes die Spannung einer Batterie angelegt ist, auf dem Drehkondensator koaxial angebracht. Eine Feder, die an dem Drehknopf des Kondensators befestigt ist und auf der Widerstandsspirale schleift, ist mit dem einen Ende der Ablenkungsspulen verbunden, während das andere an dem mit

der Batterie verbundenen Kontakt der Spirale liegt. Durch die Ablenkungsspulen fließt somit ein der Winkelstellung des Kondensators proportionaler Strom. Bei Antrieb der Achse durch einen Motor erhält man die Resonanzkurve stehend.

2. Kennlinien.

Es ist zwischen dynamischen und statischen Kennlinien zu unterscheiden. Die Braunsche Röhre kommt im wesentlichen nur für die Aufnahme dynamischer Kennlinien in Frage. Man hat es hierbei im Grunde genommen mit der üblichen Aufnahme von Kurvenformen

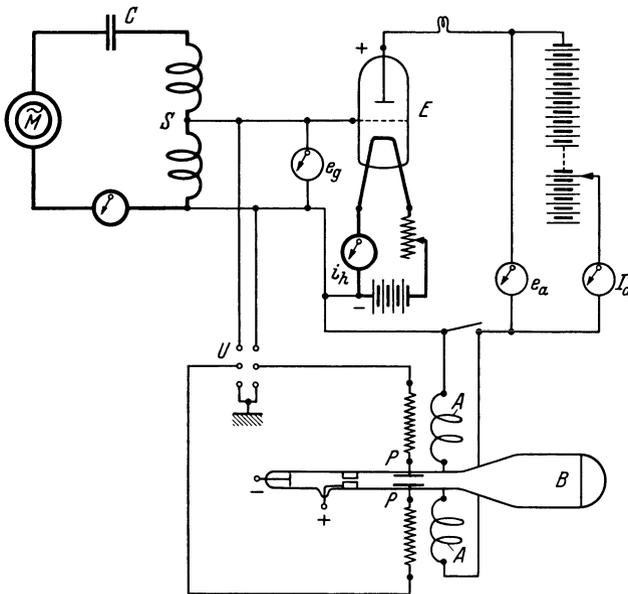


Abb. 142. Schaltung zur Aufnahme von Röhrenkennlinien nach Krüger und Plendl. [Aus: Jb. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 25 (1925).]

periodischer Größen zu tun, jedoch nicht in Abhängigkeit von der Zeit, sondern in Abhängigkeit von einer zweiten mit der ersten in einem funktionellen Zusammenhang stehenden periodischen Größe. Derartige Kennlinien sind mit der Braunschen Röhre schon frühzeitig vielfach aufgenommen. Es sei nur an die Aufnahmen der dynamischen Charakteristik des Lichtbogens und an die Untersuchungen über Gleichrichter erinnert. Von besonderer Bedeutung für die Technik ist die Aufnahme von Kennlinien der Elektronenröhren. Die Verfahren zu ihrer Aufnahme seien daher im folgenden kurz erörtert. Krüger und Plendl (134) haben die in Abb. 142 wiedergegebene, im Prinzip bereits von M a u z (157) angegebene Schaltung zur Darstellung der e_g - i_a -Kennlinien benutzt. Die Wechsel-

strommaschine M arbeitet auf einen abgestimmten Kreis, der aus der Spule S und dem Kondensator C besteht. Ein Teil der Spannung von S liegt am Gitter der Elektronenröhre E und gleichzeitig, parallel dazu, an den Ablenkungsplatten P der Braunschen Röhre B . Der von der Gitterwechselspannung gesteuerte Anodenstrom durchfließt die Ablenkungsspulen A , die so orientiert sind, daß ihre magnetische Ablenkung auf der elektrischen der Platten P senkrecht steht. Die Kennlinien auf dem Schirm erscheinen somit als stehende Figuren. Abb. 143 zeigt eine solche Aufnahme für mehrere Anodenspannungen. Das Achsenkreuz wird dadurch aufgenommen, daß man einmal die Platten P mit dem Umschalter U an Erde legt, worauf die Ordinatenachse allein auf dem Schirm erscheint, das andere Mal die Spulen A kurzschließt und damit die Abszissenachse erzeugt. Zur Ablenkung durch die Gitterspannung kann man natürlich auch Ablenkungsspulen in Reihe mit einem höheren Ohmschen Widerstand und zur Ablenkung durch den Anodenstrom ein Plattenpaar benutzen, das parallel zu einem in den Anodenkreis geschalteten Ohmschen Widerstand gelegt wird (Kippinging 112 u. 116). Der Widerstand im Anodenkreise muß klein gegen den inneren Widerstand der Röhre sein, da sonst die Anodenspannung um den Spannungsabfall am Widerstand schwankt. Statt der dynamischen Charakteristik würde man die Arbeitskurve für die jeweilige Schaltung erhalten. Zur Aufnahme anderer Kennlinien, z. B. der $e_a:i_a$ -Kurven ist die Schaltung sinngemäß abzuändern.

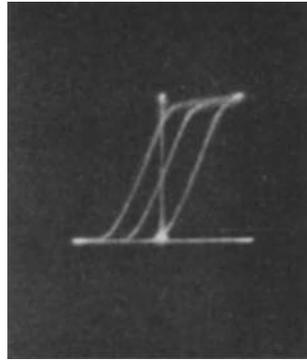


Abb. 143. Mit der Braunschen Röhre von Krüger und Plendl aufgenommene Röhrenkennlinien. [Aus: Jb. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 25 (1925).]

3. Messung des Modulationsgrades.

Wird eine ungedämpfte Hochfrequenzschwingung $J_t = J_0 \sin \Omega t$ durch eine rein sinusförmige Schwingung niedrigerer Frequenz $i_t = i_0 \sin \omega t$ moduliert, so gilt für die modulierte Schwingung die Gleichung $i_m = J_0(1 + k \sin \omega t) \sin \Omega t$, wo $k = i_0/J_0$. Die Schwingung nimmt den in Abb. 144 gezeichneten Verlauf. Ihre Amplitude schwankt im Rhythmus der niederfrequenten Modulationsschwingung und zwar um J_0 als Nulllinie zwischen den Werten $i_1 = J_0(1 + k) = J_0 + i_0$ und $i_2 = J_0(1 - k) = J_0 - i_0$. k wird als Modulationsgrad be-

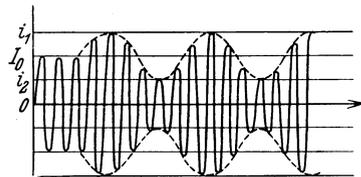


Abb. 144. Verlauf einer modulierten Schwingung.

zeichnet. Für ihn gilt die Beziehung:

$$k = \frac{i_1 - J_0}{J_0} = \frac{J_0 - i_2}{J_0}. \quad (110)$$

Da die Amplitudenkurven der modulierten Schwingungen nicht immer symmetrisch zu den Geraden J_0 verlaufen (unsymmetrische Aussteuerung des Senders), so ist es zweckmäßig, für den Modulationsfaktor den Mittelwert aus den beiden obigen Werten zugrunde zu legen.

$$k = \frac{1}{2} \left(\frac{i_1 - J_0}{J_0} + \frac{J_0 - i_2}{J_0} \right) = \frac{i_1 - i_2}{2J_0} = \frac{i_0}{J_0}. \quad (111)$$

J_0 ist praktisch nicht immer meßbar. Man setzt dann unter der Annahme einer annähernd symmetrischen Beeinflussung:

$$J_0 = \frac{i_1 + i_2}{2} \quad (112)$$

und erhält:

$$k = \frac{i_1 - i_2}{i_1 + i_2}. \quad (113)$$

Handelt es sich um die Messung des Modulationsgrades eines tonmodulierten Senders mit gleichbleibender Aussteuerung, so lenkt man

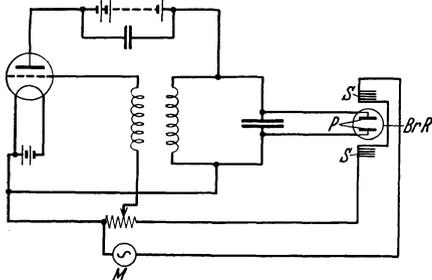


Abb. 145. Anordnung von Mauz und Zenneck zur Kurvenaufnahme modulierter Schwingungen. [Aus: Jb. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 19 (1922).]

bei der Messung mit der Braunschenschen Röhre den Kathodenstrahl in der einen Richtung mit einem der Modulationsschwingung proportionalen Feld ab, während man zur Ablenkung in der darauf senkrechten Richtung die modulierte Schwingung benutzt. Mauz und Zenneck (158) haben hierzu die in Abb. 145 wiedergegebene Schaltung angegeben. Hierin bedeutet M den Generator für die Modulationsschwingung, S die von der Modulationsschwingung durchflossenen Ablenkungsspulen und P den Ablenkungskondensator des Braunschenschen Rohres, an dem die modulierte Schwingung liegt.

Da die Frequenz der Hochfrequenzschwingung bei modulierten Sendern groß gegen die Frequenz der Niederfrequenzschwingung ist, so sieht das Auge bei dieser Aufnahme auf dem Leuchtschirm, da eine Auflösung der Hochfrequenzschwingungen nicht mehr möglich ist, eine stehende leuchtende Fläche, deren obere und untere helle Grenzlinien ein Maß für den zeitlichen Verlauf der Amplitude der Hochfrequenzschwingung ist. Ist die Niederfrequenzablenkung mit der Niederfrequenzspannung im Gitterkreis gleichphasig, was bei der Anordnung von Mauz und Zenneck durch das Potentiometer erreicht wird, so ist die Leucht-

fläche ein Trapez, dessen parallele Grenzlinien ihrer Länge nach den Maximalwert i_1 und den Minimalwert i_2 der modulierten Schwingung ergeben. Sind die beiden Größen nicht gleichphasig, so gehen die beiden gegeneinander geneigten Grenzlinien des Trapezes in Ellipsen über (Abb. 146), die um so mehr geöffnet sind, je größer die Phasenverschiebung ist. In diesem Fall ist der kleinste Abstand der beiden Ellipsen gleich $2 i_2$ und der größte Abstand der beiden Ellipsen gleich $2 i_1$. Aus dem Maximalwert i_1 und dem Minimalwert i_2 der Amplituden erhält man den Modulationsgrad nach Gl. (113).

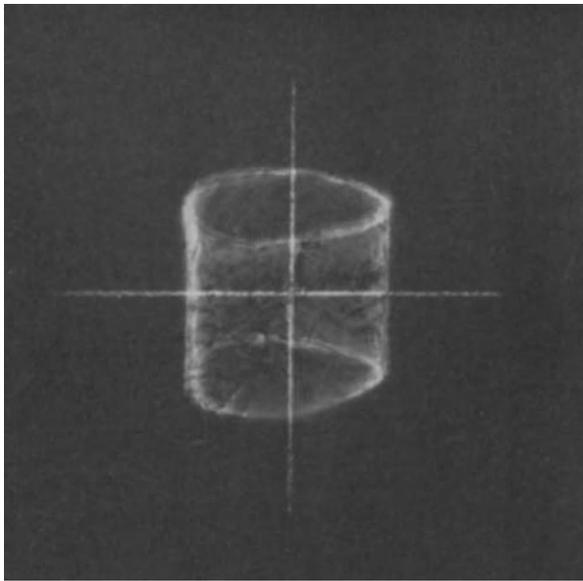


Abb. 146. Lissajous-Figur einer modulierten Hochfrequenzschwingung. [Aus: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1930).]

Eine von M. v. Ardenne (7) angegebene Anordnung, die auch auf der Empfangsseite anwendbar ist, unterscheidet sich von der Anordnung von Mauz und Zenneck dadurch, daß die Niederfrequenzspannung zur Ablenkung des Kathodenstrahles in der einen Richtung nach der Gleichrichtung der modulierten Hochfrequenzschwingung über eine Elektronenröhre von einem Widerstand im Anodenkreise dieser Röhre abgegriffen wird.

Bei nicht gleichbleibender Modulation des Senders, z. B. bei Telephoniesendern, kann man nach M. v. Ardenne durch Aufnahme der Zeitkurve der modulierten Hochfrequenzschwingung auf einem ablaufenden Filmstreifen die Änderungen des Modulationsgrades, insbesondere die Spitzenwerte ermitteln.

V. Fehlerortsbestimmungen an Freileitungen und Kabeln.

Wird eine an beiden Seiten offene Freileitung oder ein Kabel plötzlich an Spannung gelegt, so zieht eine Wanderwelle in dieselbe ein, die am offenen Ende mit Spannungserhöhung reflektiert wird. Trifft die Welle auf ihrem Wege auf einen Kurz- oder Erdschluß, so findet an dieser

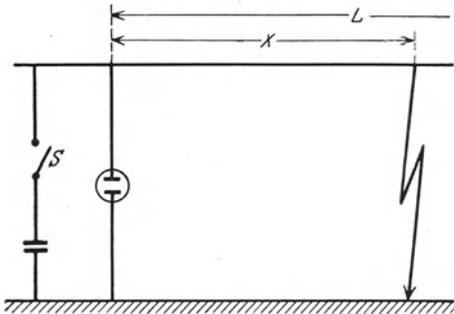


Abb. 147. Prinzipielles Schaltbild zur Fehlerortsbestimmung nach Röhrig. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 52 (1931).]

Stelle ebenfalls eine Reflexion, aber mit einer Spannungsverminderung statt, die sich nach der Größe des Übergangswiderstandes richtet. Da diese Welle bei homogenen Leitungen, wie sie in der Praxis vorkommen, mit einer konstanten Geschwindigkeit weiterlaufen, kann aus dem oszillographisch aufgenommenen zeitlichen Verlauf der Wanderwelle die Laufzeit der Welle bis zur Reflexionsstelle und daraus die Entfernung

X des Fehlerortes von der Meßstelle ermittelt werden (Röhrig 213).

Wird z. B. gemäß Abb. 147 mit dem Schalter S die Spannung U eines Kondensators an die Leitung L gelegt und gleichzeitig die Zeitablenkung des in einer gewissen Entfernung in Leitungsrichtung angeschlossenen Oszillographen ausgelöst, so kommen die Ablenkplatten desselben auf die Spannung U , sobald die Welle den Anschlußpunkt erreicht. Die am

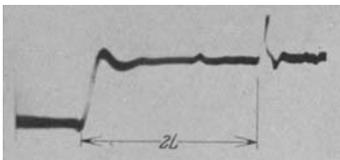


Abb. 148. Wanderwellenverlauf bei offenem Leitungsende nach Röhrig. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 52 (1931).]

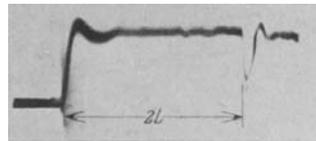


Abb. 149. Wanderwellenverlauf bei kurzgeschlossenem Leitungsende nach Röhrig.

offenen Ende reflektierte Welle bringt die Ablenkplatten beim Erreichen des Oszillographen auf die Spannung $2U$, die so lange anhält, bis die Entladewelle von der Spannungsquelle zurückkehrt. Im Oszillogramm¹⁾ (Abb. 148) sind demnach zwei Spannungsanstiege sichtbar, deren Abstand der doppelten Laufzeit und damit der doppelten Leitungs-

¹⁾ Oszillogramme dieser Art sind zuerst wohl von McEachron u. Goodwin (160) aufgenommen.

länge proportional ist. Ist das Ende kurzgeschlossen, so bricht die Spannung am Leitungsende zusammen, dem Spannungsanstieg folgt demnach eine kurzzeitige Spannungsverminderung (Abb. 149).

