

Physik und Technik der ultrakurzen Wellen

Von

H. E. Hollmann

Erster Band
Erzeugung ultrakurzwelliger
Schwingungen

Physik und Technik der ultrakurzen Wellen

Von

H. E. Hollmann

Dr.-Ing.

Erster Band
**Erzeugung ultrakurzwelliger
Schwingungen**

Mit 381 Textabbildungen



Berlin
Verlag von Julius Springer
1936

Vorwort.

Die ultrakurzen elektrischen Wellen, d. h. der von rund 10 m Wellenlänge an bis ins Ultrarot hineinreichende Teil des gesamten Spektrums der elektromagnetischen Schwingungen, stellen nur das unterste Band des von den elektrischen Wellen eingenommenen Spektralbereichs dar, und es mag sich die Frage erheben, ob eine aus dem Rahmen der gesamten Hochfrequenztechnik losgelöste Behandlung dieses Frequenzbereichs überhaupt eine tiefere Berechtigung hat. Zwar ging im Anschluß an die klassischen Entdeckungen von Heinrich Hertz das Streben der Physiker ununterbrochen danach, immer kürzere elektrische Wellen zu erzeugen, um die Aussichten, die die Maxwell'sche elektromagnetische Lichttheorie eröffnete, durch Untersuchung der Dielektrizitätskonstante, des Verlustwinkels und des magnetischen Verhaltens von Leitern und Isolatoren experimentell zu prüfen und um den Anschluß der elektrischen Wellen an den ultraroten Teil des optischen Spektrums zu erreichen. Im Gegensatz dazu wandte sich aber die praktische Hochfrequenztechnik im Laufe der Entwicklung immer längeren Wellen zu, weil man auf Grund der Austinschen Ausbreitungstheorie nur mit Bodenwellen von vielen Kilometern Länge und unter übermäßig großem Energieaufwand transkontinentale Entfernungen überbrücken zu können glaubte, eine Entwicklung, die schließlich mit der Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen in mechanischen Generatoren — den Hochfrequenzmaschinen — einen Abschluß fand. Erst der sich allmählich immer stärker fühlbar machende Wellenmangel, vor allem seit Einführung der drahtlosen Telephonie und des Rundfunks, zwang, zu bis dahin noch unausgenutzten Frequenzbändern zurückzukehren, bis um 1923 das überraschende Phänomen einer wenig gedämpften Fortpflanzung von Wellen zwischen 14 und 100 m Länge längs einer in 100—200 km Höhe gelegenen Ionenschicht der irdischen Atmosphäre, der Kenelly-Heaviside-Schicht, auch im transkontinentalen Überseeverkehr einen völligen Umschwung der Technik einleitete und die Kilometerwellen stark zurückdrängte.

Seitdem hat sich das Interesse in steigendem Maße wieder den ultrakurzen Wellen zugewandt, nicht nur, um dem wachsenden Bedürfnis Rechnung tragend, neue Frequenzbänder nutzbar zu machen, sondern auch in bewußter Erkenntnis der speziellen Eigentümlichkeiten der Ultrakurzwellen, wie ihrer begrenzten Fernwirkungszone, ihrer scheinwerferartigen Bündelungsfähigkeit, des Fehlens jeglicher Fadingerscheinungen und ihrer besonderen Störungsfreiheit, die durch das Abklinggesetz der spektralen Komponente für Störimpulse auch theoretisch begründet ist, und nicht zuletzt wegen der einzigen Möglichkeit, die für das Fernsehen erforderlichen Frequenzbänder auf einem drahtlosen Träger zu

übertragen. Neben diesen, der reinen Nachrichtenübermittlung im weitesten Sinne zu statten kommenden Eigenschaften beginnen sich auch in der Medizin und der physikalischen Forschung neue Aufgaben abzuzeichnen, denen die ultrakurzen Wellen ein willkommenes Hilfsmittel zu sein versprochen.

Auf diesem Umweg ist die Technik wieder in das Gebiet, in dem Heinrich Hertz seine grundlegenden Entdeckungen machte, zurückgekehrt. Die Grundlage zu dieser Entwicklung bildete letzten Endes die fortgeschrittene Beherrschung der Elektronenröhre als Generator und Verstärker. Zu einem Zeitpunkt, in dem ein bis dahin nur wenig beachtetes Intervall des gesamten Lichtspektrums aus dem begrenzten Bereich des Laboratoriums herauszutreten, und die Aufmerksamkeit weiterer technischer Kreise auf sich zu ziehen beginnt, erscheint es von Bedeutung, über das bisher Gelernte, und soweit jetzt schon möglich, auch über die noch ihrer Lösung harrenden Probleme einen Überblick zu gewinnen. Außerdem sind es verschiedene, in der hergebrachten Funktechnik unbekannte Effekte, wie z. B. die gleichmäßige Verteilung von Induktivität und Kapazität bei den in Frage kommenden Schwingungsgebilden, die Elektronenträgheit in den Send- und Empfangsröhren, sowie die in bezug auf Fortpflanzung, Reflexion, Beugung und Brechung im wesentlichen mit den Lichtstrahlen in Parallele zu setzende „quasioptische“ Ausbreitung, welche die ultrakurzen Wellen gegen die längeren Wellen abgrenzen und eine in sich geschlossene Behandlung unter einheitlichem Gesichtspunkt rechtfertigen. Natürlich ist eine scharfe Scheidung von den „kurzen“ Wellen über 10 m Länge und damit von der bisherigen Hochfrequenztechnik keinesfalls am Platz, vielmehr gehen die Erzeugungs- und Anwendungsmethoden nahezu stetig ineinander über, und aus diesem Grunde ist an vielen Stellen ein kurzes Eingehen oder ein Hinweis auf die aus der normalen Hochfrequenztechnik bekannten Erscheinungen unvermeidlich.

Während das Arbeiten mit Meterwellen vielfach noch in Anlehnung an die bekannten Methoden der Hochfrequenztechnik vor sich gehen kann, zwingen die oben erwähnten Effekte bei Wellen unter etwa $\frac{1}{2}$ m Länge zur Anwendung vollkommen neuartiger Methoden. Dementsprechend nimmt in den vorstehenden Darstellungen die Erzeugung kürzester ungedämpfter Wellen und darüber hinaus das allgemeine Verhalten einer Entladungsstrecke bei extrem hohen Frequenzen einen besonders breiten Raum ein. Obschon die Forschung in vielen Fällen noch nicht ihr letztes Wort gesprochen hat, wurde der Versuch einer übersichtlichen Herausschälung der Kernprobleme und der zu ihrer Lösung bisher aufgestellten Theorien gewagt, wobei zugunsten eines allgemeinen Überblicks auf eine chronologische Aufzählungen der verschiedenen Entwicklungsetappen verzichtet wurde, was um so eher zulässig ist, als gerade über die Erzeugung ultrakurzwelliger Schwingungen im In- und Ausland zahlreiche bis in die jüngste Zeit reichende zusammenfassende Darstellungen erschienen sind¹.

Hiermit dürfte zur Genüge geklärt sein, in welchem Rahmen sich die Darstellung des Themas halten soll. Der berücksichtigte Zeitraum

¹ Siehe Quellennachweis: Zusammenfassende Berichte und Abhandlungen.

schließt ab mit dem Sommer 1935. Eine Unterbrechung des Textes durch Autorennamen und Fußnoten ist nach Möglichkeit unterblieben, doch sind die Namen der einzelnen Forscher, auf deren Arbeiten Bezug genommen wird, entweder in den Abbildungsunterschriften genannt, oder dem Quellennachweis zu entnehmen. Bei der überaus großen Zahl aller das Gebiet direkt behandelnder oder streifender Abhandlungen des In- und Auslandes erscheint ein lückenloses Aufzählen des gesamten Schrifttums, das bis in das vorige Jahrhundert zurückreicht, schlechterdings unmöglich. Der Quellennachweis trifft daher nur eine Auswahl solcher Veröffentlichungen, die sich streng an den Rahmen des Textes halten und zu diesem in unmittelbarer Beziehung stehen. Patentschriften sind im Quellennachweis nur insoweit mit aufgeführt, als anderweitige Veröffentlichungen über den betreffenden Gegenstand nicht vorliegen.

Der große Umfang des behandelten Stoffes hat die Aufteilung in zwei Bände vorteilhaft erscheinen lassen. Der erste Band enthält die Vorgänge und Anordnungen, welche der Erzeugung gedämpfter und ungedämpfter ultrakurzwelliger Schwingungen dienen. Im zweiten Band werden die Anwendungen der ultrakurzen Wellen im Laboratorium und auf den verschiedensten Gebieten der Praxis behandelt.

Die Verlagsbuchhandlung Julius Springer hat es ermöglicht, das Verständnis durch zahlreiche Abbildungen zu erleichtern, und dem Leser das mühsame Nachschlagen der Originalliteratur nach Möglichkeit zu ersparen. Für das verständnisvolle Entgegenkommen in dieser Hinsicht und bei allen Fragen der Drucklegung sei an dieser Stelle besonders gedankt.

Berlin, im August 1935.

H. E. Hollmann.

Inhaltsübersicht des ersten Bandes.

Einleitung.

	Seite
1. Die Einordnung der quasioptischen und ultrakurzen Wellen in das elektromagnetische Spektrum	1
2. Die infrarote Strahlung als Nachrichtenmittel	4

Erstes Kapitel.

Die Erzeugung quasioptischer Wellen durch Funkenerregung.

1. Dipoloszillatoren	8
A. Der Hertzsche Dipol	8
B. Mikrooszillatoren	10
C. Vielfachoszillatoren	12
a) Oszillatorgitter	12
b) Der Massenstrahler	14
c) Der Ursprung der infraroten Funkenstrahlung	17
2. Geschlossene Oszillatorsysteme für Dezimeterwellen	18
A. Funkensender großer Dämpfung	19
a) Der Blondlotsche Erreger	19
b) Der Sender von Colley	20
B. Funkensender mit Stoßerregung	21
a) Der Miesche Stoßkreissender	22
b) Der axialsymmetrische Oszillator von Pupp	23
3. Leistungssteigerung bei Funkensendern	25
A. Mehrfach unterteilte Löschfunkenstrecken	25
B. Erregung einer konzentrischen Rohrleitung	27
C. Hochfrequenzspeisung	28
a) Der Einfluß der Speisefrequenz	28
b) Modulation	31
c) Speisung mit Gleichspannung	32

Zweites Kapitel.

Die Erzeugung ultrakurzer Wellen durch Rückkopplung.

1. Entwicklung der Ultrakurzwellenschaltungen	35
A. Allgemeine Rückkoppelschaltungen	35
a) Das Rückkopplungsprinzip	35
b) Rückkoppelung durch Spannungsteilung	37
α) Induktive Spannungsteilung S. 37. — β) Kapazitive Spannungsteilung S. 38. — γ) Huth-Kühn-Schaltung S. 38. — δ) Gegentaktsteuerung S. 39.	
B. Ultrakurzwellenschaltungen	40
a) Einröhrensender	40
α) Induktive Spannungsteilung S. 40. — β) Kapazitive Spannungsteilung S. 42. — γ) Huth-Kühn-Schaltung S. 42. — δ) Verdrosselung und Symmetrierung S. 43.	
b) Gegentaktsender	46
α) Der Sender von Mesny S. 46. — β) Der Holborn-Sender S. 47. — γ) Gleichtaktschwingungen S. 49. — δ) Verdrosselung des Heizkreises S. 50.	

	Seite
2. Die Anpassungsverhältnisse bei ultrakurzen Wellen	52
A. Die Grenze der Anpassung	52
B. Die Anpassungsverhältnisse beim Gegentaktsender	54
C. Verbesserung der Anpassung	55
a) Axialsymmetrischer Belastungskreis	55
b) Zusatzwiderstände	56
c) Anpassung über eine konzentrische Rohrleitung	57
3. Ultrakurzwellengeneratoren	59
A. Spezialröhren für ultrakurze Wellen	59
B. Der praktische Aufbau von Ultrakurzwellensendern	65
a) Einröhrensender	65
b) Gegentaktsender	68
c) Vermeidung von Verlusten	69
α) Stromverdrängungserscheinungen S. 69. — β) Dielektrische Verluste S. 71.	
C. Die kürzesten Wellen	74
a) Dreipunktschaltung mit Lecher-Drähten	74
b) Senderanordnungen mit kapazitätsarmen Röhren	77
D. Frequenzstabilisierung bei Ultrakurzwellen	78
a) Die Abhängigkeit der Frequenz von den Betriebsverhältnissen	78
b) Elektronenkopplung	81
c) Frequenzstabilisierung durch Piezokristalle	82
α) Direkte Piezo-Steuerung S. 82. — β) Frequenzvervielfachung S. 87.	
d) Frequenzstabilisierung durch Lecher-Leitungen	93
4. Die Elektronenträgheit	94
A. Die Grenze der statischen Röhrenkennlinien	94
B. Die Inversionstheorie	96
a) Ultradynamische Kennlinien	96
α) Kennlinieninversionen S. 96. — β) Theorie der ultradynamischen Inversionen S. 97. — γ) Messung der ultradynamischen Phasenverschiebung S. 102.	
b) Ultradynamische Schwingbereiche	103
α) Der Einfluß der Elektronenlaufzeiten an der Grenze der Selbsterregung S. 103. — β) Inversionsschwingungen S. 105.	
c) Anfachungsmessungen	107
5. Die Modulation ultrakurzer Wellen	109
A. Indirekte Modulation durch Energieabsorption	109
B. Zwischenfrequenzmodulation	112
C. Mehrfachmodulation	114

Drittes Kapitel.

Die Bremsfeldmethode.