Der Abstand des Oszillographen (etwa 2 bis 3% der Leitungslänge) vom Leitungsanfang ist erforderlich, da sonst der die reflektierte Welle anzeigende Spannungsanstieg bzw. die Spannungsverminderung im

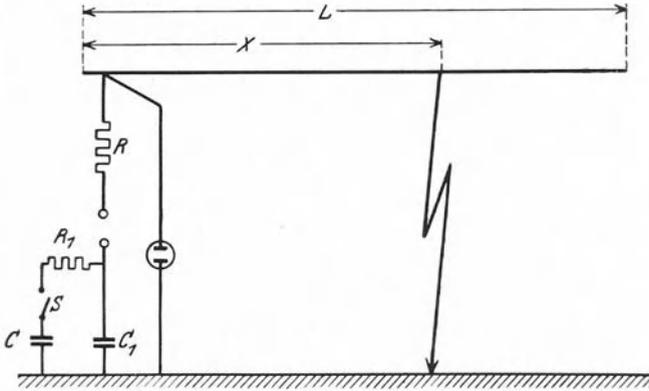


Abb. 150. Betriebsmäßige Anordnung zur Fehlerortsbestimmung nach Röhrig. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 52 (1931).]

Oszillogramm zu schmal oder ganz verschwinden würde. Statt des Abstandes kann man auch einen Widerstand R , annähernd gleich dem Wellenwiderstand der Leitung, an den Anfang der Leitung, zwischen die Spannungsquelle und den Anschlußpunkt des Oszillographen legen. Eine Schaltung dieser Art ist in Abb. 150 wiedergegeben. Um den ersten Anstieg der Spannung auf das Oszillogramm zu bringen, wird die Stromquelle durch das Einlegen des Schalters S zunächst auf einen Verzögerungskreis geschaltet, in dem sich über den Widerstand R_1 der Kondensator C_1 mit der Zeitkonstante $R_1 C_1$ auflädt. Nach dessen Aufladung wird eine gewissermaßen als zweiter Schalter dienende Funkenstrecke durchschlagen, über die dann die Welle in die Leitung eintritt.

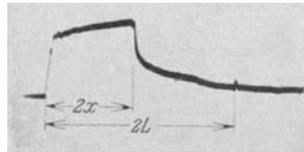


Abb. 151. Wanderwellenverlauf bei Kurzschluß auf der Strecke über einen hohen Widerstand nach Röhrig. [Aus: Elektrotechn. Z. Bd. 52 (1931).]

Da Kurz- oder Erdschlüsse im Betriebe meist einen hohen Widerstand aufweisen, so wird am Fehlerort nicht die volle Welle reflektiert, ein Teil derselben läuft jenseits des Fehlers längs der Leitung weiter und wird erst am Ende reflektiert. Es tritt dann im Oszillogramm (Abb. 151) außer der durch die Kurzschlußstelle hervorgerufenen Spannungsverminderung ein der Reflexion am Leitungsende entsprechender Span-

nungsanstieg auf. Ist die Zeitablenkung des Kathodenstrahles zeitproportional, so kann die Entfernung des Fehlerortes als Bruchteil der gesamten Leitungslänge leicht abgelesen werden. Liegt ein Erdschluß ohne jeden Übergangswiderstand vor, oder sind sämtliche Leitungen gerissen, so daß die gesamte Leitungslänge nicht gemessen werden kann, so genügt es, an einem kurzen Leitungsstück mit bekannten Konstanten eine Wanderwelle aufzunehmen, wodurch die Fehlerentfernung dann im Verhältnis zur Länge dieser Hilfsleitung gegeben ist.

VI. Schallaufzeichnung.

Sollen Schallschwingungen zum Zwecke der späteren Wiedergabe auf Schallplatten, Filmstreifen u. dgl. aufgenommen werden, so muß in der Niederschrift neben der Frequenz der Tonschwingungen auch die Intensität des Schalles festgehalten werden. Zur Lösung dieser doppelten

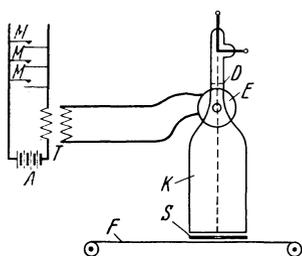


Abb. 152. Anordnung zur Schallaufzeichnung nach Szczepanik und Dzikowski. (Österr. P. 83175.)

Aufgabe hat man bisher im wesentlichen zwei Verfahren angewandt, die man als Intensitäts- und als Amplitudenverfahren bezeichnet. Das Intensitätsverfahren besteht darin, daß die Schwärzung des Filmes der Lautstärke proportional gemacht wird, während beim Amplitudenverfahren die Breite des Schwärzungsbandes der Lautstärke entsprechend geändert wird. Die Frequenz der Tonschwingungen ist in beiden Fällen durch die auf die Längeneinheit entfallende Zahl der

parallelen Schwärzungsstriche gegeben (s. Abb. 153). Daneben bestehen noch Verfahren, bei denen die Schallschwingungen oszillographisch in Kurvenform aufgezeichnet werden.

Die Braunsche Röhre ist auch für die Lösung dieser Aufgaben wegen ihrer Trägheitslosigkeit vielen anderen Mitteln überlegen und sowohl beim Intensitätsverfahren und Amplitudenverfahren wie bei der oszillographischen Aufnahme angewandt. Im folgenden sollen lediglich die Methoden erörtert werden, die sich auf die ersten beiden Verfahren beziehen, da die Braunsche Röhre bei der oszillographischen Aufnahme in ihrer üblichen Bauart und in derselben Weise wie bei der Aufnahme von Strom- und Spannungskurven Verwendung findet.

Szczepanik und Dzikowski (255) haben hierfür die in Abb. 152 dargestellte Anordnung angegeben. Mittels der Mikrophone *M* werden die akustischen Schwingungen zunächst in entsprechende Stromschwankungen der Batterie *A* umgesetzt, die über einen Transformator *T* einem Elektromagneten *E* zugeführt werden. Der Elektromagnet beeinflusst durch das Diaphragma *D* hindurchgetretenen Kathodenstrahlen der

Braunschen Röhre K in einer weiter unten näher zu beschreibenden Art. Die Öffnung in der Blende D erhält die Form eines Spaltes, so daß die hindurchgetretenen Strahlen ein Band darstellen und auf dem Film F durch unmittelbare Einwirkung einen Strich zeichnen. Vor dem Film F ist eine Schutzblende S mit einem Ausschnitt in Form eines dünnen Spaltes, gleichgerichtet mit dem Diaphragmenspalt, angebracht. Wird der Film senkrecht zur Richtung des Striches fortbewegt, so erscheint die Niederschrift als ein Band. Die Einwirkung des Elektromagneten kann nun entweder senkrecht zur Breitenrichtung des Kathodenstrahlbandes erfolgen oder in der Richtung der Breite des Strahlenbandes. Bei Schwingungen des Bandes in der Längsrichtung des Filmes erscheint die Intensität der Schwingungen durch verschieden breite Striche bzw. durch ein Band mit Streifen verschiedener Belichtungsintensität ausgeprägt, falls das Strahlenband dicker ist als die Breite des Spaltes der Schutzblende (Intensitätsverfahren). Dagegen erscheinen bei Schwingungen in der Querrichtung des Filmes verschieden lange Striche in verschieden dichter Häufung bzw. ein verschieden breites Band (Amplitudenverfahren). Es ist zweckmäßig bei diesem Verfahren in der Ruhelage des Strahlenbandes durch die Blende S den Film ganz abzudecken. In Abb. 153 ist die Braunsche Röhre im Querschnitt dargestellt. S ist die Metallblende mit dem Schlitz K_2 ; K_1 ist der Schnitt durch das Kathodenstrahlbündel in der Ruhelage, aus der es in der Richtung des Schlitzes K_2 mehr oder weniger abgelenkt wird. F ist der Film, der an der linken Seite bereits mit Strichen von verschiedener Länge beschrieben ist, deren Häufung von der Anzahl der Stromimpulse (der Tonfrequenz) abhängt.

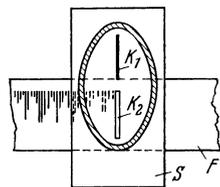


Abb. 153. Querschnitt durch die Rohranordnung nach Abb. 152. (Österr. P. 83175.)

Statt der seitlichen Ablenkung eines Kathodenstrahlbandes durch ein transversales Magnetfeld benutzt Mylo (167) die Verbreiterung bzw. Zusammenschnürung der Kathodenstrahlen durch ein longitudinales Magnetfeld zur Aufzeichnung der Schallintensität. Der den Schallschwingungen proportionale Strom wird durch eine nach Art der Striktionsspulen hinter der Blende angeordnete Spule geschickt und so der Querschnitt des Strahlenbündels der Schallstärke proportional geändert. Der Brennpunkt der Striktionsspule muß dabei vor dem Film liegen, da andernfalls die Breite des auf dem abrollenden Filmstreifen niedergeschriebenen Bandes der Schallstärke umgekehrt proportional wäre. Ein Nachteil dieser Methode, die somit ebenfalls ein Amplitudenverfahren darstellt, besteht darin, daß mit der Verbreiterung des Bandes eine Verringerung der Schwärzung des Filmstreifens verbunden ist, so daß für die Wiedergabe der Schallschwingungen mit der üblichen lichtelektri-

schen Zelle besondere Mittel, z. B. die Zwischenschaltung eines von der Mitte nach den beiden Seiten abnehmenden Schwärzungsfilters (abgetönte Platte oder photographischer Keil) erforderlich wäre.

Bothe (27) hat ein Intensitätsverfahren angegeben, das dem Skau py-schen Verfahren zur Bildübertragung (vgl. S. 192) analog ist. Er verwendet eine Elektronenröhre nach Art der Verstärkerröhren mit einer als Spaltblende dienenden geschlitzten Anode, hinter der sich innerhalb der Röhre der Leuchtschirm befindet. Auf diesem wird ein Lichtstreifen erzeugt, der mit einem optischen System auf einem über eine Transportwalze geführten Filmband abgebildet wird. Die durch die Schwankungen der Gitterspannung verursachten Änderungen der Dichte der Kathodenstrahlen rufen analoge Schwankungen der Fluoreszenzhelligkeit des Lichtstreifens hervor. Durch Anlegen einer geeigneten Hilfsspannung (Vorspannung) an das Gitter der Kathodenstrahlröhre wird die Fluoreszenzhelligkeit des Lichtstreifens so eingestellt, daß die Belichtung des Films in dem graden Teil der Gradationskurve der lichtempfindlichen Schicht erfolgt.

Statt die Dichte der Kathodenstrahlen zu beeinflussen, kann man auch die Geschwindigkeit der Strahlen ändern, da von beiden die Helligkeit des Leuchtschirmes und die Intensität der Schwärzung einer Platte in nahezu gleicher Weise abhängt. Die Steuerspannung wird dann der Anodenspannung unmittelbar überlagert (Landau 139).

VII. Bildübertragung, insbesondere Fernsehen. Anwendung der Braunschen Röhre als Fernsehempfänger.

Die Aufgaben, die bei der Anwendung der Braunschen Röhre als Fernsehempfänger zu lösen sind, sind die Helligkeitssteuerung, die Bildpunktzusammensetzung und die Synchronisierung des Empfängers mit dem Sender. Im folgenden sollen nur die Anordnungen zur Helligkeitssteuerung behandelt werden, da die Wiedergabe der Schaltungen zur Bildpunktzusammensetzung und Synchronisierung im Rahmen dieses Buches zu weit führen würde.

Das Problem der Helligkeitssteuerung ist bereits bei der Anwendung der Braunschen Röhre zur Schallaufzeichnung aufgetreten; von den dort angegebenen Lösungen sind die auf dem Intensitätsverfahren beruhenden auch für die Bildübertragung anwendbar, jedoch sind bei einigen dieser Lösungen bei größeren Ablenkungen des Kathodenstrahles, also bei der Aufzeichnung in der Nähe des Bildrandes besondere Maßnahmen zur Vermeidung von Bildpunktverschiebungen erforderlich.

1. Helligkeitssteuerung durch Ablenkung des Strahles (Rosing 215).

Beim Austritt aus der Kathode, sowie hinter einer Blende verlaufen die Strahlen im allgemeinen diffus, und zwar wird ihre Intensität unter einem bestimmten Austrittswinkel meist in senkrechter Richtung ein Maximum sein, mit zunehmender Abweichung von diesem Winkel jedoch allmählich abnehmen. Blendet man nun von den Kathodenstrahlen durch ein Diaphragma einen gewissen Teil aus und lenkt die Strahlen vor dieser Blende durch magnetische oder elektrische Felder ab, so wird je nach der Stärke der Ablenkung ein anderes Kathodenstrahlbündel durch die Öffnung der Blende hindurchtreten. Es läßt sich somit die Intensität des zur Bildwiedergabe benutzten ausgeblendeten Strahlenbündels durch die Stärke der Ablenkungsfelder steuern.

2. Helligkeitssteuerung durch Änderung der Elektronengeschwindigkeit.

Die Helligkeit J eines Leuchtschirmes bei der Bestrahlung mit Kathodenstrahlen ist nach dem Lenardschen Gesetz (S. 29) annähernd:

$$J = A \cdot Q \cdot (v - v_0), \quad (114)$$

wo A eine Materialkonstante, Q die Elektronenzahl/sec auf 1 cm^2 , v_0 ein Schwellenwert der Spannung und v die Spannungsdifferenz ist, die der Kathodenstrahl durchlaufen hat. Man kann daher die Helligkeit sowohl durch Änderung der Spannungsdifferenz v , d. h. der Geschwindigkeit der Elektronen, als auch durch Änderung der Emission Q steuern, beide Wege sind beschränkt.

a) Durch Änderung der Spannung zwischen Kathode und Anode.

Die Spannung v läßt sich durch Überlagerung der Steuerwechselspannung über die Anodengleichspannung mittels eines in die Anodenzuführung eingeschalteten Transformators variieren. Nach Gl. (10) S. 37, ändert sich mit der Anodenspannung jedoch auch die Geschwindigkeit der Elektronen und nach Gl. (21), S. 39 umgekehrt proportional mit der Anodenspannung auch die Ablenkung der Elektronen. Daraus folgt, daß bei der Helligkeitssteuerung mittels der Anodenspannung helle Bildpunkte unter sonst gleichen Umständen schwächer abgelenkt würden als dunklere. Da die Bildpunktzusammensetzung durch Ablenkung des Strahles erfolgt, so ergibt sich infolge der Helligkeitssteuerung eine Bildpunktverschiebung (Bildpunktverzeichnung). Um diese aufzuheben hat Schlesinger (229) ein Kompensationsverfahren angegeben, bei dem eine von der Helligkeitssteuerspannung abhängige Zusatzspannung an die

Ablenkplatten gebracht wird, die die Bildpunktverschiebung gerade ausgleicht. Die Zusatzspannung muß, da der Strahl im unabgelenkten Zustande keiner Korrektur bedarf, auch der Ablenkspannung proportional sein und mit dieser ihr Vorzeichen wechseln. Da sie additiv zur Ablenkspannung hinzutritt, muß somit die korrigierte Ablenkspannung die Gleichung erfüllen:

$$e_P = e_{P_0} + \frac{e_{P_0} \cdot e_{st}}{e_{st_0}} = e_{P_0} \left(1 + \frac{e_{st}}{e_{st_0}} \right), \quad (115)$$

wo e_{P_0} die nichtkorrigierte Ablenkspannung, e_{st} die Helligkeitssteuer-
spannung und e_{st_0} die Anodengleichspannung sind. Zur Erzeugung der
korrigierten Ablenkspannung benutzt man nach Schlesinger entweder
ein Kollektorpotentiometer oder einen Gegentaktmodulator. Diese er-
füllen gleichzeitig die Aufgabe der Bildpunktzusammensetzung, die daher

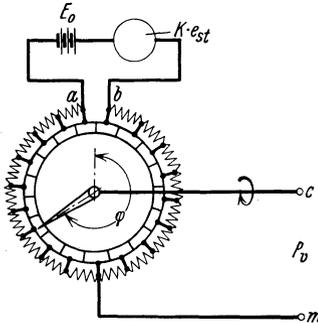


Abb. 154. Kollektorpotentiometer zur Kompensation der Bildpunktverzeichnung nach Schlesinger. [Aus: Fernsehen Bd. 1 (1930).]

in diesem Zusammenhang hier kurz er-
wähnt werden muß. Abb.154 zeigt die
Schaltung des Kollektorpotentiometers.
An den Klemmen *a* und *b* liegen in Serie
eine Gleichspannung E_0 und die Hellig-
keitssteuerspannung $K \cdot e_{st}$, an den Klem-
men *c* und *m* wird die Spannung für die
Ablenkplatten abgegriffen. Diese verläuft,
wenn man zunächst von e_{st} absieht, wäh-
rend jeder Umdrehung der Kollektorbürste
in Pfeilrichtung von *b* nach *a* treppenartig,
da infolge der endlichen Breite der Kol-
lektorlamellen die Spannung beim Über-
streichen jeder Lamelle konstant bleibt.

Beim Übergang von *a* nach *b* springt sie von $-\frac{1}{2} E_0$ auf $+\frac{1}{2} E_0$. Liegt
nun gleichzeitig an einem zu dem ersten Ablenkplattenpaar senkrecht
stehenden zweiten Plattenpaar eine Wechselfrequenz und Phase, so erhält man eine Bildpunktzusammensetzung, bei der während des Überstreichens jeder Lamelle eine Querzeile geschrieben wird, beim Übergang von einem Kollektorsegment auf das nächste ein sprunghafter Übergang zur nächsten Querzeile und nach Abtasten jedes Bildes ebenfalls sprunghaft ein Übergang von der obersten Bildzeile auf die unterste des nächsten Bildes erfolgt. Die an *c* und *m* abgegriffene Spannung ist nun bei Berücksichtigung der Zusatzspannung $K \cdot e_{st}$, wenn man mit $P(t)$ den am Potentiometer zur Zeit *t* abgegriffenen Bruchteil bezeichnet:

$$P(t) \cdot (E_0 + K \cdot e_{st}), \quad (116)$$

wobei

$$-1 \leq P(t) \leq +1 \quad (117)$$

ist. Da nun $P_{(t)} \cdot E_0$ die unkorrigierte Ablenkspannung e_{P_0} ist, so kann man Gl. (116) schreiben:

$$e_P = e_{P_0} + K P_{(t)} e_{st} = e_{P_0} \left(1 + \frac{K \cdot e_{st}}{E_0} \right), \quad (118)$$

womit Gl. (115) erfüllt ist.

Das Verfahren mit dem Röhrenmodulator beruht darauf, daß im Anodenstrom einer Röhre das Produkt e_P, e_{st} auftritt, wenn man beide Spannungen additiv auf das Gitter der Röhre legt. Um Oberschwingungen auszuschalten, muß man eine Gegentaktschaltung anwenden, wie sie in Abb. 155 dargestellt ist. Das wesentliche Merkmal dieser Anordnung besteht darin, daß die beiden Spannungen in Form eines T -Gliedes an Gitter und Kathoden der Röhren geführt sind, derart, daß e_{st} gleichphasig, e_P dagegen gegenphasig in den beiden Gitterkreisen auftritt. Stellt man die Charakteristik der Röhren bis zur zweiten Ordnung durch die Gleichung dar:

$$i_a = S \cdot \Delta e_g + K \cdot (\Delta e_g)^2, \quad (119)$$

so gilt für die erste Röhre:

$$i_a = i_{a0} + S(e_P + e_{st}) + K(e_P + e_{st})^2, \quad (120)$$

für die zweite Röhre:

$$i_a = i_{a0} + S(-e_P + e_{st}) + K(-e_P + e_{st})^2, \quad (121)$$

für die Differenz:

$$\Delta i_a \approx e_a = 2S e_P + 4K e_P \cdot e_{st}, \quad (122)$$

und für die Spannung an den Klemmen c und d :

$$e_a = \text{const} \cdot e_P (1 + \text{const} \cdot e_{st}). \quad (123)$$

Diese befolgt somit wieder das Gesetz der Gl. (115) und kann unmittelbar mit den Ablenkplatten der Röhre verbunden werden. Die vollständige Empfangsschaltung nach dem Kompensationsverfahren ist in Abb. 156 wiedergegeben und in ihrem wesentlichen Aufbau nach vorstehendem verständlich.

b) Durch eine zusätzliche Beschleunigungsspannung.

Die Bildpunktverzeichnung läßt sich vermeiden, wenn man die Elektronengeschwindigkeit erst nach der Ablenkung des Kathodenstrahles durch die der Bildpunktzusammensetzung dienenden Felder mit Hilfe eines zusätzlichen axial gerichteten elektrischen Feldes ändert. Dieses kann ein Beschleunigungs- oder ein Verzögerungsfeld sein, doch

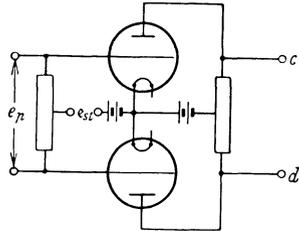


Abb. 155. Gegentaktschaltung zur Kompensation der Bildpunktverzeichnung nach Schlesinger. [Aus: Fernsehen Bd. 1 (1930).]

wird man im allgemeinen ein Beschleunigungsfeld vorziehen, da hierdurch die Helligkeit des Bildes erhöht wird. Zweckmäßig bringt man ganz dicht vor dem Bildschirm, parallel zu diesem ein sehr feines Gitter an, das man mit der Anode elektrisch verbindet, und legt die Helligkeitssteuerspannung zwischen Gitter und Bildschirm, der zu diesem Zweck elektrisch gut leitend sein muß.

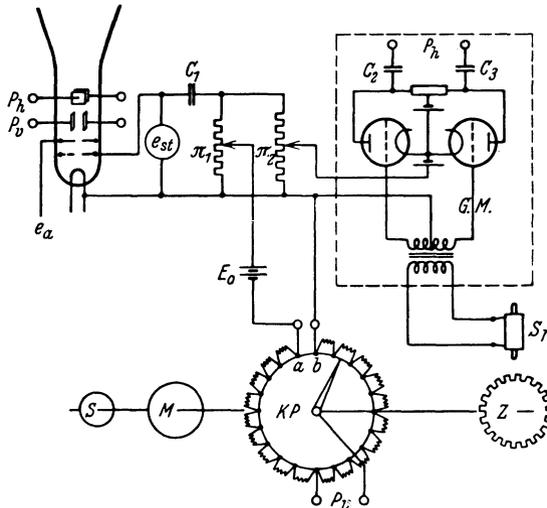


Abb. 156. Empfangsschaltung nach dem Kompensationsverfahren von Schlesinger. [Aus: Fernsehen Bd. 1 (1930).]

3. Helligkeitssteuerung durch Änderung der Emission.

Aus dem Lenardschen Gesetze folgte, daß die Intensität des Lichtfleckes entweder durch Änderung der Geschwindigkeit der Elektronen oder durch Änderung der Zahl der pro Flächeneinheit emittierten Elektronen gesteuert werden kann. Bei Anwendung von Glühkathoden läßt sich die Zahl der Elektronen wie bei jeder Verstärkerröhre mit Hilfe eines zwischen Glühkathode und Anode angebrachten Steuergitters ändern. Diese von Skaupy (243) angegebene Anordnung ist in Abb. 157 dargestellt. K ist die Glühkathode, G das die Intensität des Fluoreszenzfleckes beeinflussende Gitter, H eine Blende bzw. die Anode, S ein Wehnelt-Zylinder, C die Ablenkplatten zur

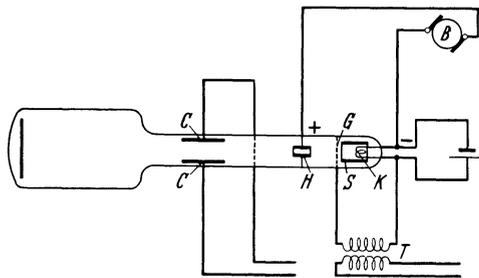


Abb. 157. Helligkeitssteuerung mit einer Gitterspannung nach Skaupy. (D.R.P. 349838.)

Fluoreszenzfleckes beeinflussende Gitter, H eine Blende bzw. die Anode, S ein Wehnelt-Zylinder, C die Ablenkplatten zur

Bildpunktzusammensetzung, T der Transformator, welcher dem Gitter die Impulse zuführt und B die Stromquelle zur Erzeugung der Anodenspannung. Da die Anodenspannung konstant gehalten wird, so wird mit dieser Anordnung nur die Menge, nicht die Geschwindigkeit der Elektronen durch die Helligkeitssteuerspannung beeinflusst¹⁾.

Weiter läßt sich die Emission in bequemer Art noch bei sekundär oder lichtelektrisch ausgelösten Elektronen, und zwar durch Änderung der Primärenergie steuern. Da die Menge der Sekundärelektronen innerhalb eines bestimmten Geschwindigkeitsbereiches der Primärelektronen nahezu linear mit der Primärgeschwindigkeit zunimmt, so hat man nur die Beschleunigungsspannung innerhalb dieser Grenzen zu ändern. Oder man ändert die Zahl der Primärelektronen, z. B. mit Hilfe eines Steuergitters, das man unmittelbar vor der die Primärelektronen aussendenden Glühkathode vorsieht Skaupy (243). In analoger Weise läßt sich bei lichtelektrisch ausgelösten Kathodenstrahlen durch Änderung der Intensität des auf die Kathode konzentrierten Lichtes die Helligkeit des Leuchtschirmes steuern. Hier besteht Proportionalität zwischen der Intensität des absorbierten Lichtes und der Zahl der ausgelösten Elektronen. Die Lichtstärke würde z. B. mit Hilfe einer in den Lichtweg eingefügten Kerr-Zelle geändert werden können. Zur Zeit ist dieser Weg wohl wegen zu geringer Lichtstärke noch nicht beschritten.

4. Helligkeitssteuerung durch Einschnürung des Strahlenbündels (Striktion).

Zur Schallaufzeichnung mit der Braunschen Röhre hat Mylo (167) (S. 187) die Verbreiterung bzw. Zusammenschnürung eines Elektronen-

¹⁾ Es ist vielfach in der Literatur behauptet worden, bei der Helligkeitssteuerung mit Hilfe eines Steuergitters zwischen Kathode und Anode werde nicht nur die Menge, sondern auch die Geschwindigkeit der in den Ablenkraum eintretenden Elektronen geändert, so daß eine Bildpunktverschiebung wie bei der Helligkeitssteuerung durch Änderung der Anodenspannung (S. 189) eintreten müsse. Diese Vorstellung dürfte auf einem Irrtum beruhen. Liegt das Steuergitter zwischen Kathode und Anode, wie bei der Anordnung von Skaupy, so ist die Geschwindigkeit der Elektronen, welche durch die Öffnung der Anode in den Ablenkraum eintreten, nur durch die Anodenspannung bedingt. Auf den Verlauf des Spannungsfalles zwischen Kathode und Anode, d. h. auf die Größe der Steuerspannung, kommt es nicht an. Die irrümliche Anschauung scheint daher zu kommen, daß man Glühkathodenröhren verwandt hat und die Strahlen durch Gasreste mit Hilfe des van der Bijl-Effektes konzentriert hat. Bei diesen Röhren tritt natürlich mit der Änderung der Elektronenmenge auch eine Änderung des Strahldurchmessers und bei nicht vollkommener Symmetrie gewiß auch eine Punktverschiebung des abgelenkten Strahles auf. Da außerdem Röhren mit sehr geringer Anodenspannung (etwa 200 V) benutzt worden sind, bei denen die verschiedenen Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen schon anfangen, merklich zu werden, und vielleicht auch Sekundärstrahlen aufgetreten sind, so ist es verständlich, daß bei den Versuchen eine geringe Punktverschiebung beobachtet worden ist.

strahles durch ein longitudinales Magnetfeld nutzbar gemacht und ein Amplitudenverfahren hierauf begründet. Es läßt sich mit geringen Abänderungen auch ein zur Bildübertragung geeignetes Intensitätsverfahren hierauf aufbauen. Abb. 158 gibt die entsprechende Anordnung wieder. 1 ist die Anode, 2 die Kathode, 3 und 4 leitend miteinander und gegebenenfalls mit der Anode verbundene Lochblenden, 6—6 elektrostatische Ablenkplatten und 7 der Leuchtschirm. Zwischen den Blenden 3 und 4 liegt eine Spule 5, die vom Steuerstrom durchflossen wird. Dieser beeinflußt bei richtiger Lage und Bemessung der Amperewindungen die Streuung des Elektronenbündels in dem durch die Blenden 3 und 4 begrenzten Raume. Sie wird mit zunehmender Stromstärke in der

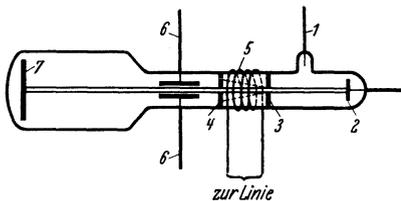


Abb. 158. Helligkeitssteuerung durch Einschnürung der Strahlen. [Aus: Schröter, Fernsehen Bd. 1 (1930) S. 4.]

Spule geringer. Damit wächst die durch die Blende 4 gelangende Menge der Elektronen und das mit ihr proportionale Leuchten des Schirmes.

Im Kapitel C III, S. 75 sind verschiedene andere Mittel zur Konzentrierung der Kathodenstrahlen angegeben, sie lassen sich ebenfalls zur Helligkeitssteuerung benutzen.

So hat beispielsweise Zworykin

(292) die Konzentrierung der Strahlen mit Hilfe eines Wehnelt-Zylinders zur Helligkeitssteuerung angewandt, indem er in Reihe mit der üblichen negativen Vorspannung des Wehnelt-Zylinders die Helligkeitssteuerspannung legte. Um die Spannungen für die Ablenkungssysteme möglichst gering wählen zu können, hat er eine niedrige Anodenspannung benutzt und hinter der Anode noch ein weiteres Beschleunigungsfeld zwischen Anode und Leuchtschirm angewandt. M. v. Ardenne (9) hat bei im Grunde genommen der gleichen Anordnung hinter der Anode aber vor den Ablenkungssystemen außer einem zweiten Beschleunigungsfeld noch einen zweiten Wehnelt-Zylinder zur weiteren Strahlenkonzentration vorgesehen.

Die Intensitätssteuerung mit Hilfe des Wehnelt-Zylinders ist nur bei Röhren mit Glühkathode anwendbar, während die Helligkeitssteuerung mit Hilfe eines longitudinalen magnetischen Striktionsfeldes sowohl bei Röhren mit kalter Kathode, wie bei Glühkathodenröhren anwendbar ist.

Literaturverzeichnis.