1. Experimentelle und theoretische Grundlagen	116
A. Reine Elektronenschwingungen nach Barkhausen und Kurz	116
a) Das Grundprinzip	116
b) Elektronenschwingungen zwischen Zylinderelektroden	120
B. Die Erregung von Schwingungssystemen	122
a) Schwingungen nach Gill und Morrell	122
b) Verteilung der Frequenzbereiche nach Barkhausen-Kurz und Gill-Morrell	125
C. Schwingungen höherer Ordnung	129
a) Aussiebung von Oberwellen	129
b) Elektronenschwingungen höherer Frequenz	130
c) Anregung der Gitterwendel	131
d) Zwergwellen	132

	Seite
D. Der Einfluß der Raumladung	139
a) Instabile Raumladungszustände beim Auftreten von Elektronenschwingungen	139
b) Der Einfluß der negativen Raumladung	140
c) Umkehr der Barkhausen-Relation	142
E. Der Einfluß von Gasen	144
a) Ionenschwingungen	144
b) Schwingbereiche und Wellenlängen	145
F. Spezielle Röhrenanordnungen	149
a) Mehrgitterröhren	149
b) Raumladungsschwingungen in Fadenröhren	150
2. Die Theorie des Elektronengenerators	153
A. Raumladungsschwingungen	153
a) Raumladungssteuerung	154
b) Steuerung der Raumladung durch Wechselfelder	155
α) Anodenausortierung S. 156. — β) Phasenausortierung S. 158.	
c) Die Elektronenbahnen im Wechselfeld	159
d) Austrittsgeschwindigkeit und Raumladung	163
α) Die Elektronenlaufzeiten bei Sättigung S. 163. — β) Wellenlänge und Emissionsstrom S. 166.	
B. Der Elektronengenerator als Koppelsystem	167
a) Der Rückkoppelsender mit sekundärem Lecher-System als Ersatzbild	168
b) Die Koppelwellen des Elektronengenerators	171
c) Frequenzrückkopplung bei Kippschwingungen	173
d) Die Koppeltheorie des Elektronengenerators	174
α) Die Elektronenamplitude S. 174. — β) Die Koppelwellen S. 175.	
γ) Die Dämpfung des Koppelsystems S. 178. — δ) Die primäre Anfachung S. 180.	
C. Die Inversionstheorie des Bremsfeldsenders	183
a) Die Kennlinien der Bremsröhre	184
α) Die Bremskennlinie S. 184. — β) Übernahmesteuerung S. 187. — γ) Die ultradynamische Übernahme S. 189.	
b) Die Anfachung durch Rückkopplung	190
α) Die Bremsröhre als Leistungsverstärker S. 190. — β) Die Energie- und Phasenbilanz S. 191. — γ) Die ultradynamische Anfachung S. 194. — 1. Inversionsschwingungen S. 194. — 2. Anfachungsmessungen S. 197. — 3. Vergleich mit der Koppeltheorie S. 199.	
3. Generatoranordnungen für größere Leistung und hohe Frequenzen	200
A. Der Energiesatz der Bremsfeldmethode	200
B. Dimensionierung der Bremsröhre	201
a) Ebene Elektroden	201
b) Zylindrische Elektroden	203
α) Das Verhältnis der Elektrodenradien S. 204. — β) Die Konstruktion des Gitters S. 205. — γ) Die Größe der Schwingröhre S. 208.	
c) Die Netzanode	208
C. Praktische Generatoranordnungen	210
a) Anschluß und Gestaltung der äußeren Resonanzkreise	210
b) Die Elektroden als Resonanzsysteme	217
D. Mehrröhrengeneratoren	223
a) Parallelschaltung mehrerer Röhren	223
b) Gegentaktanordnungen	225
c) Gegentaktröhren	229
d) Die Farnsworth-Röhre	230
4. Modulation des Bremsfeldsenders	231
A. Telegraphietastung	231
a) Hilfsmodulation durch Zerhacken des Bremsstroms	231
b) Selbstmodulation durch Kippschwingungen	232
c) Selbstmodulation durch den negativen Bremswiderstand	233

B. Amplitudenmodulation	Seite 234
a) Modulationsdiagramme	234
b) Steuerung des Bremspotentials	235
c) Parallelröhrenmodulation	236
C. Kompensation der Frequenzmodulation	237
a) Gleichzeitige Steuerung des Gitter- und Bremspotentials	237
b) Gegentaktmodulation beim Zweiröhrensender	238
D. Doppelmodulation	239

Viertes Kapitel.

Das Magnetron.

1. Die statische Theorie und Wirkungsweise des Magnetrons	242
A. Koaxiales Magnetfeld	243
B. Magnetronschaltungen	245
C. Das zirkulare Magnetfeld des Heizstroms	247
D. Schraubenförmiger Ablauf der Elektronenbewegung	247
E. Der Habann-Generator	251
a) Schema des Habann-Generators	251
b) Der negative Innenwiderstand der Habann-Röhre	252
c) Leistungsbilanz und Wirkungsgrad	254
d) Theorie der Stromübernahme zwischen den Segmenten	255
2. Der Mechanismus der ultrakurzwelligcn Schwingungsanfachung	258
A. Elektronenschwingungen im Magnetron	258
a) Theorie der periodischen Elektronenbewegung	258
b) Aufbau des Magnetronsenders	261
c) Der Anfachungsmechanismus der Elektronenschwingungen	262
d) Schwingbereiche und Wellenlängen	265
e) Orientierung der Röhre im Magnetfeld	267
B. Die ultrakurzwellige Anfachung der Habann-Röhre	270
a) Aufbau und Anordnung des Habann-Senders	271
b) Sonderformen der Habann-Röhre	276
c) Theorie der ultrakurzwelligen Anfachung	280
d) Wellenlängen und Nutzeffekte	287
e) Modulation	291
3. Die Dreipolröhre im Magnetfeld	294
A. Die statischen Magnetronkennlinien	295
B. Beeinflussung des Bremsfeldgenerators durch ein magnetisches Querfeld	296
C. Magnetronschwingungen im Dreipolrohr	296

Fünftes Kapitel.

Die Erzeugung ultrakurzer Wellen durch Elektronenströmungen.

1. Statisch negative Widerstände	298
A. Der Lichtbogen	298
B. Das Dynatron	299
2. Ultradynamische Widerstände	300
A. Bewegung eines Elektrons im elektrischen Wechselfeld	300
B. Die Inversionseigenschaften der Elektronenströmung	302
C. Schwingungsanfachung durch ultradynamische Widerstände	304
3. Plasmaschwingungen	309
A. Elektronenschwingungen	309
B. Ionenschwingungen	311
C. Experimentelle Prüfung der Theorie	311
4. Die Grenze ungedämpfter Schwingungsanfachung	313
Quellennachweis	316
Sachverzeichnis	322

Einleitung.

1. Die Einordnung der quasioptischen und ultrakurzen Wellen in das elektromagnetische Frequenzspektrum.

Das gesamte Spektrum der elektromagnetischen Schwingungen, wie es sich auf Grund der Maxwell'schen Theorie von der Wellennatur des Lichts und nach den klassischen Experimenten von Heinrich Hertz unter Berücksichtigung der jüngsten Forschungsergebnisse darstellt, umfaßt einen Wellenbereich von 10^{-13} cm bis 30000 m. Es läßt sich auf die aus Abb. 1 ersichtliche Weise über einer logarithmischen Frequenz- und

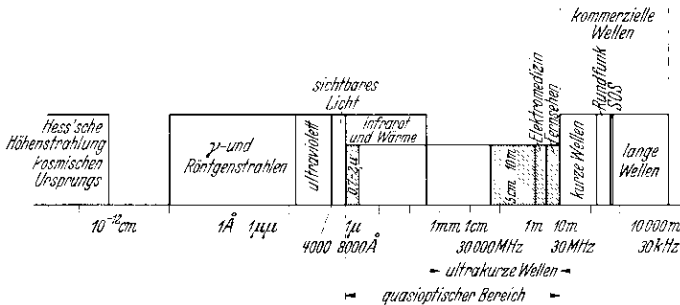


Abb. 1. Das elektromagnetische Frequenzspektrum.

Wellenskala folgendermaßen gliedern: Den kurzwelligen Teil des optischen Spektrums nehmen die ultravioletten, die γ - und Röntgenstrahlen und die aus dem Weltenraum kommende Höhenstrahlung ein. Daran schließt sich das nur einen ganz geringen Teil des gesamten Spektrums ausmachende sichtbare Spektralgebiet an, welches weiterhin in die infraroten und Wärmestrahlen übergeht. Von den niedrigsten Frequenzen ausgehend dehnt sich zwischen Wellen von 30000 m und rund 10 m Länge der gesamte, heute zu kommerziellen Zwecken ausgenutzte Wellenbereich aus, mit dem hauptsächlich mit der Bodenwelle arbeitenden Langwellengebiet, dem Rundfunkbereich, in dem bereits eine schwach gedämpfte Fortleitung in der Heavisideschicht wirksam zu werden und durch Interferenzen mit der Bodenwelle oder durch Doppelbrechung störende Schwunderscheinungen herbeizuführen beginnt, und hierauf folgt der Bereich der kurzen Wellen, deren ganze interkontinentale und die größten terrestrischen Weiten umfassende Fernwirkung auf der Fortleitung der Raumwelle unter Vermittlung der Heavisideschicht beruht. Die äußerste Spektrallinie der kurzen Wellen ist mit 10 m angegeben, ohne daß hiermit jedoch eine scharfe Grenzwellen festgelegt

sei, für die als Forderung aufgestellt werden soll, daß sie nicht mehr von der Heavisideschicht reflektiert wird. Weil die Ionen- und Elektronenkonzentration in der Ionosphäre nicht nur örtlich, sondern auch zeitlich überaus starken Schwankungen unterworfen ist, ist eine physikalisch folgerichtige Definitionsgrenze unmöglich. So sind z. B. unter günstigen Umständen auf 8 m Welle Tausende von Kilometern überbrückt worden, wenn eine solche Übertragung auch vom praktischen Gesichtspunkt aus als bedeutungsloser Einzelfall gelten muß. Im praktischen Weitverkehr wird man heute aus Gründen einer betriebstechnischen Sicherheit nicht unter 14—18 m Wellenlänge am Tage, 18—25 m während der Dämmerung und 25 m nachts heruntergehen.

Zwischen der zu rund 10 m angenommenen Grenze und dem sichtbaren Licht erstreckt sich nun ein Gebiet, für welches die Bezeichnung „quasioptische Wellen“ eingeführt worden ist [1]¹, um die im wesentlichen geradlinige, den optischen Lichtstrahlen analoge Ausbreitung dieser Wellen zu charakterisieren. Auch im langwelligen Teil des quasioptischen Gebiets läßt nichts mehr auf eine Fortleitung durch ein verlustarmes Medium in großen Höhen schließen, so daß das ganze Gebiet in seiner technischen Anwendung als Nachrichtenmittel auf den Nahverkehr innerhalb des Horizonts beschränkt bleiben muß.

Je nach den atmosphärischen Verhältnissen kann der optische Horizont freilich in geringem Maße überschritten werden, weil die quasioptischen Strahlen entweder in den unteren Atmosphärenschichten stärker als das Licht gebrochen werden, oder weil sie über See der Krümmung der Wasseroberfläche, die als verlustarmer Leiter wirkt, folgen. Neben diesen Brechungs- und Beugungseffekten in dem durchlaufenen Medium geht noch ein absorbierender und zerstreuernder Einfluß einher, so daß sich die Strahlungsdichte I_r in der Entfernung r aus der Anfangsdichte I_0 am Sender nach dem Rayleighschen Absorptionsgesetz errechnet zu:

$$I_r = I_0 e^{-\frac{r}{\rho^2}}, \quad k = (a + b\lambda^{-4}) \quad (a \text{ und } b = \text{const}).$$

Dabei wird angenommen, daß die zerstreuenen Partikel klein gegenüber der Wellenlänge sind. Da der Durchmesser von Nebeltröpfchen aber zwischen 0,2 und 100 μ schwankt, kann das Rayleighsche Gesetz höchstens eine qualitative Grundlage für die Diffusion geben; hinsichtlich praktischer Ergebnisse ist man vollkommen auf empirische Ermittlungen angewiesen. Außerdem spielt noch die Absorption durch den Kohlendioxydgehalt und die Ionisation der Luft eine Rolle. Dieser letzte, nur bei intensivster Sonnenbestrahlung des durchlaufenen Mediums vorhandene Einfluß tritt allerdings zurück, wenn die quasioptischen Wellen zur Orientierung im Nebel benutzt werden sollen.

Aus den angeführten Gründen scheidet nach den bisher vorliegenden Erfahrungen der mittlere Teil des quasioptischen Spektralbereichs zwischen ungefähr 3 μ und 5 cm Wellenlänge für eine unter allen Umständen sichere Nachrichtenübermittlung auf mehrere Kilometer

¹ Die in eckigen Klammern stehenden Zahlen beziehen sich auf die Nummern im Literaturverzeichnis am Schluß des Bandes. Die Literatur ist dort nach den Hauptkapiteln des Textes geordnet und kapitelweise numeriert.

Entfernung vollständig aus, so daß hierfür nur die Wellen von $0,7\text{--}3\mu$ einerseits und von 5 cm bis 10 m andererseits übrigbleiben, wie sie in der Abb. 1 durch Schraffur hervorgehoben sind.

Erzeugung und Nachweis der quasioptischen Wellen ist von beiden Seiten des Spektrums, von der langwelligen elektrischen und von der optischen Seite her möglich. Die in Frage kommenden Methoden sind in der tabellarischen Übersicht der Abb. 2 nach ihren Spektralbereichen geordnet zusammengestellt. Bis zu rund 1 mm Wellenlänge geschieht die Erzeugung und der Nachweis auf rein elektrischer Grundlage, und dieser Bereich sei daher in Anlehnung an die „kurzen“ Wellen

Erzeugungsweise	Spektralbereich			Nachweis und Wellenmessung
	1μ	1 mm	1 m	
a) Gedämpfte Schwingungen. Knallfunken, Löschfunken, hochfrequenzgespeiste Funkenentladungen.				Stehende Wellen. Lecher-Drähte und Spiegel. Resonanz von offenen und geschlossenen Kreisen. Funkenübergänge, Detektoren, Diodengleichrichtung und Audion, Bremsaudion, Magnetron.
b) Röhrensender. Rückkopplung, Bremsfeldmethode, Magnetron.				
Mikrozylinder, Gitteroszillatoren, Feispannungsmulieren.				Wärmewirkung. Thermoelemente, Bolometer, Radiometer, Interferometer.
Oberwellen vorstehender Funkenoszillatoren, durch Beugungsgitter ausgesondert.				Indirekter Nachweis durch harmonische Analyse der Interferenzkurven.
Langwellige Strahlung von Wärmestrahlern. Optischer Spektralbereich ausgefiltert. Infrarote Linien- und Bandenemission.				Wärmewirkung, Photoemission. Zellen mit besonderer Infrarotempfindlichkeit.