1. Ackermann, O.: Cathode-ray oscillograph. Amer. P. 1768875.
2. — Oscillograph. Amer. P. 1779749.
3. — A cathode ray oscillograph with Norinder relay. J. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 49 (1930) S. 285.
4. Alberti, E., u. G. Zickner: Kurvenform und Phase der Schwingungen in Röhrendern. Jb. drahtl. Telegr. u. Telephon. Bd. 19 (1922) S. 2.
5. Ångström, K.: Über eine objektive Darstellung der Hysteresiskurven bei Eisen und Stahl. Physik. Z. Bd. 1 (1899) S. 121.
6. — On objective representation of the hysteresis of iron and steel. Physic. Rev. Bd. 10 (1900) S. 74.
7. v. Ardenne, M.: Bestimmung von Modulationsgraden und Gleichrichterkennlinien mit der Braunschen Röhre. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1930) S. 80.
8. — Sichtbarmachung von Röhrenkennlinien mit der Braunschen Röhre. Funk-Bastler Bd. 7 (1930) S. 93 u. 131.
9. — Die Braunsche Röhre als Fernsehempfänger. Fernsehen Bd. 1 (1930) S. 193.
10. — Die photographischen Hilfsmittel beim Oszillographieren mit Braunschen Röhren Fernsehen Bd. 1 (1930) S. 364.
11. Bailey, A.: A method for obtaining a linear time axis for use with a cathode ray oscillograph. Physic. Rev. (2) Bd. 25 (1925) S. 585.
12. Bedell, F.: Device for indicating oscillograph curves as stationary. Amer. P. 1707594.
13. Bedell, F., u. J. Kuhn: Linear correction for cathode ray oscillograph. Physic. Rev. Bd. 36 (1930) S. 993.
14. Bedell, F., u. H. J. Reich: The Oscilloscop: a stabilized cathode-ray oscillograph with linear time-axis. Trans. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 46 (1927) S. 546.
15. Behnken, H.: Untersuchungen an Hochspannungstransformatoren mit dem Braunschen Rohr. Arch. Elektrotechn. Bd. 11 (1922) S. 131.
16. Berger, K.: Über das Verhalten der Stromwandler bei Hochfrequenz und den Schutzwert von Parallelwiderständen gegen Überspannungen. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. Bd. 18 (1927) S. 657.
17. — Kathodenstrahl-Oszillograph mit im Betrieb verstellbarem Strahlerzeuger. Schweiz. P. 136425.
18. — Über die Weiterentwicklung des Kathodenstrahl-Oszillographen von Du-four zur Ermöglichung der Aufnahme von Gewittererscheinungen, sowie anderer Vorgänge kürzester Dauer. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. Bd. 19 (1928) S. 292.
19. — Der Kathodenstrahl-Oszillograph als Registrierinstrument, speziell für rasch verlaufende Vorgänge. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. Bd. 19 (1928) S. 688.
20. — Kathodenstrahl-Oszillograph mit flüssiger Kathode. Schweiz. P. 142493.

21. Beyerle, K.: Gummidichtung mit Prüfeinrichtung für den Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 24 (1930) S. 257.
22. — Ein Beitrag zur Entwicklung des Kathodenoszillographen mit kalter Kathode. Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931) S. 267.
23. van der Bijl, J.: Vacuum tube and method of operating the same. Amer. P. 1565873.
24. Binder, L.: Groß-Kathodenstrahl-Oszillograph für 200 kV Ablenkspannung. Elektrotechn. Z. Bd. 52 (1931) S. 735.
25. Binder, L., Förster u. Frühauf: Neuartige Entladungsröhre für Kathodenstrahl-Oszillographen. Z. techn. Physik Bd. 11 (1930) S. 379.
26. Boekels, H.: Strahlsperren beim Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931) S. 497.
27. Bothe, O.: Elektrische Vorrichtung zur Aufnahme von Querlinien-Phonogrammen. D.R.P. 470239.
28. Bown, R.: Cathode-ray oscillograph. Amer. P. 1750661.
29. Braun, F.: Über ein Verfahren zur Demonstration und zum Studium des zeitlichen Verlaufes variabler Ströme. Wied. Ann. Bd. 60 (1897) S. 552.
30. — Über die Entstehung rotierender Magnetfelder durch Foucault-Ströme und über Methoden zur übersichtlichen Prüfung von Wechsel- und Drehfeldern. Elektrotechn. Z. Bd. 19 (1898) S. 204.
31. — Erwiderung. Wied. Ann. Bd. 65 (1898) S. 372.
32. — Zeigen Kathodenstrahlen unipolare Rotation. Ann. Physik Bd. 65 (1898) S. 368.
33. — Einrichtung, um im Vakuum Entfernungen ändern zu können. Ann. Physik (4) Bd. 16 (1905) S. 416.
34. Brenzinger, M.: Ein praktisch brauchbarer Kathodenstrahl-Oszillograph. Physik. Z. Bd. 22 (1921) S. 491.
35. — Ein Kathodenstrahl-Oszillograph zur Aufnahme periodischer Vorgänge. Arch. Elektrotechn. Bd. 24 (1930) S. 80.
36. Graf v. Breßler, H.: Eine neue Anordnung zur Darstellung stehender Wechselstromkurven mit der Braunschen Röhre. Physik. Z. Bd. 17 (1916) S. 349.
37. Brüche, E.: Fadenförmige, sichtbare Elektronenstrahlen. Z. Physik Bd. 64 (1930) S. 186.
38. — Strahlen langsamer Elektronen und ihre technische Anwendung. In W. Petersen: Forschung und Technik. S. 23. Berlin 1930.
39. Buchta, W.: A low-voltage electron-beam oscillograph. J. opt. Soc. Amer. Bd. 10 (1925) S. 581.
40. Busch, H.: Über die Wirkungsweise der Konzentrierungsspule bei der Braunschen Röhre. Arch. Elektrotechn. Bd. 18 (1927) S. 583.
41. Buß, K., u. A. Pernick: Kathodenoszillographische Außenaufnahmen mit Linse und Kamera bei extrem rasch verlaufenden Vorgängen. Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931) S. 545.
42. Bussard, C., u. G. Lane: Procédé d'enregistrement des sons sur film cinématographique. Franz. P. 693327.
43. Casper, L., K. Hubmann u. J. Zenneck: Zur Bestimmung der Kurvenform von Wechselströmen mit Hilfe der Braunschen Röhre. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 23 (1924) S. 32.
44. Chaffee, L.: A new method of impact excitation of undamped electric oscillations and their analysis by means of Braun tube oscillographs. Proc. Amer. Acad. Arts Sci. Bd. 47 (1911); dtsh. Übersetzung in Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 7 (1913) S. 483 u. 555.

45. Corbino, M.: Über die Magnetisierung des Eisens bei hohen Frequenzen. *Physik. Z.* Bd. 6 (1905) S. 174.
46. Crooker, J.: Influence of a series spark on the direct current corona. *Amer. J. Sci.* (4) Bd. 45 (1918) S. 281.
47. Demontvignier u. Touly: Oscillographe cathodique transportable à développement synchronisé. *Bull. Soc. franç. Électr.* Bd. 10 (1930) S. 506.
48. Dicks, H.: Glas- oder Metallentladungsrohr. *Arch. Elektrotechn.* Bd. 25 (1931) S. 523.
49. Dieckmann, M., u. G. Glage: Verfahren zur Übertragung von Schriftzeichen und Strichzeichnungen unter Benutzung der Kathodenstrahlröhre. D.R.P. 190102.
50. Dufour, A.: Sur un oscillographe cathodique. *C. R. Acad. Sci.* Bd. 158 Teil 1 S. 1339. Paris 1914.
51. — Oscillographe cathodique. *Franz. P.* 496706.
52. — Oscillographe cathodique. *J. Physique Radium* (6) Bd. 1 (1920) S. 147.
53. — Oscillographe cathodique pour l'étude des basses, moyennes et hautes fréquences. *Onde élect.* Bd. 1 (1922) S. 638, 699; Bd. 2 (1923) S. 19.
54. — Oscillographe cathodique pour l'étude des basses, moyennes et hautes fréquences. Paris 1923. Chiron. Abdruck aus *Onde élect.*
55. — Sur l'enregistrement des oscillations électromagnétiques de grande fréquence (fréquences hertziennes). *C. R. Acad. Sci.* Bd. 178 Teil 1 S. 1478. Paris 1924.
56. Dufour, A., u. R. Mesny: Étude oscillographique de quelques émetteurs à triodes. *Onde élect.* Bd. 2 (1923) S. 620 u. 692.
57. Dye, D. W.: Improved cathode-ray tube method for the harmonic comparison of frequencies. *Proc. Physic. Soc., Lond.* Bd. 37 (1925) S. 158.
58. Ebert, H.: Das Verhalten der Kathodenstrahlen in elektrischen Wechselfeldern. *Wied. Ann.* Bd. 64 (1898) S. 240.
59. Ebert, H., u. M. W. Hoffmann: Ein Indikator für magnetische Drehfelder und für Wechselstromspannungen. *Elektrotechn. Z.* Bd. 19 (1898) S. 405.
60. Ende, W.: Über Gaskonzentration von Elektronenstrahlen. *Physik. Z.* Bd. 32 (1931) S. 942.
61. Engelhardt, V.: Über ein Braunsches Rohr, welches sekundäre Kathodenstrahlen benutzt. *Physik. Z.* Bd. 24 (1923) S. 239.
62. Engl, J., J. Massolle u. H. Vogt: Vorrichtung zur verzerrungsfreien Aufzeichnung von Lauten auf einem lichtempfindlichen Träger. D.R.P. 363918.
63. Espe, W.: Braunsche Röhre mit Glühkathode und Edelgasfüllung. D.R.P. 488933.
64. Fallou, J.: Nouvelle contribution expérimentale à l'étude des surtensions dans les transformateurs. *Bull. Soc. franç. Électr.* (4) Bd. 6 (1926) S. 1245.
65. Faßbender, H., u. E. Hupka: Aufnahme von Schwingungskurven kleiner Amplituden. *Physik. Z.* Bd. 13 (1912) S. 559.
66. — — Magnetische Untersuchungen im Hochfrequenzkreis. *Jb. drahtl. Telegr. Teleph.* Bd. 6 (1912) S. 133.
67. — — Nachweis von Schwingungen erster und zweiter Art am Poulsen-Bogen. *Physik. Z.* Bd. 14 (1913) S. 222.
68. Fleming, J. A.: An exhibition of Braun cathode tubes and an electrostatic machine for working them, used as a high-frequency oscillograph. *Proc. Physic. Soc., Lond.* Bd. 25 (1913) S. 227.
69. — The use of the cathode-ray tube as a wattmeter and phase difference measurer for high frequency electric currents. *J. Instn. electr. Engr.* Bd. 63 (1925) S. 1045.

70. Foust, C. M.: Instruments for lightning measurements. Gen. electr. Rev. Bd. 34 (1931) S. 235.
71. Fucks, W.: Ein einfacher Stoßgenerator für einmalige und periodische Vorgänge. Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931) S. 723.
72. Gabor, D.: Einige Untersuchungen mit dem Kathodenoszillographen zur Aufklärung von Überspannungerscheinungen. Elektr.-Wirtsch. Bd. 25 (1926) S. 307.
73. — Oszillographieren von Wanderwellen. Arch. Elektrotechn. Bd. 16 (1926) S. 296.
74. — Fortschritte im Oszillographieren von Wanderwellen. Arch. Elektrotechn. Bd. 18 (1927) S. 48.
75. — Oszillographieren von Wanderwellen mit dem Kathodenoszillographen. Fortschritte im Oszillographieren von Wanderwellen. Untersuchungen an Überspannungsschutzapparaten mit dem Kathodenoszillographen. Forsch.-Hefte Studienges. Höchstspannungsanlagen 1927 Heft 1 S. 7, 47 u. 62.
76. Gasser, H. S., u. J. Erlanger: A study of the action currents of nerve with the cathode ray oscillograph. Amer. J. Physiology Bd. 62 (1922) S. 496.
77. George, R. H.: A new type of hot cathode oscillograph, its application to the automatic recording of lightning and switching surges. J. Amer. Instn. electr. Engr. Bd. 48 (1929) S. 534; auch in Quart. Trans. Amer. Instn. electr. Engr. Bd. 48 (1929) Nr. 3 S. 884.
78. Gerdien, H.: Einrichtung an Kathodenstrahloszillographen zur Einführung einer lichtempfindlichen Schicht in das Vakuum der Röhre. D.R.P. 462605.
79. Giesel, F., u. Zenneck: Die Verwendung des Zinksulfids für die Braunsche Röhre. Physik. Z. Bd. 10 (1909) S. 377.
80. Girod, K.: Untersuchung der Zeitkreisauslösung eines Kathodenoszillographen bei unwillkürlichen Ausgleichvorgängen. Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931) S. 695.
81. Glatzel, B.: Eine Maschine zur Demonstration von Wechselstromvorgängen. Physik. Z. Bd. 12 (1911) S. 1069.
82. Grix, W.: Mathematische und experimentelle Darstellung der Leistung von Wechselströmen. Helios, Lpz. Bd. 26 (1920) S. 1, 13 u. 25.
83. — Polaraufnahmen einfacher und kombinierter Wechselstromschwingungen. Elektrotechn. Z. Bd. 42 (1921) S. 717 u. 752.
84. Harrington, G. F., u. A. M. Opsahl: Technique of Dufour cathode-ray oscillograph for the study of short-time phenomena. Electr. J. Bd. 24 (1927) S. 384.
85. Hauffe, G.: Über die Zeitablenkung bei Braunschen Röhren. Elektrotechn. Z. Bd. 52 (1931) S. 446.
86. Hausrath, H.: Verfahren zur Darstellung periodischer Hochfrequenzkurven mit der Braunschen Röhre. Physik. Z. Bd. 12 (1911) S. 1044.
87. — Apparate und Verfahren zur Aufnahme und Darstellung von Wechselstromkurven und elektrischen Schwingungen, insbes. S. 81. Leipzig 1913.
88. Hazen, G., u. F. Kenyon: Primary radio-frequency standardization by use of the cathode ray oscillograph. Sci. Pap. Bur. Stand. Bd. 19 (1924) Nr. 489 S. 445.
89. Heß, A.: Sur une application des rayons cathodiques à l'étude des champs magnétiques variables. C. R. Acad. Sci. Bd. 119 S. 57. Paris 1894; auch in Lumière électr. Bd. 53 (1894) S. 91.
90. — Reclamation. Wied. Ann. Bd. 64 (1898) S. 623.
91. Hochhäusler, P.: Vorrichtung zum Einbringen photographischer Platten, Filme oder Papiere in Vakuumräume, insbesondere in Kathodenstrahlenoszillographen. D.R.P. 442465.

92. Hochhäusler, P.: Ein- und Ausführung von Platten und Filmen an Kathodenstrahloszillographen ohne Störung des Hochvakuums. *Elektrotechn. Z.* Bd. 50 (1929) S. 860.
93. Hörig, H., u. E. Sachs: Braunsche Röhren insbesondere für Meßzwecke. D.R.P. 359201.
94. Hollmann, H. E.: Die Aufnahme nichtperiodischer Vorgänge mit dem Kathodenstrahloszillographen. *Arch. Elektrotechn.* Bd. 25 (1931) S. 689.
95. Hudec, E.: Anordnung zur Umwandlung einer Wechselspannung in eine synchron laufende Wechselspannung geringerer Frequenz. D.R.P. 497473.
96. — Anordnung zur Umwandlung einer Wechselspannung in eine synchron laufende Wechselspannung geringerer Frequenz. D.R.P. 488286.
97. — Anordnung zur Erzeugung eines zu einer gegebenen Wechselspannung synchron laufenden Wechselstromes geringerer Frequenz. D.R.P. 488287.
98. — Erzwungene Kippschwingungen und ihre technischen Anwendungen *Arch. Elektrotechn.* Bd. 22 (1929) S. 459.
99. — Zeitproportionale, synchron laufende Zeitablenkungen für die Braunschen Röhren. *Jb. drahtl. Telegr. Teleph.* Bd. 34 (1929) S. 207.
100. Hull, L. M.: The cathode-ray oscillograph and its application in radio work. *Proc. Instn. Radio Engr.* Bd. 9 (1921) S. 130.
101. Johnson, J. B.: A low voltage cathode ray oscillograph. *Physic. Rev.* Bd. 17 (1921) S. 420.
102. — Electric discharge device. *Amer. P.* 1632080.
103. — A low voltage cathode ray oscillograph. *J. opt. Soc. Amer.* Bd. 6 (1922) S. 701; auch in *Bell Syst. techn. J.* Bd. 1 (1922) S. 142.
104. — Electric discharge device. *Amer. P.* 1603284.
105. — A Braun tube hysteresigraph. *Bell Syst. techn. J.* Bd. 8 (1929) S. 286.
106. Jones, L. T., u. H. G. Tasker: A thermionic Braun tube with electrostatic focusing. *J. opt. Soc. Amer.* Bd. 9 (1924) S. 471.
107. Joos, G., u. E. Mauz: Zur Analyse von Wechselströmen mittels der Braunschen Röhre. *Jb. drahtl. Telegr. Teleph.* Bd. 19 (1922) S. 268.
108. Kammerloher, J.: Neue Meßmethode zur Bestimmung des Modulationsgrades von Telephoniesendern. *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 8 (1931) S. 458.
109. — Vereinfachtes Kipprelais für synchrone Zeitablenkung einer Braunschen Röhre mit Glühkathode. *Elektrotechn. Z.* Bd. 52 (1931) S. 78.
110. Keys, D. A.: A piezoelectric method of measuring explosion pressures. *Philos. Mag.* (6) Bd. 42 (1921) S. 473.
111. — The cathode ray oscillograph and its application to the exact measurement of explosion pressures, potential changes in vacuum tubes and high tension magnetos. *J. Franklin Inst.* Bd. 196 (1923) S. 577.
112. Kipping, N. V.: Investigations with the cathode ray oscillograph. *Wirel. Wld.* Bd. 13 (1923) S. 309.
113. — A practical demonstration of some applications of the cathode ray oscillograph. *Wirel. Wld.* Bd. 13 (1924) S. 705.
114. — Wave form examination with the cathode ray oscillograph. *Electr. Communic.* Bd. 3 (1924) S. 69.
115. — Employment of cathode ray oscillographs. *Amer. P.* 1592274.
116. — Demonstrations employing the cathode ray oscillograph. *Proc. Physic. Soc.* Bd. 37 (1925) S. 265.
117. Knipp, C. T., u. L. A. Welo: Determination of the horizontal intensity of the earth's magnetic field by means of the discharge from the Wehnelt cathode. *Terrestrial Magnetism Atmospheric Electricity* Bd. 20 (1915) S. 53.
118. — — A Wehnelt cathode-ray tube magnetometer. *Philos. Mag.* (6) Bd. 32 (1916) S. 381.

119. Knoll, M.: Außenaufnahmen von Kathodenstrahloszillogrammen durch Lenard-Fenster. Z. techn. Physik. Bd. 10 (1929) S. 28.
120. — Vakuumregelrichtung für Kathodenstrahl- und Ionenröhren, insbesondere für Kathodenstrahloszillographen, Kathodenstrahlrelais od. dgl. D.R.P. 535162.
121. — Vakuumtechnische Neuerungen an Kathodenoszillographen. Z. techn. Physik Bd. 10 (1929) S. 294.
122. — Recording fast transient phenomena with cathode ray oscillograph in free air as well as in high vacuum. J. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 49 (1930) S. 463.
123. — Cathode-ray oscillograph with Lenard window. Rev. Sci. Instrum. Bd. 1 (1930) S. 507.
124. — Leuchtschirm-Kontaktphotographie beim Kathodenstrahloszillographen. Z. techn. Physik Bd. 11 (1930) S. 491.
125. — Nutzeffekt des Kathodenstrahloszillographen. Z. techn. Physik Bd. 12 (1931) S. 54.
126. — Kathodenstrahl-Oszillograph. Arch. techn. Messen Bd. 1 (1931) Heft 5 unter J 834—1.
127. Knoll, M., u. B. von Borries: Außenaufnahme schneller Kathodenstrahloszillogramme durch Lenardfenster. Z. techn. Physik Bd. 11 (1930) S. 111.
128. — — Außenphotographie beim Kathodenstrahloszillographen durch große Bildfenster. Z. techn. Physik Bd. 11 (1930) S. 493.
129. Knoll, M., H. Knoblauch u. B. von Borries: Fortschritte an Kathodenstrahloszillographen durch Dauerbetrieb mit Metallentladungsröhren und durch Außenphotographie sehr kurzzeitiger Vorgänge. Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930) S. 966.
130. Knoop, W. A.: Sweep circuits for cathode-ray oscillographs. Amer. P. 1613954.
131. Kock, F.: Einrichtung zur Sichtbarmachung und Aufnahme des zeitlichen Verlaufs von Schwingungsvorgängen. D.R.P. 353441.
132. — Eine Abänderung der Braunschen Röhre zur direkten Darstellung von Wechselstromkurven. Physik. Z. Bd. 15 (1914) S. 840.
133. König, W.: Über Demonstration langsamer elektrischer Schwingungen. Physik. Z. Bd. 9 (1908) S. 788.
134. Krüger, K., u. H. Plendl: Aufnahmen von Elektronenrelais-Kennlinien mit der Braunschen Röhre. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 25 (1925) S. 81.
135. — — Aufnahme von Magnetisierungskurven mit der Braunschen Röhre. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 27 (1926) S. 155.
136. Krug, W.: Das Verhalten von Stoßschaltungen nach Aufnahmen mit dem Kathodenstrahl-Oszillographen. Elektrotechn. Z. Bd. 50 (1929) S. 681.
137. — Eine Sprungschaltung für Sperr- und Zeitkreise für Kathodenstrahl-Oszillographen. Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930) S. 605.
138. — Über Schaltanordnungen bei Kathodenstrahl-Oszillographen zur Aufnahme von periodisch und aperiodisch verlaufenden Vorgängen im rechtwinkligen Koordinatensystem. Elektrotechn. u. Maschinenb. Bd. 49 (1931) S. 233.
139. Landau, R.: Procédé d'enregistrement des sons sur les films cinématographiques. Franz. P. 686142.
140. Langmuir, J.: Means for indicating electrical characteristics of alternating currents. Amer. P. 1219961.
141. Lee, E. S.: Cathode-ray oscillographs and their uses. Gen. electr. Rev. Bd. 31 (1928) S. 404.
142. Lilienfeld, E.: Oszillographenröhre. D.R.P. 373834.

143. Lilienfeld, E.: Die Elektrizitätsleitung im extremen Vakuum. Röntgenspektren bei verschiedenen Entladungsbedingungen. Ber. Verh. sächs. Akadem. Wissensch. Leipzig Bd. 71 (1919) S. 113.
144. Lübcke, E.: Über Aufnahme von Wechselstromkurven unter Benutzung der ionisierenden Wirkung von Kathodenstrahlen. Arch. Elektrotechn. Bd. 5 (1917) S. 314.
145. — Über Messungen an Wechselstromkurven von der Frequenz elektrischer Wellen. Arch. Elektrotechn. Bd. 6 (1917) S. 161.
146. — Kathodenstrahloszillograph. D.R.P. 488116.
147. Mac Gregor-Morris u. R. Mines: Measurements in electrical engineering by means of cathode rays. J. Instn. electr. Engr. Bd. 63 (1925) S. 1056.
148. Mac Gregor-Morris u. F. Ramsay: Improved means for obtaining the polar diagram of an alternating electromotive force or current. Brit. P. 198765 (1923).
149. Madelung, E.: Über Magnetisierung durch schnell verlaufende Ströme und die Wirkungsweise des Rutherford-Marconischen Magnetdetektors. Ann. Physik Bd. 17 (1905) S. 861.
150. — Neue Verwendungsarten der Braunschen Röhre zur Untersuchung der magnetischen und dielektrischen Hysteresis. Physik. Z. Bd. 8 (1907) S. 72.
151. Mandelstam, L.: Über eine Methode zur objektiven Darstellung der Schwingungsvorgänge in einfachen und gekoppelten Kondensatorkreisen. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 1 (1907/08) S. 124.
152. Martens, F. F.: Über die Auflösung von Lissajous-Figuren. Verh. dtsh. physik. Ges. Bd. 21 (1919) S. 65.
153. Martens, F. F., u. G. Zickner: Über die mittelfrequenten Vorgänge in Tonfunkensendern. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 15 (1920) S. 266.
154. Marx, E., u. F. Banneitz: Demonstration der Resonanzkurve mit der Braunschen Röhre. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 6 (1912) S. 146.
155. Matthias, A.: Cathode-ray oscillograph. Amer. P. 1736456.
156. Matthias, A., M. Knoll u. H. Knoblauch: Kathodenstrahloszillographen liegender Bauart. Z. techn. Physik Bd. 11 (1930) S. 276.
157. Mauz, E.: Experimentelle Untersuchungen über Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 21 (1923) S. 2.
158. Mauz, E., u. J. Zenneck: Über niederfrequente Beeinflussung eines Elektronen-Relaisgenerators. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 19 (1922) S. 256.
159. Mc. Eachron u. E. I. Wade: Study of time lag of the needle gap. Trans. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 44 (1925) S. 832.
160. Mc. Eachron u. V. E. Goodwin: Cathode ray oscillograph study of artificial lightning surges on the Turners falls transmission line. J. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 48 (1929) S. 374; auch Quart. Trans. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 48 (1929) Nr. 3 S. 953.
161. Milham, W. J.: Über die Verwendbarkeit der Braunschen Röhre zur Messung elektrischer Felder. Physik. Z. Bd. 2 (1901) S. 637.
162. Milner, S. R.: The current-potential curves of the oscillating spark and the mechanism of spark conduction. Philos. Mag. (6) Bd. 24 (1912) S. 709.
163. Minton, J. P.: Cathode rays and their properties. Gen. electr. Rev. Bd. 18 (1915) S. 118.
164. — Some characteristics of cathode ray tubes. Gen. electr. Rev. Bd. 18 (1915) S. 636.
165. — An investigation of dielectric losses with the cathode ray tube. Trans. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 34 Teil 2 (1915) S. 1627; auch in Proc. Amer. Inst. Electr. Engr. Bd. 34 (1915) S. 1115.

166. Müller, H.: Die experimentelle Bestimmung der Stirn der Wanderwellen. Z. techn. Physik Bd. 8 (1927) S. 94, Kapitel V.
167. Mylo, R.: Verfahren und Einrichtung zur Herstellung von Schallwellenphotogrammen. D.R.P. 371528.
168. Norinder, H.: En experimentell undersökning rörande blixstens urladdningsform. (Eine experimentelle Untersuchung betreffend die Entladungsform des Blitzes.) Tekn. T. Bd. 55, II (1925, II); Elektrotekn. T. Bd. 8 S. 139.
169. — Katodstrålrörets användning som högfrequensoscillograf särskilt för undersökning av vandringsvågor. (Die Anwendung des Kathodenstrahlrohres als Hochfrequenzoscillograph für die Untersuchung von Wanderwellen.) Tekn. T. Bd. 55, II (1925, II); Elektrotekn. T. Bd. 9 S. 152.
170. — Cathode ray oscillographs. Brit. P. 295321.
171. — A cathode ray oscillograph for electric line transients. Tekn. Meddelanden Kungl. Vattenfallsstyrelsen Ser. E. 1927 Nr. 14.
172. — Some electrophysical conditions determining lightning surges. J. Franklin Inst. Bd. 205 (1928) S. 747.
173. — Recherches sur les surtensions des orages dans les grands réseaux de distribution. Bull. Soc. franç. Électr. (4) Bd. 10 (1930) S. 594.
174. — Ein besonderer Typus des Kathodenoszillographen. Z. Physik Bd. 63 (1930) S. 672.
175. Obenaus, F.: Aufbau und Schaltung des Kathodenstrahloszillographen im Höchstspannungs-Versuchsfeld der Hescho. Mitt. Hermsdorf-Schomburg-Isol. 1930 Heft 51 S. 1636.
176. Ort, K.: Untersuchung der Schwingungsvorgänge des Lichtbogengenerators. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 6 (1912) S. 119.
177. Osbon, W. O.: A new cathode-ray oscilloscope. Electr. J. Bd. 28 (1931) S. 322.
178. Pauli, W. E.: Über eine neue Konstruktion des Aluminiumfensters einer Kathodenröhre und über einige Demonstrationsversuche mit Kathodenstrahlen. Z. Instrumentenkde. Bd. 30 (1910) S. 133.
179. — Über eine neue Entladungsröhre, die den Austritt aller in der Röhre entstehenden Strahlen in die atmosphärische Luft gestattet. Physik. Z. Bd. 21 (1920) S. 11.
180. Plendl, H.: Zur Ermittlung des zeitlichen Verlaufes von Wechselströmen mit Hilfe der Braunschen Röhre. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 27 (1926) S. 153.
181. Plendl, H., F. Sammer u. J. Zenneck: Experimentelle Untersuchungen über magnetische Frequenzwandler. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 27 (1926) S. 101.
182. Rankin, R.: Electric-wave-form tracer. Amer. P. 838273.
- 182a. — The cathode ray oscillograph. Electr. Club J. Bd. 2 (1905) S. 620.
183. Rasmussen, J. F.: Frequency measurements with the cathode ray oscillograph. Trans. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 45 (1926) S. 1256.
184. Reibedanz, H.: Neue Braunsche Röhre mit Wechselstromheizung. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 36 (1930) S. 196.
185. Richarz, F., u. W. Ziegler: Analyse oszillierender Flaschenentladungen vermittelt der Braunschen Röhre. Ann. Physik (4) Bd. 1 (1900) S. 468.
186. — — Über die Analyse oszillatorischer Entladungen vermittelt der Braunschen Röhre. Physik. Z. Bd. 2 (1901) S. 432.
187. Rogowski, W.: Schaltungsanordnung zur Erzielung zeitlich gleichmäßig steigender oder fallender elektrischer Spannungen, insbesondere für Meßzwecke. D.R.P. 343532.
188. — Neue Vorschläge zur Verbesserung des Kathodenstrahl-Oszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 9 (1920) S. 115.