Abb. 2. Schema der Erzeugungs- und Nachweismethoden für quasioptische Wellen.

als „Ultrakurzwellenbereich“ bezeichnet. Innerhalb desselben haben sich verschiedene weitere Benennungen eingebürgert, die jedoch an sich nichts Neues besagen, sondern nur auf die Wellenlängen Bezug nehmen. So klassifiziert man die Wellen von 1 m bis 10 cm als Dezimeterwellen und von 20 cm abwärts auch als „Mikrostrahlen“ oder „ultrahertzische Wellen“. Unterhalb 1 mm geschieht die Erzeugung im wesentlichen auf optischer Grundlage, indem entweder Oberwellen elektrischer Strahler durch ein Beugungsgitter ausgesiebt oder langwellige Spektralbereiche von Temperaturstrahlern ausgefiltert werden. Auch hier gehen die Erzeugungsweisen ohne scharfe Trennung ineinander über, denn die Oberwellen des „Massenstrahlers“¹, in welchem feingesiebte und in Öl suspendierte Metallfeilspläne durch Funkenübergänge elektrisch erregt werden, reichen weit in das Gebiet der längsten Infrarotwellen von 218 und 343μ hinein, die durch einen schwarzen Karton oder auf Grund der anomalen Dispersion einer Quarzlinse aus der Strahlung einer Quarzquecksilberlampe ausgefiltert werden können [2], und

¹ Kapitel I, Abschnitt I, C, b.

schlagen damit die Brücke von der elektrodynamischen Strahlung der makroskopischen Hertzsehen Dipole zu der quantenhaften Strahlung der molekularen Dipole.

Die Ultrakurzwellen umfassen nach vorstehendem sich ausschließlich elektrischer Hilfsmittel bedienende und im Anschluß an die normale Hochfrequenztechnik entwickelte Methoden, doch sei das hinsichtlich mancher praktischer Anwendungen in der Nachrichtentechnik und auch in bezug auf seine Ausbreitungseigenschaften analoge infrarote Restgebiet des quasioptischen Strahlbereichs zuvor noch kurz gestreift.

2. Die infrarote Strahlung als Nachrichtenmittel.

Als Erzeuger infraroter Strahlen stehen für praktische Zwecke Temperaturstrahler, wie Glühlampen, Kohlelichtbögen und Kohlenstoffflammen zur Verfügung, bei denen auf das Gebiet zwischen $0,7$ und $1,1 \mu$ bis zu 36% ihrer Gesamtemission entfällt, sowie Quecksilberdampflampen, deren sichtbares Spektrum man durch entsprechende Filter ausscheidet,

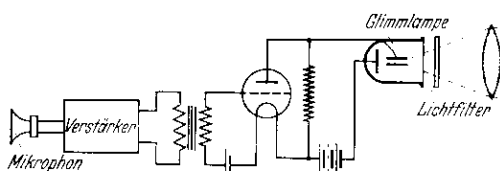


Abb. 3. Modulation einer Infrarotglimmlampe.

oder schließlich direkte Linien- oder Bandenemission mit geeigneten Edelgasen gefüllter Glimmlampen, die besonders durch die Entwicklung spezieller „Leuchtspritzen“ mit einer Leuchtdichte bis 300 HK/cm^2 gefördert worden sind [3]. Für Telephonieübertragungen sind sämtliche Strahler um so besser geeignet, je trägheitsloser sie den Modulationsschwankungen zu folgen vermögen. Am einfachsten geschieht die Modulation auf die vom sprechenden Lichtbogen nach Simon und Duddell her bekannte Weise, indem die Mikrophonströme, nötigenfalls nach vorheriger Verstärkung, dem Speisestrom der Lichtquelle überlagert werden. Dies Verfahren ist sowohl auf die Quecksilberdampflampe, als auch, wie Abb. 3 zeigt, auf die Infrarotglimmlampe anwendbar. Glühlampen besitzen selbst bei sehr dünnen Glühfäden eine zu große Wärmeträgheit, um innerhalb des Sprachbereichs noch eine frequenzunabhängige Durchsteuerung zu ermöglichen; sie lassen nur geringe Modulationsgrade zu, denen die Empfänger besonders angepaßt werden müssen [4]. Eine Gasflamme läßt sich durch Steuerung des Gaststroms mittels einer direkt besprochenen oder elektrisch erregten Membrankapsel nach König modulieren.

Man kann die Durchsteuerung des Lichtstroms auch in der Weise vornehmen, daß man die Lichtquelle selbst konstant betreibt und in den Strahlengang ein möglichst trägheitsfrei arbeitendes Steuerorgan oder ein Lichtrelais einschaltet. Abb. 4 zeigt eine derartige Modulationsanordnung mit Kerr-Zelle, wie sie von der Bildtelegraphie und vom Fernsehen her bekannt ist. Die vom Mikrophon an den Elektroden des Kerr-Kondensators hervorgerufenen Spannungsschwankungen ändern die Doppelbrechung in der dielektrischen Zellenflüssigkeit, als welche zumeist Nitrobenzol dient, woraus Aufhellungen oder Verdunklungen

des durch die Nikols N_1 und N_2 polarisierten Lichtstroms resultieren. Durch eine Vorspannung E von einigen hundert Volt ist der Arbeitspunkt auf den mittleren Teil der Modulationscharakteristik zu legen. Der wirksame Lichtquerschnitt kann durch eine Kerr-Zelle mit Mehrfachelektroden wesentlich verbessert werden [5].

Auch auf mechanischem Wege, beispielsweise mittels eines oszillographenähnlichen Schwingspiegels, läßt sich eine nachträgliche Modulation des Lichtstroms erhalten. Einen besseren Nutzeffekt ergibt das in Abb. 5 dargestellte und auf Änderung der Totalreflexion beruhende Verfahren [6]. Die von der Lichtquelle S ausgehenden Strahlen werden an der unteren Grenzschicht des Glaskörpers K total reflektiert oder treten, wenn der kleine Glaskörper k angepreßt wird, in diesen über. Der Glaskörper k braucht infolgedessen nur im Rhythmus der Sprachfrequenzen, beispielsweise auf elektromagnetischem Wege angepreßt

oder abgezogen zu werden, um eine volle Aussteuerung des Lichtstroms zu bewirken. Natürlich können die mit mechanisch bewegten Massen arbeitenden Verfahren niemals an die bis 10^8 Hz reichende Trägheitslosigkeit der Kerr-Zelle herankommen, doch lassen sich Sprachfrequenzen hinreichend verzerrungsfrei aufmodulieren.

Auf der Empfangsseite liegen die Verhältnisse hinsichtlich der Trägheitsfreiheit natürlich ebenso, und aus diesem Grunde scheiden integrierende Empfänger, wie Thermosäulen, Bolometer und Radiometer für Telephonie oder akustisch modulierte Telegraphie von vornherein aus. Damit bleibt nur der lichtelektrische Effekt in

Photozellen und Selenzellen als Demodulator übrig. Natürlich muß die Spektralempfindlichkeit solcher Zellen dem besonderen Verwendungszweck eigens angepaßt werden und sie kann durch Verwendung kristallinischer Stoffe, wie Antimonit, Molybdänit, Selen-, Tellur- oder Metallschwefelverbindungen (Thallofidezellen, Cemazellen) bis $1,1\mu$ verschoben werden. Auch die Elster und Geitel'schen Photozellen mit Alkalimetallflächen sind nach besonderen Verfahren über das sichtbare Rot hinaus zu aktivieren. Abb. 6 stellt eine Empfangsschaltung mit einer im Brennpunkt eines Reflektors befindlichen und an einen Verstärker angeschlossenen Selenzelle dar. Durch Parabelspiegel ist eine optische Bündelung des Strahlenkegels mit Öffnungswinkeln von wenigen Grad

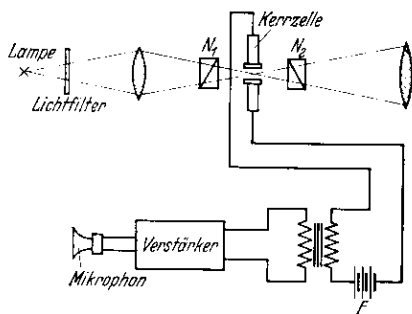


Abb. 4. Kerr-Zelle als Infrarotmodulator.

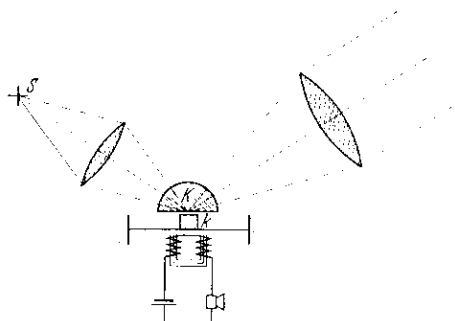


Abb. 5. Optisch-mechanischer Modulator.

möglich, und bei Verwendung von Reflektoren auf beiden Seiten sind Verstärkungsgrade bis 10^8 denkbar.

Als Abschluß dieser kurzen Betrachtungen seien noch die praktischen Anwendungsmöglichkeiten der Infrarotstrahlung kurz umrissen. Wegen der geringen Durchlässigkeit von Nebel ist die Reichweite unter ungünstigen atmosphärischen Verhältnissen nur gering und kann bei einer Senderleistung von 100 W mit 4—5 km angegeben werden. Bei klarer Atmosphäre werden dagegen Reichweiten über den optischen Horizont hinaus erzielt, was darauf hinweist, daß die infraroten Strahlen in den untersten Schichten der Troposphäre stärker als die sichtbaren Lichtstrahlen gebrochen werden.

Die wichtigsten Anwendungen sind in der Navigation und Kursweisung zu suchen. Die optische Bündelungsschärfe der Infrarotstrahlung

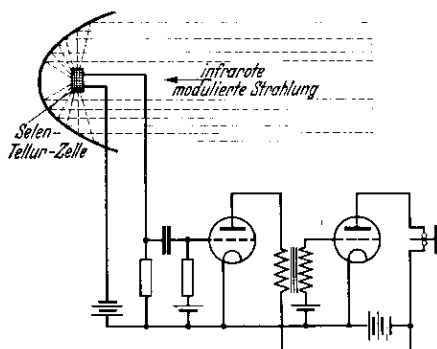


Abb. 6. Infrarotempfangsschaltung.

rückt den Ersatz von Positionslampen bei Schiffen in den Bereich des Möglichen und gerade für solche Kollisionssicherungen im Nebel ist die geringe Reichweite von Vorteil. Ähnliche Fragen sind auch für die Luftnavigation, insbesondere für die Frage der Blindlandung, unter Umständen in Verbindung mit elektrischen Richtstrahlen von Interesse. Selbstverständlich können die Einrichtungen gleichzeitig auch zu einer telephonischen Verständigung benutzt werden.

Im Zusammenhang hiermit sei noch auf die Peilung und Anvisierung

natürlicher und künstlicher Infrarotstrahler hingewiesen. Da die Spektralbereiche solcher Temperaturstrahler wie z. B. der Schornsteine von Schiffen oder der Auspuffrohre von Flugzeugmotoren je nach ihrer Temperatur bis 10μ reichen, kommen für derartige Wärmesuchgeräte nur integrierende Empfänger, nämlich Thermosäulen und Bolometer mit besonders scharfen Bündelungsvorrichtungen in Frage. Als praktische Anwendungsgebiete für die Peilung natürlicher Wärmestrahler sei der Nebelsextant und Eisbergwarnung genannt. Schließlich läßt sich auch das Vorhandensein nichtstrahlender, schattenwerfender Körper, die beim Durchgang durch ein Infrarotstrahlenbündel den Strom unterbrechen, zu Zwecken der Verkehrsüberwachung und zur Diebessicherung registrieren und kontrollieren, oder zur Momentbeleuchtung von Schaufenstern verwenden [7].

Mit dieser kurzen Übersicht sei die praktische Verwendung des infraroten Spektralbereichs abgetan, und die weiteren Betrachtungen wenden sich nunmehr dem eigentlichen Thema, den gedämpft oder ungedämpft zu erzeugenden Ultrakurzwellen, ihren speziellen physikalischen Eigenschaften und ihren technischen Anwendungen auf den verschiedensten Gebieten zu.

Erstes Kapitel.

Die Erzeugung quasioptischer Wellen durch Funkenerregung.

Im Bereich der ultrakurzen Wellen beherrschten bis vor einem Jahrzehnt die mit oscillatorischen Funkenentladungen arbeitenden Sender für gedämpfte Schwingungen nach dem Vorbild des in seinem Schwingungszentrum erregten Hertzschen Dipols das Laboratorium völlig, und ihnen ist eine große Zahl experimenteller Untersuchungen spezieller Eigenschaften der elektrischen Wellen, wie der Dispersion und Absorption von Flüssigkeiten und ionisierten Gasen zu verdanken. Erst in den letzten Jahren hat die Funkenerregung als solche infolge der fortschreitenden Entwicklung der Elektronenröhre auch im Gebiet der ultrakurzen Wellen an Interesse und Bedeutung verloren, vor allem, seit die Barkhausensche Bremsfeldmethode und das Magnetron ungedämpfte Wellen bis zu 1 cm zu erzeugen ermöglicht. Bis jetzt erfordern derart kurze Wellen freilich fast mikroskopisch kleine und an der Grenze der technischen Herstellungsmöglichkeit liegende Röhren, so daß überhaupt in Zweifel gezogen werden kann, ob die Zentimetergrenze als Grundschiwingung mit Elektronenröhren von den bisherigen Formen noch weit zu unterschreiten ist. Jedenfalls ist man unterhalb dieser Grenze heute noch vollkommen auf die gedämpften Sender angewiesen. Aber auch oberhalb bietet die Funkenerregung gewisse Vorteile, die vor allem in der höheren Leistung und der kontinuierlichen Wellenskala liegen, die aber nur in solchen Fällen in die Waagschale geworfen werden können, wenn man die durch die Dämpfung verursachten Unsicherheiten bei der Auswertung und Deutung der Versuchsergebnisse in Kauf nehmen kann. Mit fortschreitender Verfeinerung der Meß- und Untersuchungsmethoden wird daher auch hier der Röhrensender den Funkenoszillator allmählich immer mehr verdrängen.

Es würde den Rahmen einer anschaulichen Übersicht bei weitem überschreiten, sollten alle Konstruktionen und Anordnungen, die zur Erzeugung kürzester Wellen entwickelt worden sind, lückenlos aufgeführt werden, vielmehr mußte schon aus Raumgründen eine gewisse Auswahl getroffen werden, für die als Gesichtspunkte große Hochfrequenzenergie, hohe Konstanz und möglichst geringe Dämpfung maßgebend waren. Die älteren Anordnungen sind nur insoweit berücksichtigt, als sie Vorstufen in der Entwicklung der neueren Funkensender bilden, und zum Verständnis dieser beitragen.

1. Dipoloszillatoren.

A. Der Hertz'sche Dipol.

Den Ausgangspunkt aller Funkenerreger für gedämpfte Wellen bildet der Dipoloszillator, mit dem Heinrich Hertz im Jahre 1886 seine grundlegenden Untersuchungen ausführte [1]. Während sich nach längeren Wellen daraus die bekannten Knallfunkensender entwickelt haben, ist sein Vorbild für die Erzeugung extrem kurzer Wellen fast unverändert maßgebend geblieben. Er besteht in seiner einfachsten Form aus zwei linearen Drähten, die durch eine Kugelfunkensstrecke voneinander getrennt sind. Die Verteilung von Strom und Spannung ist aus der Abb. 7 ersichtlich. Um den Schwingungszustand möglichst wenig zu beeinträchtigen, werden die zu einem Induktor oder zu einer sonstigen Hochspannungsquelle führenden Leitungen nach Möglichkeit im Spannungsknoten, d. h. unmittelbar an den Kugeln angeschlossen. Beim Übergang von Funken schwingen die Drähte mit einer Frequenz, deren Wellenlänge infolge des Einflusses der Kugelfunkensstrecke etwas größer als die doppelte Gesamtlänge l des Oszillators ist. Wie aus der Wiedergabe eines Originaloszillators von Heinrich Hertz in Abb. 8 zu sehen ist, kann die

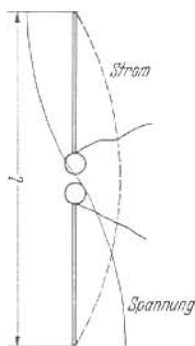


Abb. 7. Funken-
erregter Dipol.

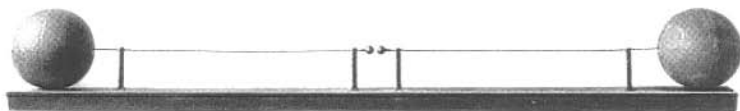


Abb. 8. Originaldipol von Heinrich Hertz mit Kugelkapazitäten. (Deutsches Museum, München.)

Hochfrequenzenergie durch an den Drahtenden angebrachte Kapazitäten, als welche in diesem Fall große Metallkugeln dienen, erhöht werden, doch ist damit natürlich auch eine Verlängerung der Welle verbunden. Wegen des hohen Widerstands der Funkensstrecke sind die Schwingungen sehr stark gedämpft.

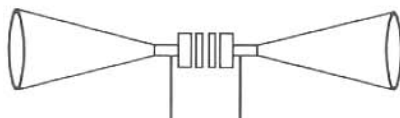


Abb. 9. Dipol mit Löschfunkenstrecke und
Kegellantennen nach Leimbach.

Einige Verbesserung des Dipoloszillators stellt die in Abb. 9 schematisch wiedergegebene Anordnung dar, bei welcher die Erregung über eine mehrteilige kleine Löschfunkenstrecke erfolgt [2], welche in erster Linie die Dämpfung herabsetzt, dann aber auch eine raschere Funkenfolge, beispielsweise durch Speisung mit 50- oder 500periodischem Wechselstrom zuläßt. Außerdem ist die wirksame Kapazität durch kegelförmige Antennen vergrößert. Der Oszillator hat hauptsächlich zu Demonstrations- und Unterrichtszwecken weite Verbreitung gefunden und ist auch heute noch unübertroffen, wenn es

sich um eine möglichst einfache Durchführung der Hertzsehen Versuche im Unterricht handelt.

Einen bemerkenswerten Fortschritt hinsichtlich Einfachheit, Wirksamkeit und Konstanz bei der Funkenregung ultrakurzer Wellen

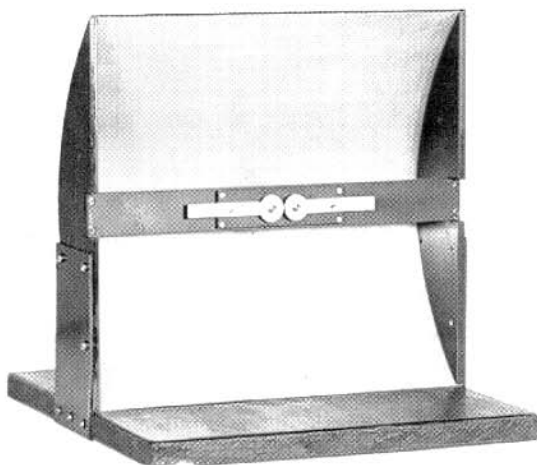


Abb. 10. Dipoloszillator nach Ludenia in Parabelspiegel.

erzielte Ludenia [3], indem er die Einflüsse des Elektrodenmaterials, der geometrischen Form des Dipols und der Erregerstromkurve auf die Strahlungs- und Dämpfungsverhältnisse eines in der Brennachse eines Parabelspiegels angebrachten Oszillatordipols untersuchte. Da sich ein flächenhafter Strahler besser als ein linearer erwies, wurde der Oszillator auf die aus Abb. 10 zu ersiehende Weise aus zwei, auf einer Pertinaxleiste gehaltenen Blechstreifen hergestellt, zwischen denen sich die von zwei Aluminiumscheiben gebildete Funkenstrecke von 0,1 mm Länge befindet. Durch Drehen dieser Scheiben kann die Überslagstelle gewechselt werden. Die bei Aluminiumelektroden gemessene Strahlungsintensität übertrifft die von Silberelektroden um das 50fache. Zur

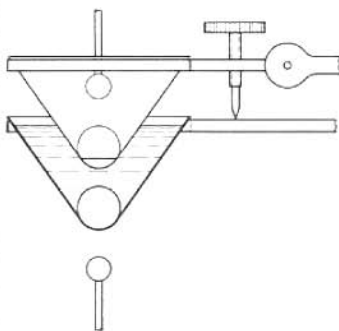


Abb. 11. Righischer Oszillator.

Erregung wird dem Oszillator 1000 periodischer Wechselstrom über einen Transformator und zwei unmittelbar an der Funkenstrecke sitzende Hochfrequenzdrosseln zugeführt. An Stelle dieser Drosseln haben sich auch Widerstandsstäbe als geeignet erwiesen, weil sie ihrer nichtmetallischen Natur wegen das Ausbreitungsfeld der Wellen innerhalb des Reflektors am wenigsten stören. Die Strahlungsleistung betrug bis zu 10 W.

Righi änderte den Hertzsehen Oszillator dahin ab, daß er die Antennendrähte ganz fortließ und nur die Kugelfunkentrecke als Oszillator beibehielt [4]. Der Aufbau seiner Anordnung geht aus Abb. 11 hervor. Die beiden Kugeln K und K' sind in die Öffnungen zweier Glas-trichter eingekittet, und durch Füllung des unteren Trichters mit Öl oder Petroleum wird die Überschlagsspannung und damit auch die Hochfrequenzenergie gesteigert. Um den schädlichen Einfluß der Spannungs-zuführungen ganz zu beseitigen, werden die Kugeln über zwei Luftfunkentrecken aufgeladen. Der Schwingungszustand des Righi-schen Oszillators ist damit allerdings nicht mehr eindeutig als Hertzscher Dipol definiert, weil durch die doppelseitige Erregung auch jede Kugel für sich in Schwingungen versetzt werden kann, wobei der ganze Oszillator in seiner Längsausdehnung nicht mehr in einer Halbwelle, sondern in einer ganzen Wellenlänge schwingt. Errechnet man die Eigenwelle einer solchermaßen erregten Kugel nach der Thomsonschen Formel $\lambda = \frac{2\pi d}{13}$ [5], so erhält man für einen Kugeldurchmesser d von 4 cm eine Welle von rund 15 cm und für $d = 1,36$ eine Welle von etwa 5 cm. Die Abweichung gegenüber den von Righi beobachteten Wellen von 20 und 7 cm dürfte der gegenseitigen Kapazität der beiden Kugeln zuzuschreiben sein.

Anstatt die Funken zwischen Kappen- oder Kugelelektroden überspringen zu lassen, zwischen denen sie wegen der ungleichmäßigen Abnutzung dauernd herumwandern, setzt man zweckmäßig kleine Ansatzstiftchen aus Platin oder Aluminium in die Elektroden ein [6]: Die Funken springen dann annähernd immer an derselben Stelle über, und der Oszillator arbeitet sehr viel konstanter.

B. Mikrooszillatoren.

Der Übergang zu immer kürzeren Wellen läßt sich nur durch stetiges Verkleinern des Hertzsehen oder Righischen Oszillators bis zu fast mikroskopisch kleinen Abmessungen bewerkstelligen, doch sind dabei erhebliche Schwierigkeiten zu überwinden, erstens wegen des steilen Abfalls der Strahlungsenergie beim Übergang zu immer höheren Frequenzen und zweitens wegen des unvermeidlichen Verbrennens und Verschmutzens der Elektroden, was Inkonstanz der Länge und Energie der ausgestrahlten Welle zur Folge hat und ein fortwährendes Nachregulieren während des Betriebs erfordert. An sich müßte es zwar möglich sein, durch Verkürzen der Oszillatordrähte auf Bruchteile eines Millimeters -- Kugelfunkentrecken sind dann natürlich längst nicht mehr möglich, vielmehr können die Funken nur unmittelbar zwischen den Drahtenden übergehen -- entsprechend kurze Wellen zu erzeugen, wenn dem nicht das immer ungünstiger werdende Verhältnis zwischen der Wellenlänge und der doppelten Oszillatorlänge entgegenstände. Dieses ist nämlich schon bei 30-cm-Wellen merklich größer als 1 und steigt über 1,25 bei $l = 10$ cm und auf 2,15 bei 1,3 cm Oszillatorlänge an. Die Ursache ist darin zu erblicken, daß sich die Stärke der Oszillatordrähte nicht proportional ihrer Länge reduzieren läßt, sondern bei den kleinsten

Oszillatoren von gleicher Größenordnung wie die Länge wird, sollen die Drähtchen nicht schon bei den ersten Funkenübergängen verbrennen.

Die Entwicklung der Mikrooszillatoren, das heißt Hertzscher Oszillatordipole von kleinsten Abmessungen ist von zahlreichen Forschern gefördert worden [7—12]. Ohne auf die verschiedenen Konstruktionen im einzelnen einzugehen, sei hier eine neuere Form des Mikrooszillators beschrieben, welche die verschiedenen Vorteile älterer Anordnungen in sich vereinigt und sich durch besonders günstige Gestaltung und optimale Betriebsverhältnisse auszeichnet.

Die eigentlichen „Vibratoren“ dieses, in Abb. 12 schematisch dargestellten Mikrooszillators bilden die beiden Platin-, Wolfram- oder Molybdändrähtchen $P P'$, die durch Einschmelzen in die Glasröhrchen $R R'$ gehalten sind. Die Aufladung geschieht nach dem Vorbild des Righischen Kugeloszillators über die beiden Luftfunkenstrecken F und F' . Um die Glasröhrchen vor übermäßiger Erhitzung durch die Luftfunken möglichst zu schützen, sind sie um die Funkenstrecken kugelig aufgeblasen. Außerdem werden die Luftfunkenstrecken noch, um ein Zerspringen der Glaseinschmelzungen zu verhüten, durch einen Luftstrom gekühlt und entionisiert.

Die Glasröhrchen sind in einem Rahmen V aus Vulkanfaser derart eingespannt, daß sich die Mittelfunkenstrecke vermittels der Mikrometerschraube S verstellen läßt. Ferner gestatten die Schraubchen s auch eine seitliche Zentrierung. Die Länge des mittleren Erregerfunken wird günstigenfalls auf 0,01—0,02 mm eingestellt. Um Lichtbogenbildung zu verhindern, empfiehlt sich die Vorschaltung einer Sicherheitsfunkenstrecke und eines Flüssigkeitswiderstands.

Die ganze Anordnung wird in einem mit Öl gefüllten Metalltrog untergebracht, aus dem die Wellen durch ein Glimmerfenster austreten können. Zur weiteren Steigerung der Energie und zur Erzielung einer gleichmäßigen Funkenfolge wird als vorteilhaft angegeben, das Öl unter einen Überdruck von einigen Atmosphären zu setzen. Von 0,1—1 at erfolgt zunächst ein starker Anstieg der Energie, die bei etwa 3 at mit einem um 50% höheren Wert als bei 1 at ein Maximum erreicht. Ein Verschmutzen der Mikrofunkenstrecke wird vermieden, wenn zwischen den Vibratoren ein Ölstrahl hindurchgespritzt wird.

Mitbestimmend für die Wellenlänge ist bei diesen Anordnungen die Länge der Einschmelzstelle, weil die Dielektrizitätskonstante des Glases die Kapazität der Vibratordrähte vergrößert. Über die Beziehung zwischen Senderlänge l , Dicke der Gesamteinschmelzstellen und Wellenlänge gibt die aus den Angaben verschiedener Forscher zusammengestellte Tabelle Aufschluß:

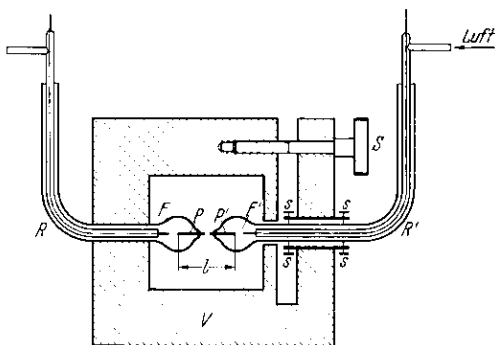


Abb. 12. Mikrooszillator.