189. Rogowski, W.: Schaltung zum Anstoß der Entladung des Zeitkreiscondensators eines Kathodenoszillographen. D.R.P. 494941.
190. — Glühkathodenoszillograph. D.R.P. 535977.
191. — Grenzleistung des Kathodenoszillographen. Elektrotechn. Z. Bd. 52 (1931) S. 1245.
192. Rogowski, W., u. K. Baumgart: Ein Glühkathodenoszillograph für Vakuumaufnahmen. Arch. Elektrotechn. Bd. 19 (1928) S. 521.
193. Rogowski, W., K. Beyerle u. O. Wolff: Selbsttätige Regelung des Vakuums von Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 22 (1929) S. 507.
194. Rogowski, W., u. E. Flegler: Die Wanderwelle nach Aufnahmen mit dem Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 14 (1925) S. 529.
195. — — Ein Kathodenoszillograph für Aufnahmen im Vakuum. Arch. Elektrotechn. Bd. 15 (1925) S. 297.
196. — — Kathodenoszillograph mit dauernd wirkender Erregerspannung. D.R.P. 500619.
197. — — Improvements in cathode ray oscillographs. Brit. P. 295710.
198. — — Oscillographe à rayons cathodiques pour l'enregistrement avec pose ou pour l'enregistrement instantané de phénomènes pouvant être reproduits à volonté, ou de phénomènes non susceptibles de reproduction intentionnée. Franz. P. 658109.
199. Rogowski, W., E. Flegler u. K. Buß: Die Leistungsgrenze des Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 24 (1930) S. 563.
200. Rogowski, W., E. Flegler u. P. Rosenlöcher: Die Schwärzung photographischer Schichten beim Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 23 (1929) S. 149.
201. Rogowski, W., E. Flegler u. R. Tamm: Eine neue Bauart des Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 18 (1927) S. 513.
202. Rogowski, W., u. Glage: Einige Untersuchungen mit einem verbesserten Kathodenstrahl-Ozillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 9 (1920) S. 120.
203. Rogowski, W., u. W. Größer: Vorrichtung an Kathodenstrahloszillographen. D.R.P. 427351.
204. — — Über einen lichtstarken Glühkathodenoszillographen für Außenaufnahme rasch verlaufender Vorgänge. Arch. Elektrotechn. Bd. 15 (1925) S. 377.
205. Rogowski, W., u. Peek: Relaisanordnung für den über Widerstände von einer Gleichspannungsquelle aufladbaren und über eine Elektronenröhre entladbaren Zeitkreis eines Kathodenoszillographen. D.R.P. 514482.
206. Rogowski, W., u. E. Rühlemann: Das Braunsche Rohr als Lichtquelle. Arch. Elektrotechn. Bd. 24 (1930) S. 691.
207. Rogowski, W., E. Sommerfeld u. W. Wolman: Empfindlicher Glühkathodenoszillograph für Innenaufnahmen in einem Vorvakuum. Arch. Elektrotechn. Bd. 20 (1928) S. 619.
208. Rogowski, W., u. K. Szeghő: Ein abgeschmolzenes Braunsch'sches Rohr hoher Leistung. Arch. Elektrotechn. Bd. 24 (1930) S. 899.
209. Rogowski, W., u. O. Wolff: Ein Zeitkipper für den Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 21 (1929) S. 645.
210. Rogowski, W., O. Wolff u. H. Klemperer: Weitere Wanderwellenaufnahmen mit dem Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 23 (1930) S. 667.
211. — — — Die Spannungsteilung beim Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 23 (1930) S. 579.

212. Rogowski, W., O. Wolff u. H. Schäffer: Die selbsttätige Aufnahme unwillkürlicher Vorgänge mit dem Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 23 (1930) S. 707.
213. Röhrig, J.: Fehlerortsbestimmung mit dem Kathodenoszillographen. Elektrotechn. Z. Bd. 52 (1931) S. 241.
214. Roschansky, D.: Zur Frage des Funkenwiderstandes. Physik. Z. Bd. 9 (1908) S. 627.
- 214a. — Über den Einfluß des Funkens auf die oszillatorische Kondensator-entladung. Ann. Physik (4) Bd. 36 (1911) S. 281.
215. Rosing, B.: Verfahren zur elektrischen Fernübertragung von Bildern. D.R.P. 209320.
216. — Ein Kathodenoszillograph mit gleichmäßig verteilten zusammenziehenden und ablenkenden Feldern. Trans. Leningrad Electr. Res. Lab. 1926 S. 31. Ref. in Physik. Ber. (2) Bd. 8 (1927) S. 1133.
217. Rüdénberg, R.: Oszillograph zur Aufnahme schnell veränderlicher Erscheinungen. D.R.P. 429926.
218. Rühlemann, E.: Untersuchung über den Elektronenstrom beim Kathodenoszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1931) S. 505.
219. Rudolph, H.: Über die Erzeugung zeitlich gleichmäßig sich verändernder Spannungen mit der Neon-Glimmröhre. Arch. Elektrotechn. Bd. 13 (1924) S. 212.
220. Rukop, H., u. J. Zenneck: Der Lichtbogengenerator mit Wechselstrombetrieb. Ann. Physik (4) Bd. 44 (1914) S. 97.
221. Ruska, E., u. M. Knoll: Die magnetische Sammelspule für schnelle Elektronenstrahlen. Z. techn. Physik Bd. 12 (1931) S. 389 u. 448.
222. Ryan, H. J.: The cathode ray alternating current wave indicator. Trans. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 20 (1903) S. 1417.
223. — Electric-wave-form tracer. Amer. P. 834998.
224. — A power diagram indicator for high-tension circuits. Proc. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 30 (1911) S. 511.
225. — Method of and means for measuring power in electric circuits. Amer. P. 1069187.
226. Samson, C.: Über ein Braunsch'sches Rohr mit Glühkathode und einige Anwendungen desselben. Ann. Physik Bd. 55 (1918) S. 608.
227. Scheller, O.: Verfahren zum Betriebe von Braunsch'schen Röhren mit Glühkathode. D.R.P. 349334.
228. Schilling, W., u. J. Lenz: Über die Stirnform und die Absenkung der Stirnteilheit durch Kondensatoren bei durch Funken in Luft ausgelösten Wanderwellen. Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930) S. 1138.
229. Schlesinger, K.: Kompensation der Bildpunktverschiebung beim Fernsehen mit Braunsch'schen Röhren. Fernsehen Bd. 1 (1930) S. 202.
230. Schmierer, M.: Kathodenstrahlenröhre als Empfänger für elektrische Fernseher und Fernphotographie mit darin angeordnetem Fluoreszenzschirm. D.R.P. 234583.
231. Schmitz, W.: Demonstration der Detektorwirkung einer Verstärkerröhre mit der Braunsch'schen Röhre. Z. techn. Physik Bd. 5 (1924) S. 94.
232. Schröter, F.: Die Braunsch'sche Röhre als Fernseher. Fernsehen Bd. 1 (1930) S. 4.
233. — Indirekt geheizte Glühkathode für Braunsch'sche Röhren für Meß- oder Fernseherzwecke. D.R.P. 535163.
234. Seefehlner, E. E.: Beitrag zur Verwendung der Kathodenstrahlen. Elektrotechn. Z. Bd. 20 (1899) S. 120.

235. Seefehlner, E. E.: Optische Methoden zu Wechselstromuntersuchungen. Z. Elektrotechn. Wien Bd. 18 (1900) S. 5, 23, 44 u. 55.
236. Selényi, P.: Über die Verwendung der negativen Ladung der Kathodenstrahlen als Schreibmittel im Kathodenszillographen. Z. Physik Bd. 47 (1928) S. 895.
237. — Über die durch Kathodenstrahlen bewirkte elektrische Aufladung des Glases und deren praktische Verwendung. Z. techn. Physik Bd. 9 (1928) S. 451.
238. — Über die weitere Entwicklung der neuen, mittels elektrostatischer Ladungen schreibenden Kathodenszillographröhre. Z. techn. Physik Bd. 10 (1929) S. 486.
239. Sell, H.: Verfahren zur Aufnahme von Oszillogrammen vermittels einer Braunschen Röhre. D.R.P. 375321.
240. Siemens-Schuckertwerke A. G.: Einrichtung zur Darstellung des Quotienten zweier elektromagnetischer Feldgrößen. Schweiz. P. 142777.
241. Simon, H. Th.: Über die Dynamik der Lichtbogenvorgänge und über Lichtbogenhysteresis. Physik. Z. Bd. 6 (1905) S. 297.
242. Simon, H. Th., u. M. Reich: Über ein Universalstativ für Versuche mit der Braunschen Röhre und Zusammenstellung solcher Versuche. Physik. Z. Bd. 2 (1900/01) S. 284 u. S. 433.
243. Skaupy, F.: Braunsche Röhre mit Glühkathode, insbesondere für die Zwecke der elektrischen Bildübertragung. D.R.P. 349838.
244. Slack, C. M.: Lenard ray tube with glass window. J. opt. Soc. Amer. Bd. 18 (1929) S. 123.
245. Snoddy, L. B., u. J. C. Street: A note on the timing of electrically independent transient circuits for high-speed oscillographic work. Gen. electr. Rev. Bd. 34 (1931) S. 258.
246. Sommerfeld, E.: Über einen Kathodenszillographen hoher Spannungsempfindlichkeit. Arch. Elektrotechn. Bd. 20 (1928) S. 607.
247. Steenbeck, M.: Die Aufbauzeit von Glimmentladungen. Z. techn. Physik Bd. 10 (1929) S. 480.
248. — Kathodenszillograph. Arch. techn. Messen Bd. 1 (1931) Heft 5 unter J 834—2.
249. Steiner, D.: Die Hysteresisverluste der ferromagnetisierbaren Manganaluminiumbronzen in Abhängigkeit von der Frequenz des Wechselfeldes. Ann. Physik (4) Bd. 35 (1911) S. 727.
250. Stock, J.: Eine neue Modifikation des Wechselstromanalysators. Krak. Anz. 1925 A S. 11. Ref. Physik. Ber. Bd. 7 (1926) Teil 1 S. 309.
251. Stoerk, C.: Schaltanordnung zur Einleitung des Aufnahmevorganges schnell verlaufender Vorgänge bei Kathodenstrahl-Oszillographen. D.R.P. 539348.
252. Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen: Vorrichtung zum Ein- bzw. Ausführen photographischer Platten, Filme oder Papiere in Vakuumräume bzw. aus denselben, insbesondere für Kathodenstrahl-oszillographen. D.R.P. 474231.
253. Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen u. Matthias: Vorrichtung zum Ein- und Ausführen von lichtempfindlichen Platten, Filmen und Papierstreifen in Vakuumräume bzw. aus denselben, insbesondere für Kathodenstrahl-oszillographen. D.R.P. 516899.
254. Subkis, S.: Der Einfluß der Kopplung bei langsamen ungedämpften Schwingungen. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 5 (1912) S. 507 u. 545.
255. Szczepanik, J., u. S. Dzikowski: Einrichtung für trägheitsfreie photographische Lautaufzeichnung und Wiedergabeapparat hierfür. Österr. P. 83175.

256. Tellez-Plasencia, H.: Oscillographe cathodique pour l'étude des basses et moyennes fréquences. Franz. P. 641461.
257. Terroux, F. R.: A note on the cathode-ray oscillograph. J. Franklin Inst. Bd. 200 (1925) S. 771.
258. Thomson, J. J.: (Vortragsbericht) Piezo-electricity and its applications. Engineering Bd. 107 (1919) S. 543.
259. Tobler, F.: Der Kathodenstrahl-Oszillograph des S. E. V. und seine Anwendungsmöglichkeit. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. Bd. 18 (1927) S. 652.
260. Tressler, M. E.: The cathode ray tube and its application. Gen. electr. Rev. Bd. 18 (1915) S. 816.
261. Varley, W. M.: On the magnetism induced in iron by rapidly oscillating current-fields. Philos. Mag. (6) Bd. 3 (1902) S. 500.
262. Varley, M., u. F. Murdoch: Some applications of the Braun cathode-ray tube. Electrician Bd. 55 (1905) S. 335.
263. Veifa-Werke, F. Dessauer u. P. Cermak: Oszillograph. D.R.P. 287287.
264. Vereinigte Glühlampen u. Elektrizitäts A. G. in Ujpest: Kathodenstrahlenröhre, Verfahren zu ihrer Herstellung und Schaltung zur Registrierung schnell verlaufender Erscheinungen. Österr. P. 120314.
265. Viehmann, H.: Der Kathodenszillograph als Präzisionsmeßgerät. Arch. Elektrotechn. Bd. 24 (1930) S. 349.
266. Wade, E. J., u. W. J. Rudge: Cathode-ray oscillograph control. Amer. P. 1738464.
267. Wehnelt, A.: Eine Braunsche Röhre für elektrostatische Ablenkung. Ber. dtsh. physik. Ges. Verh. Bd. 5 (1903) S. 29.
268. — Demonstrationsversuche zur Erläuterung der Theorie der Elektrizitätsleitung in Gasen. Z. physik. chem. Unterr. Bd. 18 (1905) S. 193.
269. — Demonstration der parabolischen Bahn von Kathodenstrahlen im elektrostatischen Felde. Physik. Z. Bd. 6 (1905) S. 609.
270. — Empfindlichkeitssteigerung der Braunschen Röhre durch Benutzung von Kathodenstrahlen geringer Geschwindigkeit. Physik. Z. Bd. 6 (1905) S. 732.
271. — Über den Spannungsverlauf an Röntgenröhren. Ann. Physik (4) Bd. 47 (1915) S. 1112.
272. Wehnelt, A., u. B. Donath: Photographische Darstellung von Strom- und Spannungskurven mittels der Braunschen Röhre. Wied. Ann. Bd. 69 (1899) S. 861.
273. Weinhold, A.: Demonstration und Photographie von Wechselstromkurven mittels der Braunschen Röhre. Elektrotechn. Z. Bd. 22 (1901) S. 409.
274. v. Wesendonk, K.: Meßgeräte für hohe Potentiale. Elektrotechn. Z. Bd. 28 (1907) S. 1140.
275. Wiebusch, C. F.: A mechanical harmonic analyzer for cathode ray oscillograms. J. opt. Soc. Amer. Bd. 15 (1927) S. 355.
276. Wiechert, E.: Experimentelle Untersuchungen über die Geschwindigkeit und die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen. Wied. Ann. Bd. 69 (1899) S. 739.
277. Williamson, H. M.: Oscillograph. Amer. P. 1657292.
278. Wilmotte, R. M.: Note on a method of measuring cathode ray oscillograph figures. J. Franklin Inst. Bd. 209 (1930) S. 809.
279. Wolfke, M.: Spannungsmessungen am Tesla-Transformator. Physik. Z. Bd. 24 (1923) S. 249.
280. Wood, A. B.: The cathode ray oscillograph. Proc. Physic. Soc. London Bd. 35 (1923) S. 109.
281. — The cathode ray oscillograph. J. Instn. electr. Engr. Bd. 63 (1925) S. 1046.

282. Yagi, H.: Arc oscillations in coupled circuits. Proc. Instn. Radio Engr. Bd. 4 (1916) S. 371.
283. Zenneck, J.: Die genaue Kontrolle der Wechselzahl eines Wechselstromes. Wied. Ann. Bd. 68 (1899) S. 365.
284. — Eine Methode zur Demonstration und Photographie von Stromkurven. Wied. Ann. Bd. 69 (1899) S. 838.
285. — Ermittlung der Oberschwingung eines Drehstromes. Wied. Ann. Bd. 69 (1899) S. 854.
286. — Über induktiven magnetischen Widerstand. Ann. Physik (4) Bd. 9 (1902) S. 497.
287. — Verfahren, um die Dämpfung elektrischer Schwingungen sichtbar zu machen. Ann. Physik (4) Bd. 7 (1902) S. 801.
288. — Die Abnahme der Amplitude bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke. Ann. Physik (4) Bd. 13 (1904) S. 822.
289. — Momentaufnahmen mit der Braunschen Röhre. Physik. Z. Bd. 14 (1913) S. 226.
290. — Die Transformation der Frequenz. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 7 (1913) S. 412.
291. Zickner, G.: Vorgänge bei Stromunterbrechung in Schwingungskreisen. Jb. drahtl. Telegr. Teleph. Bd. 14 (1919) S. 478.
292. Zworykin, V.: Television through a crystal globe. Radio-News. Bd. 11 (1929/30) S. 905.