	Hassel- beck [12]				Dänzer [11]	Möbius [9]		Lebe- dew [7]	Nichols und Tear [10]	
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Senderlänge in mm . .	80	40	20	8	9	3,6	1,98	2,6	0,5	0,4
Länge der Einschmel- zungen in mm . . .						1,02	1,0			0,2
Grundwelle in mm . .	64,5	52	31,3	21,3	45	12	7	6	4,5	1,8
Oberwellen in mm . .						2,5				
						1,1				
						0,7				
						0,5				
						0,3				

Neben der Grundwelle lassen sich noch zahlreiche Oberschwingungen nachweisen, als deren kürzeste 0,3 mm angegeben ist, doch steht nicht fest, ob es sich dabei nicht um die Erregung von den Funken losgerissener Metallstäubchen handelt. Wegen der starken Dämpfung der Mikrooszillatoren hängt die Wellenlänge sehr von den Eigenschwingungen des Resonators ab. Bei längeren Wellen macht sich der Umstand bemerkbar, daß die Wellen durch einen hinter der Oszillatorfunkenstrecke angebrachten Reflektor, als welcher auch die Blechwandung des Öltrogs wirken kann, beeinflusst werden. So ist zu erklären, daß bisweilen die nach außen abgestrahlte Welle kürzer als 2 λ werden kann (Spalte 1 und 2), in welchem Fall es sich also nicht mehr um die reine Eigenwelle des Vibrators, sondern um ein kompliziertes Koppelsystem handelt.

C. Vielfachoszillatoren.

Dem Streben nach immer kürzeren Wellen, ohne den Wert der Frequenzerhöhung durch zu große Energieverluste erkaufen zu müssen, verdanken die Vielfachoszillatoren, die in der Gestalt der Oszillatoren-gitter und des Massenstrahlers mit ganzen Serien von Vibratoren arbeiten und auf diese Weise den Leistungsverlust des einzelnen Vibrators wett machen, ihre Entstehung.

a) Oszillatoren-gitter.

Das Oszillatoren-gitter von Lewitsky [13] besteht aus einem Netz kugel- und drahtförmiger Vibratoren, welche durch zwischen ihnen übergehende Funken gleichzeitig in Schwingungen versetzt werden. Als Kugel-

oszillatoren dienen in Salzsäure abgeätzte Schrotkugeln, aus denen unter dem Mikroskop die Durchmesser von 0,8—0,85 mm ausgesucht wurden. Diese sind mit Kanadabalsam in die Ecken eines auf eine Glasplatte eingeritzten Netzes mit 2 mm Strichabstand in horizontalen Reihen von 25 Stück aufgeklebt. Zwischen je zwei Kügelchen einer Reihe befinden sich Drahtstücke von 0,3 mm Stärke und 0,5 mm Länge, so daß schließlich das Oszillatoren-gitter das in Abb. 13 dargestellte

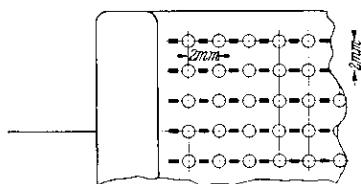


Abb. 13. Oszillatoren-gitter von Lewitsky.

Aussehen erhält. Erregt werden die Kügelchen und Drahtstückchen über zwei an den Enden des Netzes befestigte Blechstreifen, die von einem Teslatransformator aufgeladen werden.

Nach Thomson [5] berechnen sich die Grund- und Oberwellen einer an zwei diametral gegenüberliegenden Punkten erregten Kugel zu:

$$\lambda_0 = \frac{2\pi d}{1.3}; \quad \lambda_1 = \frac{\pi d}{1.8} = 0,48 \lambda_0;$$

$$\lambda_2 = \frac{\pi d}{2,76} = 0,31 \lambda_0; \quad \lambda_3 = \frac{\pi d}{3,98} = 0,217 \lambda_0 \dots$$

wenn d den Kugeldurchmesser bedeutet. Dies ergibt für die Kugelszillatoren von Lewitsky:

$$\lambda_0 = 2,9 \text{ mm}; \quad \lambda_1 = 1,49 \text{ mm}; \quad \lambda_2 = 0,89 \text{ mm}; \quad \lambda_3 = 0,62 \text{ mm} \dots$$

während die Wellen der Drahtstückchen etwas kürzer sind.

Da sich die Intensitäten der aufeinanderfolgenden Oberschwingungen umgekehrt proportional λ^2 verhalten, müssen die Oberschwingungen die Energie aufweisen:

$$E_0 \left(\frac{1}{2^2} + \frac{1}{3^2} + \frac{1}{4^2} + \dots \right) = 0,66 E_0.$$

Sie enthalten also insgesamt mehr als die halbe Energie der Grundschwingung und sind daher noch in der Größenordnung der Wärmestrahlung nachweisbar.

Um die Welle weiter zu verkürzen, ging Lewitsky später zu einem lediglich aus Molybdändrahtstückchen von 0,2 mm Stärke und nur 0,1 mm Länge bestehenden Oszillatorengritter über [14], die in parallelen Streifen von 1 mm Abstand mit möglichst kleinen Zwischenräumen unter dem Mikroskop in eine Kanadabalsamschicht eingeklebt waren. Die mikrophotographische Wiedergabe eines derartigen

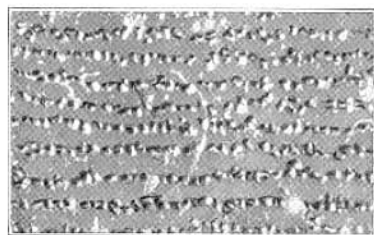


Abb. 14. Mikrophotographie eines Oszillatorengritters.

Gitters in Abb. 14 läßt erkennen, daß sich eine vollkommen gleichmäßige Anordnung der Teilchen selbst bei Anwendung größter Sorgfalt nicht erreichen läßt, so daß an Stelle einer monochromatischen Grundwelle ein ganzer Spektralbereich zu erwarten ist.

Eine weitere, sich bei der geschilderten gemeinsamen Erregung der Oszillatorenreihen ergebende Schwierigkeit entsteht dadurch, daß sich der Funke natürlich jeweils die Bahn des geringsten Widerstands aussucht, und wegen der unregelmäßigen Anordnung kommen praktisch allerhöchstens 5 Oszillatorenreihen gleichzeitig zur Erregung. Um eine gleichmäßige Beteiligung aller Oszillatoren zu erzwingen, muß jede Reihe einzeln gespeist werden [14].

Zu diesem Zwecke benutzt Lewitsky den in Abb. 15 dargestellten

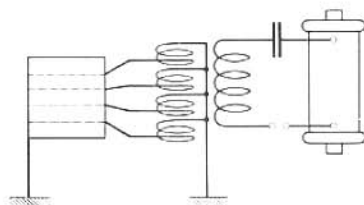


Abb. 15. Einzelspeisung der Oszillatorenreihen.

Teslatransformator mit 25 getrennten Sekundärwicklungen, deren jede eine einzige Oszillatorreihe speiste. Die mittels eines Diffraktionsgitters ausgemessenen Spektrallinien¹ ergaben die Wellenlängen:

λ — 136, 185, 270, 310, 330, 375, 450, 470, 502, 870 und 915 μ ,

doch ist nicht ausgeschlossen, daß sich hierunter auch langwellige, von den Funken ausgehende Wärmestrahlen befinden, die von wirklich zu den Oszillatoren gehörenden Wellen nicht ohne weiteres zu unterscheiden sind.

b) Der Massenstrahler.

Die Verbrennung und Zerstäubung der Oszillatorspäne in den Lewitskyschen Gittern läßt nur kurze Betriebszeiten zu; auch ist die Energie infolge der niedrigen Durchschlagsspannung der Luftfunken

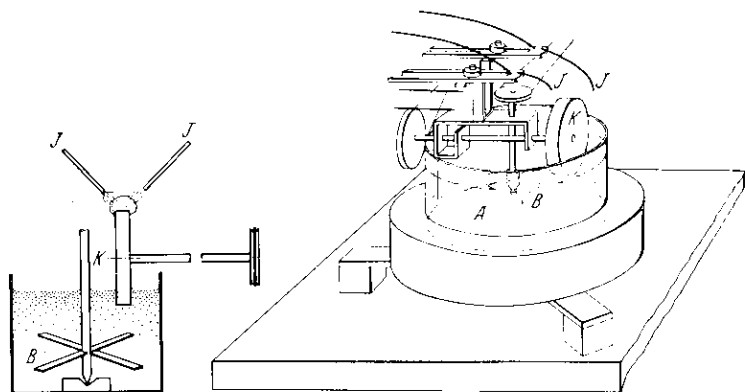


Abb. 16. Massenstrahler von Glagelowa-Arkadiewa.

trotz der großen Anzahl der Oszillatoren nur gering. Glagelowa-Arkadiewa ging deshalb von dem Gedanken aus, die an sich unvermeidlichen Verbrennungserscheinungen durch unaufhörlichen Wechsel der Oszillatoren zu beseitigen und gleichzeitig die Energie durch Ölfunken zu steigern. Diesem Zweck dient die in Abb. 16 dargestellte und als „Massenstrahler“ bezeichnete Anordnung [15]. In einem Glastrog A befindet sich eine Mischung von Metallfeilspänen und Maschinenöl, die durch eine Rührvorrichtung B während des Betriebs innig durchmischt wird. Eine in rasche Umdrehungen versetzte Rolle K aus Isoliermaterial, die zum Teil in die „Vibrationsmasse“ hineintaucht, nimmt auf ihrem Umfang einen Wulst der Suspension mit sich, durch welchen die zwischen den Drähten J J übergehenden Funken eines Induktors hindurchschlagen. Dadurch werden die Metallspäne in Schwingungen versetzt, deren Frequenz hauptsächlich von den Dimensionen der Metallteilchen abhängt. Sorgfältiges Aussieben der Teilchen, die bei den ursprünglichen Versuchen in verschiedenen mittleren Größen von 2,2, 1,4 und 0,5 mm Länge verwendet wurden, sichert einen gewissen Monochromatismus. Dank der großen Anzahl und dem schnellen Wechsel der ständig über den Rand der Rolle K gleitenden Vibratoren unterliegen

¹ Bd. II, Kapitel 6, Abschnitt 4, E, b.

die einzelnen Späne nur einem geringen Verschleiß und ermöglichen einen stundenlangen Dauerbetrieb.

Aus der harmonischen Analyse der mit dem Boltzmannschen Interferometer aufgenommenen Interferenzkurven¹ wurden folgende Wellenlängen mit den zugehörigen Intensitäten bestimmt, wenn die Maximalenergie gleich 100 gesetzt wird:

λ in μ	81,8	90	100	112,5	128,6	150	180	225	300	450	900
Intensität in %	1,6	0,4	0,2	0,6	13	100	25	3	14	5	3

Man erkennt, daß die kürzeste Oberwelle von rund 82μ nur eine Intensität von 2% der stärksten Schwingung bei 150μ erreicht.

Durch Konzentration der von den verschiedenen Stellen der Vibrationsmasse ausgehenden Strahlung mittels einer Quarzlinse auf ein geeignetes Thermoelement konnte die Oberfläche des Vibrationswulstes „abgeleuchtet“ und auf ihre Schwingeeigenschaften untersucht werden. Dabei zeigte sich, daß die Eintrittsstellen der Funken in die Vibrationsmasse die hauptsächlich strahlenden Teile darstellen, wo auch die kürzesten Wellen entstehen, doch sendet auch der dunkle Zwischenraum elektrische Strahlen aus, deren spektrale Zusammensetzung allerdings sehr kompliziert ist. Um die kürzesten Wellen auszusieben, bedient man sich möglichst kleiner Spiegel oder Linsen, weil diese den Empfänger vor dem Einfluß längerer Wellen, die immer in der weißen Strahlung des Massenstrahlers vorhanden sind, schützen.

Bemerkenswerte Fortschritte hinsichtlich Konstanz und Wirksamkeit des Massenstrahlers erzielten Schardin [16] und Woehl [17] auf Grund eingehender Untersuchungen der Anregungs- und Dämpfungsverhältnisse. Besondere Sorgfalt wandten sie der Zusammensetzung der Vibrationsmasse zu. Als Trägerflüssigkeit erwiesen sich die Voltölöle am besten geeignet, weil sich ihre Viskosität auch bei den während des Betriebs auftretenden Temperaturen und unter dem Einfluß der Funkenentladungen am wenigsten ändert. Als Oszillatoren fanden Nickel- und Kupferkügelchen von 0,3 mm Durchmesser, die nach dem Metallspritzverfahren gewonnen waren, Verwendung. Die Konzentration ergab bei 20—30000 Teilchen im Kubikzentimeter ein Optimum, denn wenn die Suspension zu wenig Teilchen enthält, geht der Funke längs der Oberfläche des Vibrationswulstes durch die Luft über, während zuviel Teilchen die Funkenstrecke kurzschließen. Um die Einbrennperiode nach Möglichkeit herabzusetzen und eine Vorratsmasse gleichmäßiger Viskosität zur Verfügung zu haben, wird die Vibrationsmasse auf die sich während des Betriebs einstellende Temperatur elektrisch vorgeheizt.

Die Konstanz der ausgesandten Strahlung wird erheblich durch eine auf dem Umfang der Rolle *K* aufliegende Schneide verbessert, welche die verbrauchte Vibrationsmasse laufend abstreift und der Funkenstrecke stets neue Metallteilchen aus dem Vorratsgefäß zuführt. Ferner ist die Strahlung am stärksten, wenn die Funkenelektroden in die Suspension eintauchen, weil andernfalls wahrscheinlich nur die Oberfläche des Suspensionswulstes zur Erregung kommt. Eine gleichmäßigere Anregung wurde durch parallel geschaltete Mehrfachelektroden erzielt, was den

¹ Bd. II, Kapitel 6, Abschnitt 4, E, a.