Namenverzeichnis.

Die zwischen Klammern kursiv gesetzten Zahlen beziehen sich auf das Literaturverzeichnis, die übrigen Zahlen bedeuten die Seiten im Buch.

- Ackermann, O. (1—3) 18, 93, 94, 95, 158, 161.
Alberti, E. (4) 51, 67, 175.
Ångström, K. (5, 6) 5, 167, 168.
v. Ardenne, M. (7—10) 183, 194.
Aschkinaß, E. 2.
- Bailey, A. (11).
Banneitz, F. (154) 179.
Baumgart, K. (192).
Becker, A. 18, 20, 25, 32, 33, 34.
Bedell, F. (12—14) 48, 135, 151.
Behnken, H. (15) 12, 65.
Berger, K. (16—20) 17, 52, 59, 61, 62, 66, 99, 100.
Beyerle, K. (21, 22, 193) 96.
van der Bijl, J. (23) 12, 27, 50, 72, 83.
Binder, L. (24, 25) 48, 67, 68, 80.
Boekels, H. (26) 96.
v. Borries, B. (127—129) 17, 48, 61, 67, 78, 112.
Bothe, O. (27) 188.
Bown, R. (28) 55.
Braun, F. (29—33) 2, 3, 47, 53, 54, 55, 60, 61, 119, 122, 140.
Brenzinger, M. (34, 35) 131.
v. Breßler, Graf H. (36) 130.
Brüche, E. (37, 38) 18, 85.
Buchta, W. (39) 13, 73, 84.
Busch, H. (40) 16, 17, 44, 45, 46, 48, 53, 65, 66, 76, 77.
Buß, K. (41, 199).
Bussard (42).
- Casper, L. (43) 126.
Cermak, P. (263) 10, 114.
Chaffee, L. (44) 9, 43, 50, 52, 131.
Chubb, W. 12, 120.
Chylinski 26.
- Corbino, M. (45).
Crooker, J. (46) 58.
Crookes, W. 1, 87.
- Demontvignier (47) 137.
Des Coudres 79.
Dessauer, F. (263) 10, 114.
Dicks, H. (48) 67.
Dieckmann, M. (49) 8.
Donath, B. (272) 4, 118, 120.
Dufour, A. (50—56) 9, 11, 13, 17, 51, 55, 63, 101, 102, 106, 107, 119, 143, 144, 145, 146, 151, 152, 155, 156.
Dushman 22.
Dye, D. W. (57) 13, 117, 140, 142, 143.
Dzikowski, S. (255) 9, 186.
- Ebert, H. (58, 59) 4, 5, 55.
Ende, W. (60) 52, 73.
Engelhardt, V. (61) 75.
Engl, J. (62).
Erlanger, J. (76) 12.
Ernst, W. 30.
Espe, W. (63) 26, 85.
Everett 56.
- Fallou, J. (64) 154.
Faßbender, H. (65—67) 78, 169.
Flegler, E. (194—201) 14, 15, 16, 17, 68, 77, 91, 95, 101, 152, 156.
Fleming, J. (68, 69) 9, 130, 176.
Förster (25) 67, 68, 80.
Foust, C. M. (70).
Frühauf (25) 67, 68, 80.
Fucks, W. (71) 163.
- Gábor, D. (72—75) 15, 17, 39, 49, 64, 68, 77, 78, 89, 90, 96, 98, 101, 102, 134, 138, 152, 154, 161, 162.

- Gasser, H. S. (76) 12.
 George, R. H. (77) 82, 101, 102, 160.
 Gerdien, H. (78) 15, 109.
 Giesel, F. (79) 8, 55.
 Girod, K. (80).
 Glage, G. (49, 202) 8, 133.
 Glatzel, B. (81).
 Goldstein, E. 1.
 Goodwin, V. E. (160) 17, 102, 156, 157, 158, 184.
 Grix, W. (82, 83) 12, 120, 121, 177.
 Gröber, W. (203, 204) 57, 80, 81, 82, 88.
 Güntherschulze 21.
 Gundelach 63.
- Harig, G. 31, 32, 33.
 Harrington, G. F. (84) 16, 17, 102, 154, 156.
 v. Hartel, H. 71.
 Hauffe, G. (85).
 Hausrath, H. (86, 87) 9, 49.
 Hazen, G. (88) 13, 166.
 Hertz, H. 1, 37.
 Heß, A. (89, 90) 2, 47, 106, 117, 118.
 Hittorf, W. 1, 4, 7.
 Hochhäusler, P. (91, 92) 15, 109.
 Hörig, H. (93) 53.
 Hoffmann, M. W. (59) 55.
 Hollmann, H. (94).
 Hubmann, K. (43) 126.
 Hudec, E. (95—99) 15, 135, 136, 137, 138.
 Hull, L. M. (100) 57, 60, 138.
 Hupka, E. (65—67) 78, 169.
- Janitzky 21.
 Jaumann 1.
 Johnson, J. B. (101—105) 12, 28, 56, 72, 83, 85, 172.
 Jones, L. T. (106) 54, 86.
 Joos, G. (107) 126, 128.
- Kammerloher, J. (108, 109).
 Kaufmann, W. 2.
 Kenyon, F. (88) 13, 166.
 Keys, D. A. (110, 111) 12, 55, 69, 78.
 Kingdon 23.
 Kippahn, E. 32, 33, 34.
 Kipping, N. V. (112—116) 13, 132, 134, 140, 143, 165, 181.
 Kirchner 18.
- Klemperer, H. (210, 211) 14.
 Knipp, C. T. (117, 118) 10, 58, 69, 101.
 Knoblauch, H. (129, 156) 17, 48, 61, 67, 78, 112.
 Knoll, M. (119—129, 156, 221) 17, 30, 43, 46, 48, 57, 59, 61, 67, 76, 78, 106, 112, 148, 149.
 Knoop, W. A. (130) 135.
 Kock, F. (131, 132) 10, 119, 120, 150, 151.
 König, W. (133).
 Krüger, K. (134, 135) 170, 180.
 Krug, W. (136—138) 88, 90, 132.
 Kuhn, J. (13) 48.
- Landau, R. (139) 188.
 Lane, G. (42).
 v. Laue 23.
 Langmuir, J. (140) 10, 23, 24, 49, 53, 56, 57, 71.
 Lee, E. S. (141).
 Lenard, P. 2, 18, 19, 20, 21, 25, 28, 30, 31, 35, 37, 47, 55.
 Lenz, J. (228) 156, 159.
 Lilienfeld, E. (142, 143) 10, 11, 21, 57, 74, 82, 117, 142, 178.
 Lübecke, E. (144—146) 11, 54, 57, 71, 106, 116, 117, 140, 146.
- Mac Gregor-Morris (147, 148) 12, 18, 79, 86, 121, 151, 175.
 Madelung, E. (149, 150) 8, 168, 169, 172, 173.
 Mandelstam, L. (151) 8, 88, 89, 90, 131, 132, 155.
 van der Mark 137.
 Martens, F. F. (152, 153) 11, 125, 126.
 Marx, E. (154) 179.
 Massolle, J. (62).
 Matthias, A. (155, 156, 253) 110, 119.
 Mauz, E. (107, 157, 158) 13, 124, 126, 128, 180, 182, 183.
 McEachron (159, 160) 17, 102, 156, 157, 158, 184.
 Mesny, R. (56).
 Milham, W. J. (161) 5, 48.
 Milner, S. R. (162) 9, 104.
 Mines, S. R. (147) 9, 104.
 Minton, J. P. (163—165) 18, 63, 177.
 Müller, H. (166).
 Murdoch, F. (262).
 Mylo, R. (167) 187, 193.

- Nacken, M. J. 31, 32.
 Norinder, H. (168—174) 14, 16, 18, 49,
 91, 92, 93, 94, 95.
 Obenaus, F. (175).
 Opsahl, A. M. (84) 16, 17, 102, 154, 156.
 Ort, K. (176).
 Osbon, W. O. (177).
 Pauli, W. E. (178, 179) 106, 112.
 Peek (205) 163.
 Pernick, A. (41).
 Perrin 2.
 Plendl, H. (134, 135, 180, 181) 170, 180.
 Plücker, J. 1.
 van der Pol 137.
 Ramsay, F. (148) 12, 79, 121, 151.
 Rankin, R. (182, 182a) 6, 77.
 Rasmussen, J. F. (183) 166.
 Reibedanz, H. (184) 71.
 Reich, H. J. (14) 135, 151.
 Reich, M. (242) 5, 130, 131.
 Richardson 23.
 Richarz, F. (185, 186) 5, 88.
 Rogowski, W. (187—212) 11, 14, 15, 16,
 17, 30, 57, 62, 68, 77, 80, 81, 82, 83,
 88, 89, 91, 95, 97, 101, 103, 105, 106,
 133, 134, 138, 149, 152, 156, 159, 163.
 Röhrig, J. (213) 184.
 Roschansky, D. (214, 214a) 8, 48, 51,
 63, 131, 132.
 Rosenlöcher, P. (200).
 Rosing, B. (215, 216) 8, 79, 189.
 Rothe, H. 22.
 Rother 21.
 Rüdberg, R. (217) 13, 16, 156.
 Rühlemann, E. (206, 218) 30, 61.
 Rudge, W. J. (266) 156, 158.
 Rudolph, H. (219) 134.
 Rukop, H. (220).
 Ruska, E. (221) 46, 57, 76.
 Ryan, H. J. (222—225) 6, 49, 64, 122,
 123, 124, 172, 174.
 Sachs, E. (93) 53.
 Sammer, F. (181).
 Samson, C. (226) 52, 53, 75, 77.
 Schäffer, H. (212).
 Scheller, O. (227) 11, 52, 57.
 Schilling, W. (228) 156, 159.
 Schlesinger, K. (229) 189, 190.
 Schmidt, G. C. 18.
 Schmidt, K. E. F. 4.
 Schmidt, F. 18, 28.
 Schmierer, M. (230).
 Schmitz, W. (231).
 Schonland 36.
 Schottky, W. 21, 22, 24.
 Schröter, F. (232, 233) 56, 72.
 Seefehlner, E. (234, 235) 13, 123.
 Seemann 67.
 Seitz, W. 31, 32, 33.
 Selényi, P. (236—238) 16, 28, 100, 101,
 114, 116.
 Sell, H. (239) 13, 141, 142, 143.
 Siegbahn 67.
 Siemens-Schuckertwerke A.-G. (240)
 178.
 Simon, H. Th. (241, 242) 5, 6, 130,
 131, 146.
 Simon, H. 22.
 Skaupy, F. (243) 13, 188, 192, 193.
 Slack, C. M. (244) 113.
 Snoddy, L. B. (245) 160.
 Sommerfeld, E. (207, 246) 17, 53, 105,
 106, 113, 150.
 Steenbeck, M. (247, 248).
 Steiner, D. (249).
 Stock, J. (250) 151.
 Stoerk, C. (251) 98, 161.
 Street, J. C. (245) 160.
 Studienges., Höchstspannungsanlagen
 (252, 253) 108.
 Subkis, S. (254).
 Szeghő, K. (208) 62.
 Szczepanik, J. (255) 9, 186.
 Tamm, R. (201) 17.
 Tasker, H. G. (106) 54, 86.
 Tellez-Plasencia, H. (256) 16, 50, 78,
 110, 111.
 Terroux, F. R. (257) 54, 104.
 Terril 36.
 Thomson, J. J. (258) 1, 12, 25, 36, 56.
 Tobler, F. (259).
 Tomaschek, R. 18, 28.
 Touly (47) 137.
 Tressler, M. E. (260).
 Varley, W. M. (261, 262) 51, 54, 168.
 Veifa-Werke (263) 10, 114.
 Vereinigte Glühlampen u. Elektrizitäts-
 A.-G. Ujpest (264) 17, 49.
 Viehmann, H. (265).
 Vogt, H. (62).

- Wade, E. J. (159, 266) 156, 158.
 Wedmore 86.
 Wehnelt, A. (267—272) 4, 6, 7, 18, 25,
 39, 41, 48, 50, 68, 69, 118, 120.
 Weinhold, A. (273).
 Welo L. A. (117, 118) 10, 58, 70, 101.
 v. Wesendonk, K. (274) 8, 15, 16, 47.
 Whiddington 36.
 Wiebusch, C. F. (275) 125.
 Wiechert, E. (276) 4, 52, 76, 79, 82, 87.
 Wien, W. 2.
 Williamson, H. M. (277) 115.
 Wilmotte R. M. (278) 104, 124, 174.
 Wolff, O. (193, 209—212) 14.
 Wolfke, M. (279) 117.
 Wolman, W. (207) 17, 105, 106.
 Wood, A. B. (280, 281) 12, 34, 69, 72,
 77, 83, 86, 87, 106, 108, 113, 149.
 Yagi, H. (282) 11, 125.
 Zenneck, J. (43, 79, 158, 181, 220, 283
 bis 290) 4, 8, 9, 13, 55, 63, 77, 118,
 119, 124, 126, 129, 130, 152, 164, 175,
 182, 183.
 Zickner, G. (4, 153, 291) 51, 175.
 Ziegler, W. (185, 186) 5, 88.
 Zworykin, V. (292) 194.

Sachverzeichnis.

- Ableitung, elektrische 85.
Ablenkung, magnetische 1, 41.
—, elektrische 1, 6, 38.
Ablenkungsplatten 39, 48—50.
Ablenkungsraum 47, 68, 96.
Ablenkungsspulen 50—52.
Absorption der Kathodenstrahlen 35.
Äquipotentialkathode 73.
Amplitudenverfahren 9, 187.
Analyse Lissajousscher Figuren 123 bis 128.
Anode 52, 54, 73.
Archimedische Spirale 10, 119.
Auflösung Lissajousscher Figuren s. Analyse Lissajousscher Figuren.
Auflösung nach der Zeit s. Zeitauf-
lösung.
Aufnahmeverfahren 102—151.
Austrittsgeschwindigkeit der Elektro-
nen 19, 20.
Autoelektronische Entladung 21.
- Balmainsche Leuchtfarbe 28, 55.
Beschleunigungsfeld 11, 57, 113, 191.
van der Bijl-Effekt 12, 27, 83—86.
Bildhelligkeit 77.
Bildpunktverschiebung 189—191.
Bildschärfe (Strichbreite) 43, 77, 148.
Bildübertragung (Fernsehen) 8, 188
bis 194.
Blenden (Diaphragmen) 52—54, 75,
80—83, 91.
Blinkschaltung 13, 132.
Blitzentladungsvorgängen, Aufnahme
von 14.
Bremsfeld 100.
Bunsen-Roscoesches Reziprozitäts-
gesetz 32.
- Diaphragma s. Blende.
Diffusion der Kathodenstrahlen 35, 36,
75.
- Doppelte Strahlkonzentrierung 16, 77,
86.
Drehfeld 140, 146, 147, 165.
- Eichung von Braunschen Röhren 157
bis 158.
Eichung von Wellenmessern 13, 166.
Ein- und Ausführung von Platten und
Filmen ins Vakuum 15, 105, 108 bis
110.
Eindringungstiefe der Kathodenstrah-
len 31, 37.
Einstellvorrichtungen 58—60.
Elektronenstrahlphotographie s. Innen-
photographie und Lenardsches Ka-
thodenstrahlrohr.
Entgasung 63, 74.
Entladungsraum 47, 68, 72, 96.
Entladungsrohr 64.
Erzeugung der Kathodenstrahlen 20
bis 27.
— einer synchronen Wechselspannung
niedrigerer Frequenz 16, 136—139.
- Federungskörper 59.
Fehlerortsbestimmung 184—186.
Fernsehen s. Bildübertragung.
Flackern 63.
Fluoreszenzerregung (Phosphoreszenz-
und Lumineszenzerregung) 1, 28,
102, 113.
Frequenzüberwachung (Frequenzver-
gleich, Frequenzmessung) 164 bis
167.
Frequenzwandler (Frequenzerniedri-
gung) s. Erzeugung einer synchronen
Wechselspannung niedrigerer Fre-
quenz.
Funkenstrecken, Glimmlampen als Aus-
lösemittel (s. auch Mehrfachfunken-
strecken) 155—160.