Gedanken nahelegt, die Gesamtzahl der erregten Oszillatoren durch Einzelspeisung der verschiedenen Ketten nach dem Vorgang von Lewitsky weiter zu vergrößern.

Für die günstigste Erregerstromkurve gilt die Forderung, daß das elektrische Feld zwischen den Elektroden möglichst schnell zusammenbrechen soll, damit die durch den Anstoß polarisierten Kugeldipole möglichst frei ausschlagen können, ein Prinzip, das ja von der Löschfunken- und Stoßerregungsmethode allgemein bekannt ist. Natürlich

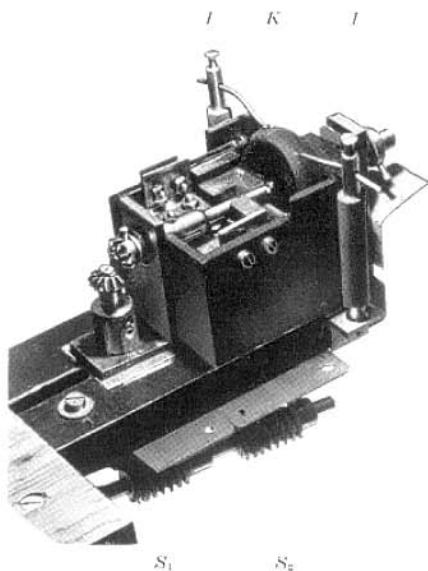


Abb. 17. Ansicht eines neueren Massenstrahlers nach Schardin.

kann man hier auf den Funken selbst keinen Einfluß mehr ausüben, doch läßt sich durch einen Vorschaltwiderstand von etwa 1 M Ω eine gute Löschwirkung erzielen. Der im Augenblick des Funkendurchschlags an diesem Vorwiderstand entstehende Spannungsabfall bewirkt ein plötzliches Zusammenbrechen des elektrischen Feldes, so daß die Entladungen abreißen und die Oszillatoren ungehindert ausschlagen können. Durch Untersuchung des Polarisationszustands der ausgestrahlten Wellen mit einem Gitter konnte nachgewiesen werden, daß der elektrische Vektor vorzugsweise in Richtung der Funkenentladungen liegt.

Durch die angeführten Maßnahmen und durch Speisung mit 1300 periodischem Wechsel-

strom wurde die Hochfrequenzenergie auf ein Vielfaches der ursprünglichen Anordnung von Glagelowa-Arkadiewa erhöht, doch muß eine weitere Steigerung der Speisefrequenz aussichtslos erscheinen, weil die Rekombination der durch die Funkenüberschläge gebildeten Ladungsträger zu langsam vor sich geht. Die Abb. 17 zeigt den mechanischen Aufbau des neuen Massenstrahlers im Lichtbild. Die Rolle *K* und der im Inneren des Metalltrogs befindliche Rührer werden von einem Motor über die beiden Schnecken *S*₁ und *S*₂ in Umdrehungen versetzt. Die Zuleitungen und die Hochspannungsquelle selbst sind, um die Empfangsgeräte vor langwelligen Hochfrequenzstörfeldern nach Möglichkeit zu schützen, sorgfältigst abzuschirmen, während der Massenstrahler selbst zweckmäßig geerdet wird.

Die insgesamt erzeugte Hochfrequenzenergie läßt sich auf Grund folgender Überlegungen schätzen: Die Strahlungsleistung eines Kugeldipols beträgt allgemein:

$$S = \frac{3}{16} c E_d^2 d^2 \text{ erg/cm,}$$

wobei E_d die Durchschlagsfeldstärke, nämlich 235 kV/cm für das benutzte Voltöl bedeutet. Aus der Betriebsspannung von 5 kV erhält man als Summe der durchschlagenen Strecken $5/235 = 0,2$ mm, so daß für die Oszillatorteilchen bei einem Elektrodenabstand von 20 mm insgesamt noch 19,8 mm übrig bleiben. Demnach befindet sich bei einem Kugeldurchmesser von 0,3 mm eine Kette von 66 Oszillatoren zwischen den Elektroden, was unter der Annahme, daß 5 solcher Ketten gleichzeitig erregt werden, die Gesamtzahl aller strahlenden Dipole zu $N = 330$ ergibt. Damit würde die Strahlungsleistung bei ungedämpfter Erregung:

$$I = N \cdot \frac{3}{16} \cdot c E_d^2 d^2 = 2,55 \cdot 10^{14} \text{ erg/s} \\ = 2,55 \cdot 10^7 \text{ W}$$

betragen. Nimmt man, um die Dämpfung zu erfassen, an, daß jeder Oszillator nur zwei Schwingungen nach jeder Anregung ausführt, so beträgt die Schwingungszeit bei einer Frequenz von $33 \cdot 10^{11}$ ($\lambda = 1$ mm) $6 \cdot 10^{-12}$ s, und bei einer $6 \cdot 10^3$ maligen Anregung in der Sekunde erhält man schließlich die Strahlungsleistung zu:

$$I_0 = 2,55 \cdot 10^7 \cdot 6 \cdot 10^{-12} \cdot 6 \cdot 10^3 \\ = 0,9 \text{ W.}$$

Die gleiche Größenordnung ergibt auch die von einem Thermoempfinger aufgenommene Leistung.

Aus den Interferenzkurven wurden Grundwellen von 7,2–2,3 mm und Oberwellen bis zu 0,38 mm ermittelt, wobei die längeren Wellen wahrscheinlich gemeinsam schwingenden Metallkugelkomplexen zuzuschreiben sind.

Es ist zu erwarten, daß sich durch Verwendung metallischer Kolloide mit Körpern möglichst geringer Atomgröße als Vibrationsmasse noch Wellen unterhalb der angeführten Werte erzeugen lassen [18].

e) Der Ursprung der infraroten Funkenstrahlung.

Bisher wurden die kürzesten und im Gebiet des äußersten Infrarots liegenden Wellen einfach als elektrische Schwingungen der als kleinste Hertzsche Dipole wirkenden Metallpartikelchen gedeutet. Verschiedene experimentelle Tatsachen lassen diese Erklärung jedoch als wenig wahrscheinlich erscheinen. Nimmt man zum Beispiel für 0,1 mm lange Metallteilchen in Luft eine Welle von 0,5 mm an, so entsprechen die kürzesten beobachteten Wellen von 30, 75, 90 und 136μ der 15., 7., 5. und 3. Oberschwingung, deren Energien sich auf Grund der erwähnten Theorie von Thomson wie $1/225 : 1/49 : 1/25 : 1/9 : 1$ verhalten müssen. Damit ist der experimentelle Befund, wonach die kürzesten Wellen an die Energie der Grundschwingung heranreichen, nicht in Einklang zu bringen. Am stärksten wird die Annahme so hoher Oberschwingungen aber durch neuere Angaben Lewitskys [19] beeinträchtigt, daß der infrarote Spektralbereich der Oszillatorenmitter und Massenstrahler auch von einfachen Luftfunken ausgesandt wird.

Die einfachste und von verschiedenen Seiten ausgesprochene Anschauung, daß die langen Infrarotwellen nichts anderes als Wärme-

strahlen des Funkens und erhitzter Metallpartikeln seien, ist einerseits mit dem selektiven Charakter der Strahlung unvereinbar, und zum anderen widerspricht ihr die Tatsache, daß eine Anzahl von Wellen intensiver wird, wenn die Temperatur sinkt. Der exakte Nachweis hierfür ist von Lewitsky durch Vergleich der an verschiedenen Stellen eines Luftfunkens durch einen schmalen Spalt ausgeblendeten Strahlungsintensitäten mit dem vermittels eines Thermoelements längs der Funkenbahn gemessenen Temperaturverlauf erbracht [20]. Danach entsteht die intensivste Strahlung gerade in nächster Nähe der Elektroden, während sich das Temperaturmaximum in der Mitte des Funkens ausbildet. Werden in die Funkenstrecke kurze Drahtstückchen mittels dünner Glasröhrchen seitwärts eingeführt, so bewirkt diese Maßnahme nur bei wenigen Metallteilchen eine geringe Steigerung der Energie. Gerade dieser Versuch beweist also mit aller Deutlichkeit, daß die Oberflächen der Metallpartikeln jedenfalls nur einen geringen Teil der Strahlung eines Oszillatorengritters und Massenstrahlers ausmachen, sonst müßte die Strahlungsintensität der Anzahl der Drahtstückchen proportional anwachsen.

Auf Grund all dieser Beobachtungen gelangt Lewitsky zu dem Schluß, daß die langwellige Infrarotstrahlung nicht in den diskreten Metallkörnchen, sondern im Funken selbst ihren Ursprung haben muß, und zwar kommt als Erregungsmechanismus für derartig kurze Wellen nur die Bewegung freier Elektronen in Betracht. Die Elektronen werden von den durch die Funken erhitzten Elektrodenenden und Metallteilchen emittiert und geraten innerhalb der Funkenräume für die Dauer der Entladung in einen stationären Schwingungszustand, dessen Frequenz durch die elektrische Feldstärke, d. h. durch Funkenpotential und Funkenlänge bestimmt wird. Die Frage, ob in den einzelnen Spektralbereichen Hertzsehe oder Elektronenschwingungen vorliegen, kann durch die Wirkung eines schwachen Magnetfelds auf die Entladung entschieden werden, denn nur bei freien Elektronenschwingungen ist ein der Beobachtung zugänglicher Effekt zu erwarten. Eine weitere Erhärtung erfährt diese Deutung durch den Versuch, die Schwingungsintensität eines Oszillatorengritters durch Bestrahlung mit ultravioletem Licht zu steigern. Obwohl die Überschlagnspannung und damit auch die Energie der längeren Hertzsechen Wellen abnimmt, muß die Elektronendichte in überwiegendem Maß steigen, wodurch die Verstärkung der infraroten Elektronenwellen verständlich wird. Diese Probleme gehen indessen im einzelnen über den Rahmen des vorliegenden, die Funkenerrregung elektrischer Resonanzsysteme behandelnden Kapitels hinaus und werden in späterem Zusammenhang noch näher erläutert werden (Kapitel 5).

2. Geschlossene Oszillatorsysteme für Dezimeterwellen.

Um merklich größere Leistungen und schwächere Dämpfung erzielen zu können, muß man auch bei gedämpften Wellen vom offenen Schwingungskreis mit verteilter Kapazität und Selbstinduktion zum quasi-

stationären Kreis mit diskreten elektrischen Größen übergehen. Zwar läßt sich dies die Dimensionen der Kreise klein gegenüber der Wellenlänge voraussetzende Ziel bei extrem hohen Frequenzen nur angenähert erreichen, und deshalb ist die Berechnung solcher Kreise unsicher, denn die in Frage kommenden elektrischen Größen entziehen sich einer exakten Definition. Erstens weicht bei extrem kurzen Wellen die allein in Frage kommende dynamische Kapazität erheblich von den unter Anwendung von Gleichspannung oder niederperiodischem Wechselstrom ermittelten Wert ab, zweitens ist die Bestimmung der wirksamen Selbstinduktion wegen der unkontrollierbaren Einflüsse, die Skineffekt und andere Wirkungen auf die der theoretischen Berechnung zugrunde liegende Stromverteilung ausüben, nicht möglich, und drittens ist auch eine Bestimmung des Gesamtwiderstandes derartiger Kreise, bei denen der Ohmsche Widerstand nur einen geringen Teil ausmacht, außerordentlich erschwert. Wie groß im einzelnen die Einflüsse des Funkenwiderstandes und der durch Hauteffekte hinzukommenden Widerstände sind, läßt sich schwer abschätzen, doch muß der Strahlungswiderstand eine beträchtliche Größe annehmen, weil ein geschlossener Kreis bei extrem hohen Frequenzen eine ziemliche Leistung abstrahlen imstande ist. Man ist daher im wesentlichen darauf angewiesen, die Einflüsse der verschiedenen Größen experimentell zu klären.

Die Erregung geschieht mit Knallfunken durch Stoßerregung und nach der Löschfunkenmethode, die ohne weiteres Speisefrequenzen von 500 oder 1000 Perioden zuläßt. Die Speisung mit Hochfrequenz wird in einem besonderen Abschnitt behandelt.

A. Funkensender großer Dämpfung.

a) Der Blondlotsche Erreger.

Das klassische Vorbild eines funkenerregten Schwingkreissenders für ultrakurze Wellen ist der Erreger von Blondlot. Er ist zwar durch neuere Sender weitaus größerer Energie und schwächerer Dämpfung längst überholt, doch gebührt ihm deshalb besondere Erwähnung, weil er in der von Drude [21] angegebenen Form für lange Zeit der Sender war, mit dem die ersten Untersuchungen über die Dispersion und Absorption von Flüssigkeiten durchgeführt wurden.

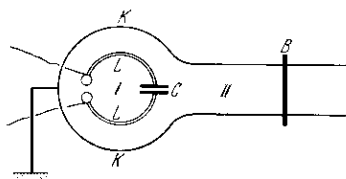


Abb. 18. Sender von Drude.

Nach Abb. 18 besteht der Drudesche Sender aus einem kleinen Schwingungskreis L und C mit Erregung durch eine Funkenstrecke, die von einem Teslatransformator gespeist wird. Die Energie des Primärkreises I wird über eine Koppelschleife K auf ein als Sekundärkreis wirkendes Lecher'sches Paralleldrahtsystem II übertragen. Um elektrostatische Aufladungen durch die Speisespannung zu vermeiden, sind die Lecher-Drähte in einem Schwingungsknoten, beispielsweise im Symmetriepunkt der Schleife K oder der Reflexionsbrücke B zu erden. Die

Kopplung zwischen beiden Kreisen muß lose sein, um Zweiwelligkeit möglichst zu beseitigen. Die Energie steigt beträchtlich, wenn der Erregerkreis in Petroleum gebracht wird und die Funken darin übergehen.

Die Wellenlänge ist in erster Linie durch den Primärkreis *I* gegeben, auf den der Sekundärkreis *II* abgestimmt werden muß; sie ist nur in geringem Maße veränderlich, während größere Wellenänderungen ein Auswechseln des ganzen Primärkreises erforderlich machen. Meterwellen lassen sich mit einem Durchmesser des Drahtkreises von 10—20 cm und mit einem Kondensator *C* von etwa 10 cm Plattendurchmesser herstellen; ihre Länge kann in gewissen Grenzen durch Variation des Plattenabstandes verändert werden. Bei den kürzesten erreichbaren Wellen von 12—15 cm hat die Selbstinduktion *L* einen Durchmesser von 1 cm, während die Kapazität *C* nur noch von den beiden gegenüberstehenden Endflächen des symmetrisch zur Funkenstrecke durchschnittenen Drahtkreises gebildet wird, wobei die Funkenelektroden aus Messingkügelchen von 3 mm Durchmesser bestehen. Durch Auseinanderverschieben der beiden Hälften des Drahtkreises *L* kann die Welle gering variiert werden. Die zur Erzeugung der kürzesten Wellen erforderliche Energie ist nur im Ölbad aufzubringen, doch reichen dann die Spannungsspitzen im Lecher-System *II* noch aus, um ein Geißler-Rohr zum Aufleuchten zu bringen.

Unter besonders günstigen Umständen, nämlich bei genügender Energie und guter Funkenbildung kann eine Art Stoßerregung erhalten werden, indem die Eigenschwingungen des lose angekoppelten Kreises *II* vom Erregerkreis *I* angestoßen werden. In diesem Fall ist durch Verschieben der Brücke *B* eine kontinuierliche Wellenänderung möglich.

b) Der Sender von Colley.

Um die Welle über einen weiteren Bereich stetig ändern zu können, ohne die Dämpfung zu stark anwachsen zu lassen, vertauschte Colley [22]

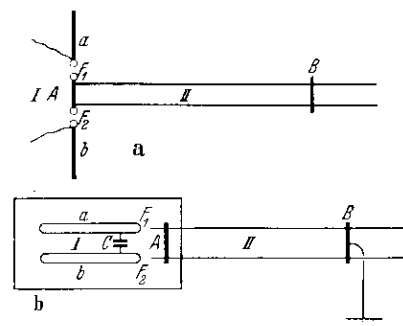


Abb. 19. Sender von Colley.

die Erregungszentren und ersetzte die induktive Kopplung des Blondlot'schen Erregers durch eine galvanische. Als grundlegendes Schema des Colleyschen Senders ist die Abb. 19a anzusehen. Das Erregersystem *I* bildet hier einen linearen Oszillator, bestehend aus einem Mittelstück *A* und den beiden durch zwei Funkenstrecken *F*₁ und *F*₂ getrennten Drähten *a* und *b*, die von einem Induktor aufgeladen werden. Das Mittelstück *A* ist in seinem elektrischen Schwingungszentrum ge-

erdet. Vorausgesetzt, daß die Entladungen in den beiden Funkenstrecken gleichzeitig erfolgen, entstehen im Oszillator Schwingungen mit einer seiner doppelten Länge entsprechenden Welle.

An diesen Oszillator ist nun ein Lecher'sches Paralleldrahtsystem *A B* als Sekundärkreis angekoppelt, und zwar galvanisch, denn ein Teil

des Mittelstückes *A* gehört beiden Systemen gemeinsam an. Beim Funkenübergang werden die Lecher-Drähte in kräftige Schwingungen versetzt, die nur wenig gedämpft sind, da die Dämpfung durch die Außenfunken nicht in die Dämpfung der Lecher-Drähte eingeht. Die auf *II* übertragene Energie ist natürlich bei Resonanz am stärksten, doch treten auch bei Verstimmung von Kreis *II* noch kräftige Schwingungen auf. Durch Verschieben der Brücke *B* kann die Welle also kontinuierlich verändert werden. Auch hier ist die allen Koppelsystemen eigene Zweiwelligkeit durch möglichst lose Kopplung, d. h. durch Verkürzung der gemeinsamen Stromstrecke zu vermeiden.

Um neben dem Sekundärkreis gleichzeitig auch den Erregerkreis verstimmen zu können, veränderte Colley seinen Oszillator auf die aus Abb. 19b ersichtliche Weise. Die beiden Außendrähte *a* und *b* laufen nunmehr parallel und sind durch Annäherung auf wenige Millimeter Abstand sowie durch einen kleinen Plattenkondensator *C* von wenigen Zentimetern Kapazität miteinander gekoppelt. Die beiden Drähte setzen sich über die Funkenstrecken *F*₁ und *F*₂ in das Parallel drahtsystem *II* fort. Durch Verschieben der Brücke *A* hat man die Abstimmung des Stoßkreises *I* in der Hand, während die Brücke *B* die im System *II* angestoßene Eigenwelle bestimmt. Zur Verstärkung der Hochfrequenzenergie befindet sich das System *I* im Ölbad. Die Kopplung zwischen den Drähten *a* und *b* sichert den gleichzeitigen Funkenüberschlag in den beiden Funkenstrecken. In dieser Form ist der Sender bis zu Wellen von 20—30 cm zu gebrauchen.

B. Funkensender mit Stoßerregung.

Die von M. Wien entdeckte Löschfunkenenerregung gestattet auch im Gebiet der ultrakurzen Wellen die Erzeugung schwach gedämpfter Wellenzüge. Sie beruht bekanntlich darauf, daß von zwei miteinander gekoppelten Schwingungskreisen der eine mittels Funkendurchschlags zu stark gedämpften Schwingungen angestoßen wird, und seine Energie auf den Sekundärkreis überträgt. Dieser gerät in Eigenschwingungen und kann sie nach Abreißen der Schwingungen des Primärkreises ungestört auspendeln lassen, wobei es von besonderer Bedeutung ist, den Erregerfunken durch geeignete Ausgestaltung der Funkenstrecke möglichst rasch zum Erlöschen zu bringen. Bei Ultrakurzwellen erhöht die Löschfunkenmethode allerdings in erster Linie die Konstanz der vom Oszillator abgegebenen Leistung, während ihr für den Umsatz in nutzbare Schwingungsenergie um so geringere Bedeutung zukommt, je höher die Frequenz ist. Die Ursache dieser Abweichung von dem Verhalten längerer Wellen ist in der oben erwähnten Dämpfung der Kurzwellenkreise begründet, wovon die Strahlungsdämpfung einen überwiegenden Anteil ausmacht. Dies mag an folgendem Beispiel gezeigt werden. Ein linearer Dipol hat z. B. bei 2 50 cm ein logarithmisches Dekrement δ von 0,5. Die nach *n* Perioden ausgestrahlte Energie errechnet sich nach der Formel:

$$E_n = \frac{1}{2} C E_0^2 (1 - e^{-2n\delta}),$$

worin C die Kapazität und E_0 die Spannung beim Schwingungseinsatz bedeutet. Man findet hieraus, daß nach der ersten Periode bereits 62%, nach der zweiten 86% und nach der dritten 95% der Anfangsenergie verausgabt sind. Die Verwendung eines Dipols bringt daher für die Stoß-erregungsmethode bei extrem kurzen Wellen keinen Vorteil, vielmehr ist nur bei äußerst verlustfreiem Aufbau geschlossener Sekundärkreise eine merkliche Dämpfungverminderung zu erwarten.

a) Der Miesche Stoßkreissender.

Als erster wandte Mie [23] der Tätigkeit des Funkens bei der Erzeugung kürzester Wellen eingehendes Interesse zu. Dem von ihm entworfenen und später von zahlreichen Forschern [24—26] übernommenen Stoßkreis liegt der Gedanke zugrunde, daß man einem Hertzschen Oszillator eine möglichst große Kapazität geben müsse, um größere Schwingleistungen und besonders wirksame Funken, auf deren Beschaffenheit es gerade bei extrem kurzen Wellen sehr ankommt, zu erhalten. Mie benutzte daher als Oszillator zwei Kondensatoren von der Form gegenüberstehender Kreisquadranten, die, wie aus Abb. 20 zu ersehen ist, durch ein getrennt sind. Die beiden hinteren Quadrantenplatten sind durch einen Drahtbügel B miteinander verbunden, während die vorderen statt dessen eine Funkenstrecke F tragen.

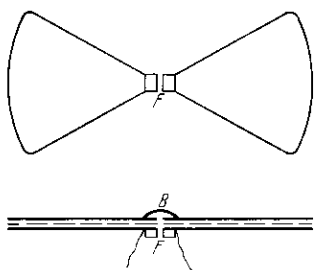


Abb. 20. Flächendipol nach Mie.

Dielektrikum voneinander

drantenplatten sind durch einen Drahtbügel B miteinander verbunden, während die vorderen statt dessen eine Funkenstrecke F tragen.

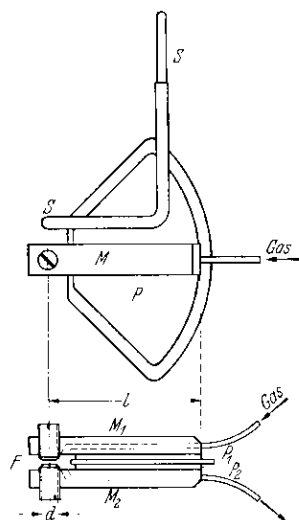


Abb. 21.
Miescher Stoßfunkenoszillator.

Aus diesem Oszillator entsteht durch Weglassen des hinteren Quadrantenpaares und durch Zusammenklappen der beiden vorderen Platten der in Abb. 21 in Seitenansicht und im Aufriß dargestellte Stoßkreis-erzeuger. Auf die beiden Quadrantenplatten P_1 und P_2 sind zwei Messingstreifen M_1 und M_2 aufgelötet, welche zwischen ihren überstehenden Enden die mikrometrisch einstellbare Funkenstrecke F tragen. Die Platten P sind durch eine Hartgummischeibe von rund 0,2 mm Stärke voneinander getrennt. Die Funken sind besonders wirksam, wenn sie in einer Leuchtgasatmosphäre übergehen. Das Gas wird dem Funken durch zwei in die Messingstreifen M gebohrte Kanäle zugeführt und durch eine Glaskammer am Entweichen verhindert. Die günstigste Funkenlänge liegt zwischen 0,02 und 0,04 mm. Der Löschfunke muß nach Art äußerst schneller

Szintillationen die ganze Elektrodenfläche gleichmäßig bedecken. Sprühende oder zischende Funkenübergänge ergeben geringere Intensitäten

bei hohem Dekrement; auch greift ein guter Löschfunke die Elektroden am wenigsten an.

Die Planparallelität der Funkenflächen, die bei dem angegebenen Abstand der Elektroden auf etwa $\frac{1}{1000}$ mm genau sein muß, erfordert eine sehr sorgfältige mechanische Ausführung. Um die Flächen noch nachträglich justieren zu können, ordnet man eine Elektrode zweckmäßig mittels dreier Justierschrauben beweglich an, so daß bei genügendem Spielraum eine sichere Flächeneinstellung möglich ist [27].

Mit dem Stoßkreis ist ein aus einer geschlossenen Doppelleitung bestehender Sekundärkreis S induktiv gekoppelt. Er ist am unteren Ende abgewinkelt und den beiden Messingstreifen M auf ganz geringen Abstand genähert; sein oberes Ende ist zwecks Verstimmung posaunenartig ausziehbar. Ist die Funkenstrecke und die Kopplung so einreguliert, daß Stoßerregung eintritt, so kann die Welle mittels des Sekundärkreises über eine Oktave variiert werden. Das logarithmische Dekrement ist außerordentlich klein; es schwankt je nach dem gewählten Oszillator in dem Wellenbereich von 64—27 cm zwischen 0,027 und 0,011.

Der Wellenbereich hängt natürlich von den Dimensionen des Stoßkreises, und zwar im wesentlichen von der Größe der Platten P ab, worüber die untenstehende Tabelle Aufschluß gibt. Darin bedeutet l die Entfernung von der Mitte der Funkenelektrode bis zum Rand der Quadrantenplatten und d den Durchmesser der Elektrodenfläche. Als kürzeste Welle ist bei einem Radius der Kreisquadranten von 1 cm $\lambda = 12$ cm erhältlich:

l mm	120	80	50	34	30	22	17,5	15	10
d mm	8	5	5	4,7	4,7	4,7	4,7	3,8	4
λ cm von	300	180	110	100	80	50	40	28	22
bis	150	80	50	45	40	35	25	15	12

Rechnerisch lassen sich die für einen verlangten Frequenzbereich erforderlichen Größenverhältnisse nicht ohne weiteres erfassen, weil Selbstinduktion und Kapazität nicht voneinander getrennt sind. Nimmt man indessen an, daß die Quadrantenplatten auf ihre Länge l in einer Viertelwelle schwingen, so erhält man die kürzeste Welle des mit dem Sekundärkreis zu überstreichenden Bereichs, wenn man $4l$ mit der Dielektrizitätskonstanten des Zwischendielektrikums, nämlich mit 2,5 für Ebonit multipliziert. Das ergibt das 10fache von l , was sich experimentell bis auf wenige Ausnahmen bestätigt.

b) Der axialsymmetrische Oszillator von Pupp.