- Gasdruck 62, 63, 68, 84, 85, 96.
 Gasentladungsröhren (Kaltkathodenröhren, Kaltkathodenzillographen) 20, 60—68.
 Gasfüllung (Gasreste) 62, 72, 75, 83—86.
 Geschwindigkeit, absolute der Elektronen 19.
 Gleichzeitige Aufnahme mehrerer Kurven s. Mehrfachkurvenaufnahme.
 Glühkathodenröhren (Glühkathodenzillographen) 6, 22, 68—74.
 Güte der Röhren 148.
- Helligkeitssteuerung 188—194.
 Hochvakuumröhren 69—72.
 Hohlkathode 87.
 Hysteresiskurven s. Magnetisierungskurven.
- Indirekte Heizung 12, 72, 87.
 Innenaufnahme (Innenphotographie) 9, 17, 106—110, 149.
 — im Vorvakuum 17, 106.
 Intensitätsverfahren 9, 187.
 Ionisation s. Leitfähigkeitserregung.
 —, Aufnahme mittels 146.
- Kalziumwolframat 55.
 Kalziumsulfid 55.
 Kathodenformen 63—65, 71—73.
 Kathodenmaterial 61, 62.
 Kathodenstrahlkompaß 18.
 Kennlinienaufnahme 13, 180—181.
 Kipprelais s. Röhrenkipprelais.
 Koaxiales Magnetfeld (Striktionsfeld, Striktion, Striktionsspule) 1, 4, 6, 16, 44—46, 78, 93, 193.
 Kondensatorlade- und -entladestrom zur Zeitablenkung 131—134, 146.
 Kontaktphotographie s. Leuchtschirmkontaktphotographie.
 Konzentrationsmittel 75—87.
 Kreisförmige Zeitachse 139.
 Kühlvorrichtungen 53.
- Leistungsdiagramme und Leistungsfaktoren, Aufnahme von 172—178.
 Leitfähigkeitserregung (Ionisation) 27, 85, 115.
 Lenard-Fenster 16, 37, 47, 111—113, 146.
 Lenardsches Kathodenstrahlrohr 2, 8, 16, 17, 37, 47, 111—113.
- Leuchtschirm 54—57, 71, 103.
 Leuchtschirmkontaktphotographie 9, 17, 55, 104, 149.
 Lichtausbeute 30.
 Lichtelektrische Strahlenerzeugung 25.
 Lissajous-Figuren 3, 6, 10, 11, 122—128, 166.
 Lumineszenzerregung s. Fluoreszenzerregung.
- Magnetisierungskurven (Hysteresiskurven) 5, 167—172.
 Mehrfachfunkenstrecke 16, 95, 156 bis 159.
 Mehrfachkurvenaufnahme 10, 12, 150 bis 151.
 Modulationsgradmessung 13, 181—183.
- Nachleuchten 28.
 Negative Aufladung als Mittel zur Kurvenaufnahme 17, 114.
 Nutzeffekt 148—149.
- Oxydkathoden 24, 69.
- Phasenwinkelmessung 174—178.
 Phosphoreszenzerregung s. Fluoreszenzerregung.
 Polarkoordinaten, Aufnahme in 12, 120, 122, 177.
 Punktweise Kurvenaufnahme 11, 146.
- Quotientenmessung 178—179.
- Raumladungen 48, 61, 67, 100.
 Reflexion der Kathodenstrahlen 35.
 Resonanzkurvenaufnahme 179—180.
 Reziprozitätsgesetz s. Bunsen-Roscoesches Reziprozitätsgesetz.
 Röhrenkipprelais (Strom- und Spannungskippvorrichtungen u. ähnlich wirkende Röhrenschaltungen) 15, 137—139, 161—164.
 Röntgenstrahlenphotographie 10, 114.
 Rotation der Ablenkungssysteme 121.
 Rotierende Filmtrommel 119, 143.
 — photographische Platte 120.
 Rotierender Spiegel 3, 119.
- Schallaufzeichnung (Tonaufzeichnung) 9, 186—188.
 Schaltanordnungen 151—164.
 Schieberblende 15, 91.

- Schleifdrahtanordnung zur Zeitauflösung 4, 129.
 Schleusenordnung 109.
 Schliffe 58, 59.
 Schlittenvorrichtung zur Zeitauflösung 4, 118.
 Schnellschalter 11, 101, 152—154.
 Schreibgeschwindigkeit 43.
 Schumann-Platten 13, 33, 34.
 Schwärzung lichtempfindlicher Schichten 31, 106—114.
 Sekundärstrahlenerzeugung 25, 99.
 Sekundärstrahlröhren 11, 74—75, 193.
 Solarisationserscheinungen 34.
 Spannungsempfindlichkeit 39, 49, 50.
 Spannungskippvorrichtung s. Röhrenkipprelais.
 Sperrelektrode (Norindersche) 92, 93.
 Sperrkammer 16, 95—100.
 Sprungschaltungen 88—90.
 Stehende Bilder 3, 129, 134.
 Steuergitter 13, 192—193.
 Strahlsperrung 15, 17, 90—101.
 Strahlunterbrechung 101.
 Striktion s. koaxiales Magnetfeld.
 Striktionsspule s. koaxiales Magnetfeld.
 Stromempfindlichkeit 42, 43, 50.
 Stromkippvorrichtung s. Röhrenkipprelais.
 Synchronisierung des Zeitablenkvoranges 135.
 Tonaufzeichnung s. Schallaufzeichnung.
 Umzeichenverfahren 104.
 Unwillkürliche Vorgänge 102.
 Uranglas 28, 57.
 Vakuum 49.
 Ventil 68.
 Vergleich von Aufnahmeverfahren 148 bis 149.
 Verschleierung der Platte s. Vorbelychtung.
 Verstärkerfolien 114.
 Verzögerungsfeld 101, 191.
 Verzögerungsmittel 155, 160.
 Voltgeschwindigkeit der Elektronen 19.
 Vorablenkung 88—90, 132, 161.
 Vorbelychtung (Nachbelychtung, Verschleierung der Platte) 5, 15, 87 bis 102.
 Wanderwellenaufnahme 14, 184—185.
 Wechselstromheizung 71.
 Wehnelt-Röhren 6, 48.
 — -Zylinder 71, 80, 81.
 Willemit 28, 55.
 Willkürliche Vorgänge 102.
 Zeitauflösung (Zeitablenkung) 117 bis 146.
 Zerstäubung der Kathode 61, 65.
 Zinksulfid 8, 55.
 Zirkulares Magnetfeld 79.
 Zirkularkoordinaten, Aufnahme in 142.

Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Aachen. Herausgegeben von Professor Dr.-Ing. W. Rogowski.

Zuletzt erschienen:

Vierter Band: 1929/30. Mit zahlreichen Textabbildungen. 234 Seiten. 1931. RM 14.—

Inhaltsübersicht: W. Rogowski und O. Wolff, Ein Zeitkipper für den Kathodenoszillographen. — M. Paavola, Der dunkle Entladungsvorstrom in Luft von Atmosphärendruck. — W. Rogowski, E. Flegler und P. Rosenlöcher, Die Schwärzung photographischer Schichten beim Kathodenoszillographen. — W. Rogowski, Der elektrische Durchschlag von Gasen, festen und flüssigen Isolatoren. — W. Rogowski, O. Wolff und H. Klemperer, Die Spannungsteilung beim Kathodenoszillographen. — W. Fucks, Untersuchung des Helmholtz'schen Pendels mit dem Kathodenoszillographen. — W. Rogowski, O. Wolff und H. Klemperer, Weitere Wanderwellenaufnahmen mit dem Kathodenoszillographen. — W. Rogowski, O. Wolff und H. Schäffer, Die selbsttätige Aufnahme unwillkürlicher Vorgänge mit dem Kathodenoszillographen. — W. Rogowski und H. Klemperer, Ein Kathodenoszillogramm des Durchschlags bei statischer Spannung. — K. Beyerle, Gummidichtung mit Prüfenrichtung für den Kathodenoszillographen. — H. Viehmann, Der Kathodenoszillograph als Präzisionsmeßgerät. — W. Rogowski, E. Flegler und O. Wolff, Die Steilheit von Wanderwellen bei hohen Spannungen. — K. Masch, Durchschlagsspannung und Bestrahlung. — W. Rogowski, E. Flegler und K. Buss, Die Leistungsgrenze des Kathodenoszillographen. — W. Rogowski, Durchschlag von Gasen und Raumladung. — W. Rogowski und E. Rühlemann, Das Braunsche Rohr als Lichtquelle. — W. Rogowski und K. Szeghő, Ein abgeschmolzenes Braunsch'sches Rohr hoher Leistung. — E. Flegler, Spule und Wanderwelle. — H. Klemperer, Dynamisches Verhalten des Lichtbogens nach Untersuchung mit dem Kathodenoszillographen. — K. Beyerle, Eine Wanderwellenleitung mit kleinem Wanderwellenwiderstand. — H. Boekels, Außenabnahmen bei Kathodenoszillographen mit niedriger Erregerspannung. — W. Grösser, Einige elektrostatische Probleme der Hochspannungstechnik. — H. Viehmann, Der Stoßdurchschlag der Luft nach Untersuchungen mit dem Kathodenoszillographen. — K. Beyerle, Ein Beitrag zur Entwicklung des Kathodenoszillographen mit kalter Kathode. — E. Flegler, O. Wolff, J. Röhrig und H. Klemperer, Untersuchungen in Hochspannungsnetzen mit dem Kathodenoszillographen. — J. Röhrig, Fehlerortsbestimmungen mit dem Kathodenoszillographen.

*** Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren**

Atomtheorie. Von Professor Dr. Peter Pringsheim. Dritte Auflage. („Struktur der Materie in Einzeldarstellungen“, Band VI.) Mit 87 Abbildungen. VII, 357 Seiten. 1928. RM 24.—; gebunden RM 25.20

*** Lichtelektrische Erscheinungen.** Von Bernhard Gudden, o. Professor

der Experimentalphysik an der Universität Erlangen. („Struktur der Materie in Einzeldarstellungen“, Band VIII.) Mit 127 Abbildungen. IX, 325 Seiten. 1928. RM 24.—; gebunden RM 25.20

Lichtelektrische Zellen und ihre Anwendung. Von Dr.

H. Simon, Berlin, und Professor Dr. R. Suhrmann, Breslau. Mit 295 Textabbildungen. VII, 373 Seiten. 1932. RM 33.—; gebunden RM 34.20

Handbuch der Bildtelegraphie und des Fernsehens.

Grundlagen, Entwicklungsziele und Grenzen der elektrischen Bildfernübertragung. Im Verein mit namhaften Fachleuten sowie unter besonderer Mitwirkung des Laboratoriums Karolus Leipzig, bearbeitet und herausgegeben von Professor Dr. phil. F. Schröter, Direktor d. Forschungsabteilung der Telefunken-Ges. f. drahtl. Telegr. m. b. H., Berlin. Mit etwa 370 Textabbildungen. Etwa 500 Seiten. Erscheint im Mai 1932.

*** Lehrbuch der Elektrodynamik.** Von Dr. J. Frenkel, Professor für

Theoretische Physik am Polytechnischen Institut in Leningrad. Erster Band: **Allgemeine Mechanik der Elektrizität.** Mit 39 Abbildungen. X, 365 Seiten. 1926. RM 28.50; gebunden RM 29.70

Zweiter Band: **Makroskopische Elektrodynamik der materiellen Körper.** Mit 50 Abbildungen. XII, 505 Seiten. 1928. RM 45.—; gebunden RM 46.20

* Auf alle vor dem 1. Juli 1931 erschienenen Bücher wird ein Notnachlaß von 10% gewährt.

* **Das elektromagnetische Feld.** Ein Lehrbuch von Professor **Emil Cohn**. Zweite, völlig neubearbeitete Auflage. Mit 41 Textabbildungen. VI, 366 Seiten. 1927. Gebunden RM 24.—

* **Die Grundlagen der Hochvakuumtechnik.** Von Dr. **Saul Dushman**. Deutsch von Dr. phil. R. G. Berthold und Dipl.-Ing. E. Reimann. Mit 110 Abbildungen im Text und 52 Tabellen. XII, 298 Seiten. 1926. Gebunden RM 22.50

* **Apparate und Meßmethoden für Elektrizität und Magnetismus.** Bearbeitet von E. Alberti, G. Angenheister, E. Baars, E. Giebe, A. Güntherschulze, E. Gumlich, W. Jaeger, F. Kottler, W. Meissner, G. Michel, H. Schering, R. Schmidt, W. Steinhaus, H. v. Steinwehr, S. Valentin. Redigiert von **W. Westphal**. („Handbuch der Physik“, Band XVI.) Mit 623 Abbildungen. IX, 801 Seiten. 1927. RM 66.—; gebunden RM 68.40
Enthält u. a.: Meßmethoden bei elektrischen Schwingungen. Von Dr. Egon Alberti. Frequenzmessung. Messung des Dämpfungsdekrementes und des Wirkwiderstandes von Schwingungskreisen. Leistungs- und Verlustmessungen. Aufnahme und Analyse von Schwingungskurven.

* **Hochfrequenzmeßtechnik.** Ihre wissenschaftlichen und praktischen Grundlagen. Von Dr.-Ing. **August Hund**, Fellow of the Institute of Radio Engineers, Fellow of the American Physical Society. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 287 Textabbildungen. XIX, 526 Seiten. 1928. Gebunden RM 39.—

Meßentladungsstrecken (Ionenstrecken). Von Dr.-Ing. **Siegfried Franck**. Mit 183 Abbildungen im Text. VIII, 192 Seiten. 1931. RM 18.50; gebunden RM 19.50

* **Elektrische Ausgleichsvorgänge und Operatorenrechnung.** Von **John R. Carson**, American Telephone and Telegraph Company. Erweiterte deutsche Bearbeitung von F. Ollendorff und K. Pohlhausen. Mit 39 Abbildungen im Text und einer Tafel. IX, 186 Seiten. 1929. RM 16.50; gebunden RM 18.—

* **Theorie der Wechselströme.** Von Dr.-Ing. **Alfred Fraenkel**. Dritte, erweiterte und verbesserte Auflage. Mit 292 Textabbildungen. VI, 260 Seiten. 1930. RM 20.—; gebunden RM 21.50

Einführung in die theoretische Elektrotechnik. Von **K. Küpfmüller**, ord. Professor an der Technischen Hochschule Danzig. Mit 320 Textabbildungen. VI, 285 Seiten. 1932. RM 18.—; gebunden RM 19.50

* **Forschung und Technik.** Im Auftrage der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft herausgegeben von Professor Dr.-Ing., Dr. rer. pol. e. h. **W. Petersen**. Mit 597 Abbildungen im Text. VII, 576 Seiten. 1930. Gebunden RM 40.—
Enthält u. a.: Strahlen langsamer Elektronen und ihre technische Anwendung. Von E. Brüche.

* Auf alle vor dem 1. Juli 1931 erschienenen Bücher wird ein Notnachlaß von 10% gewährt.