Ausgehend von der Mieschen Bauart hat Pupp [28] einen aus verschiedenen konstruktiven Gesichtspunkten entstandenen Oszillator beschrieben, dessen Konstruktionszeichnung in Abb. 22 wiedergegeben ist. Als hauptsächlichstes Merkmal gegen die vorbeschriebene Anordnung ist der vollkommen axialsymmetrische Aufbau hervorzuheben, der die technische Herstellung sehr erleichtert und den Oszillator der theoretischen Behandlung zugänglicher macht. Die beiden Platten P haben Kreisform und tragen in ihrem Zentrum eine Ringfunkenstrecke mit Kupferelektroden, welche von Leuchtgas durchströmt wird, und eine

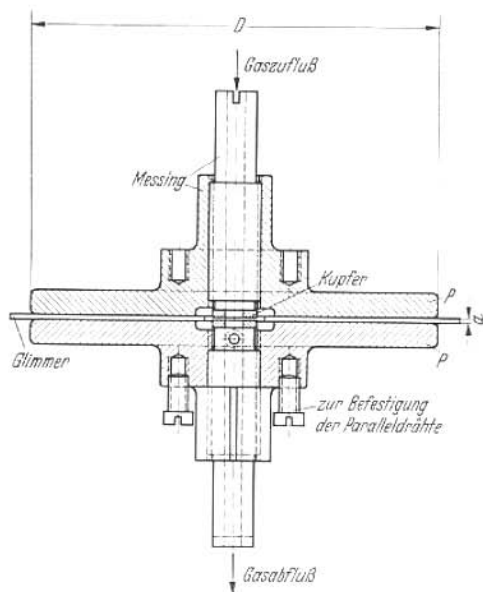


Abb. 22. Axialsymmetrischer Oszillator von Pupp.

besonders intensive Kühlung bewirkt. Als Dielektrikum findet Glimmer von der Dicke a Verwendung. Mit dem Oszillator ist auf die aus der photographischen Wiedergabe in Abb. 23 zu entnehmende Weise ein Paralleldrahtsystem gekoppelt. Die Arbeitsweise dürfte auf Grund der vorangehenden Betrachtungen ohne weiteres verständlich sein. Wegen seiner guten Löschfähigkeit eignet sich der Oszillator besonders zur Hochfrequenzspeisung, worauf im folgenden Abschnitt noch zurückzukommen sein wird.

Die Hauptfrequenz eines im Zentrum durchgeschlagenen Plattenkondensators beträgt:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

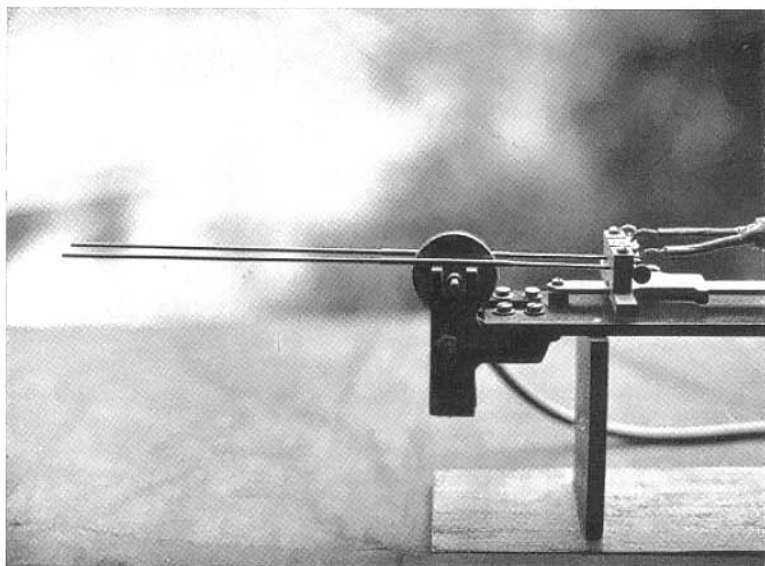


Abb. 23. Ansicht des Stoßkreisoszillators von Pupp.

und hängt, von dem geringen Einfluß der Dämpfung abgesehen, nur von den Energiefaktoren L und C ab. Unter der Annahme, daß die Durchmesser der Kondensatorplatten D klein gegen die Wellenlänge sind und

unter Vernachlässigung der Feldverzerrung durch die zentrale Funkenstrecke ist die elektrische Feldstärke in allen Punkten gleich, und der elektrische Energiefaktor wird gleich der Kapazität des Kondensators

$$C = \frac{\epsilon D^2}{16 \pi^2 a}.$$

Die räumliche Verteilung der magnetischen Feldstärke ist nach dem Grundgesetz zu ermitteln, daß ihr Linienintegral gleich dem 4π -fachen des umschlungenen Stromes ist. Ist d_f der Durchmesser des Funkens, so wird

$$L = 2a \left(\ln \frac{D}{d_f} - \frac{1}{2} \right).$$

Daraus folgt die Wellenlänge zu

$$\lambda = 2\pi \frac{r}{\omega} = \pi D \sqrt{\frac{\epsilon}{2} \left(\ln \frac{D}{d_f} - \frac{1}{2} \right)}.$$

Für Plattendurchmesser D von 4,0 und 2,9 cm ergeben sich daraus bei Funkendurchmesser d_f von 0,15 mm und für die Dielektrizitätskonstante des Glimmers gleich 8 Wellen von 57 und 39 cm, was mit den sich bei Abstimmung des Sekundärkreises ergebenden Intensitätsmaxima übereinstimmt. Erst bei kleineren Durchmessern treten stärkere Abweichungen auf, da die eingeführten Vernachlässigungen unzulässig werden.

3. Leistungssteigerung bei Funkensendern.

Die Energie, die man mit den bisher beschriebenen Funkenoszillatoren erhält, ist für viele Zwecke nicht ausreichend, so daß nach Mitteln gesucht werden muß, dieselbe zu erhöhen. Die von einem funkenerregten Oszillator in 1 s abgegebene Energie ist

$$E = \frac{1}{2} n C V^2,$$

wenn n die Zahl der Aufladungen bis zur Durchschlagsspannung V des Funkens und C die Schwingungskapazität bedeutet. V wächst zwar mit dem Elektrodenabstand, doch steigt damit auch die Dämpfung und die Gefahr des Umschlagens in den Lichtbogen. Praktisch wird man die Funkenspannung daher auch durch isolierende Flüssigkeiten kaum über 10^4 V bringen, zumal bei höheren Spannungen die Löschwirkung verschwindet.

A. Mehrfach unterteilte Löschfunkenstrecken.

Die Überslagsspannung läßt sich ohne die erwähnten Nachteile erhöhen, wenn man die Funkenstrecke in mehrere Teilstrecken zerlegt, wie es von der Löschfunkenregung längerer Wellen bekannt ist, und wie es sich bis zu Wellen von 3–4 m mit normalen Löschfunkenstrecken ohne Schwierigkeit durchführen läßt. Der kleinste, eine derartige Löschfunkenstrecke enthaltende Stoßkreis entsteht, wenn die äußeren Funkenplatten unter Zwischenschaltung eines oder aus Symmetriegründen zweier Kondensatoren durch einen Schließungsbügel verbunden werden, wie aus Abb. 24 hervorgeht [29]. Danach schreibt

die bauliche Länge der Löschfunkenstrecke von vornherein eine Mindestgröße vor, die bei praktisch wirksamer Unterteilung etwa 3 m Wellenlänge liefert. Ein weitans schwerer wiegender Nachteil ist jedoch der Umstand, daß die Entladungsbahnen nicht festliegen, sondern über die Elektrodenflächen wandern.

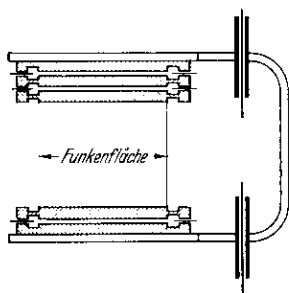
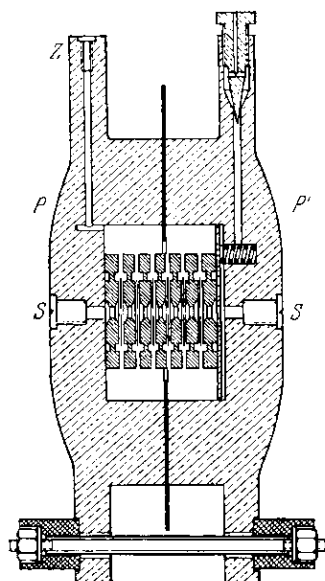


Abb. 24. Ultrakurzwellengenerator mit Serienfunkenstrecke nach Busse.

größern der Induktivitätsschleife durch die sich verändernde hochfrequente Strombahn eine entsprechende Verkleinerung des diametral



Messing	Perfinax
Kupfer	Glas, Glimmer

Abb. 25. Axialsymmetrischer Oszillator mit Mehrfachfunkenstrecke nach Itamshorn.

gegenüberliegenden Bügels entspricht, wenn man den Oszillator in einer durch die Funkenbahn und die Achse gelegten Ebene betrachtet. In der Abb. 25 ist eine axialsymmetrische Anordnung mit Serienfunkenstrecken abgebildet, die aus dem axialsymmetrischen Oszillator von Pupp hervorgegangen ist [30]. Ein aus zwei Metaltellern P und P' mit einem Glimmerzwischenring bestehender Ringkondensator enthält in seinem Inneren 7 Funkenteller. Die Funkenflächen befinden sich zwecks besserer Kühlung außen, während die mittleren Flächenteile als Auflage zur Parallelstellung dienen. Bei S werden Metallrohre angesetzt, die als Antennen wirken. Der innerhalb der Metalteller entstehende Hohlraum wird von einem Wasserstoff-Alkoholgemisch unter Überdruck durchspült, welches bei Z in die Gaskammer einströmt, und dieselbe durch ein Konusventil verläßt. Selbstverständlich wird auch hier die erzeugte Welle aus rein baulichen Gründen um so länger, je mehr Teilfunkenstrecken im Inneren des Ringkondensators untergebracht werden sollen. Bei der wiedergegebenen Anordnung mit 6 Teilfunkenstrecken beträgt die Wellenlänge, bei welcher maximale Intensität auftritt, beispielsweise 2,2 m. Im übrigen ist die Betriebsweise genau die gleiche, wie bei dem vorher beschriebenen Oszillator mit Einfachfunkenstrecke.

strecken beträgt die Wellenlänge, bei welcher maximale Intensität auftritt, beispielsweise 2,2 m. Im übrigen ist die Betriebsweise genau die gleiche, wie bei dem vorher beschriebenen Oszillator mit Einfachfunkenstrecke.

B. Erregung einer konzentrischen Rohrleitung.

Eine weitere Aussicht auf Energiesteigerung bietet die Vergrößerung der Kapazität C . Da das Verhältnis von Strom- und Spannungsamplituden durch C/L gegeben ist, wird man also im Hinblick auf die obige Spannungsgrenze durch große Kapazitäten bei kleinen Selbstinduktionen möglichst starke Entladungsströme erstreben. Ungünstig wirkt sich aber bei gedämpften Wellen die Tatsache aus, daß die Momentanwerte des Stromes sehr hohe Beträge annehmen müssen, wenn nennenswerte Leistungen erzeugt werden sollen, denn die schwingungslosen Pausen zwischen den einzelnen Schwingungszügen sind sehr lang. So ergeben sich z. B. für den oben beschriebenen Oszillator von Pupp Funkenströme I_0 von 500—700 A, denen das Elektrodenmaterial gewachsen sein muß. Der Effektivstrom beträgt natürlich nur durch die Näherungsformel:

$$\frac{I_0}{I_{\text{eff}}} = 2 \sqrt{\frac{\delta \nu}{n}}$$

gegebene Bruchteile dieses Wertes, wenn δ das Dekrement, ν die Schwingungsfrequenz und n die Speisefrequenz bedeutet.

Andererseits kann aber die Selbstinduktion bei fester Welle nicht unter eine gewisse Grenze gebracht werden, ohne die Dimensionen des Kreises so zu verändern, daß die quasistationären Verhältnisse verloren gehen. Dagegen stellt eine konzentrische Rohrleitung ein Resonanzsystem dar, dessen Wellenlänge nicht durch die aufladbare Kapazität, sondern nur durch seine Länge bestimmt wird, und welches daher die Unterbringung relativ großer Ladungen gestattet, ohne die Frequenz zu erniedrigen.

Die Ausführung eines Rohrleitungs-Oszillators zeigt die Abb. 26 [31]. R und r sind die beiden konzentrischen Rohre, die durch die in der Mitte liegende Funkenstrecke F in einer Halbwelle erregt werden. Der Funke wird durch einen Luftstrom aus einer Düse G angeblasen und gekühlt, was die Aktivität und die abgegebene Leistung erheblich steigert. Wird die Funkenstrecke aus der Mitte verschoben, so erregen sich vorzugsweise die Oberwellen, deren Schwingungsknoten mit der Lage der Funkenstrecke zusammenfällt. Das Dämpfungsdekrement liegt je nach der Funkenlänge zwischen 0,3 und 1.

Natürlich kommen für die Schwingungserzeugung nur Rohrleitungen in Frage, deren Durchmesser klein gegen ihre Länge ist. Das Verhältnis des Druckmessers des äußeren (D) zu dem des inneren Rohres (d) ergibt die aufladbare Kapazität, die sich in weiten Grenzen ändern läßt.

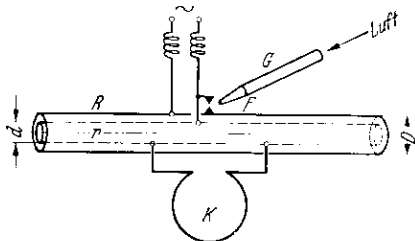


Abb. 26. Funkenenerregte Rohrleitung nach Rohde und Schwarz.

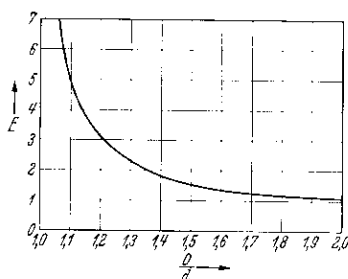


Abb. 27. Die Hochfrequenzleistung eines Senders nach Abb. 26 bei verschiedenen Rohrdurchmessern.

Gleichzeitig ändert sich aber auch der durch die Beziehung $Z = 60 \ln D/d$ bestimmte Wellenwiderstand der Leitung, der an den Funkenwiderstand nach Möglichkeit anzupassen ist, so daß das Verhältnis D/d nicht beliebig nahe an 1 zu bringen ist. Die in Abb. 27 dargestellte Kurve läßt erkennen, wie die Hochfrequenzenergie mit der Kapazitätsverminderung absinkt.

Die Ankopplung eines Verbrauchers kann entweder über eine zwischen zwei Symmetriepunkten des inneren Rohres liegende Koppelschleife (K in Abb. 26) oder kapazitiv erfolgen, doch muß der Verbraucher wegen der starken Dämpfung sehr fest angekoppelt werden. Soll die Energie ausgestrahlt werden, so wird das innere Rohr am einfachsten

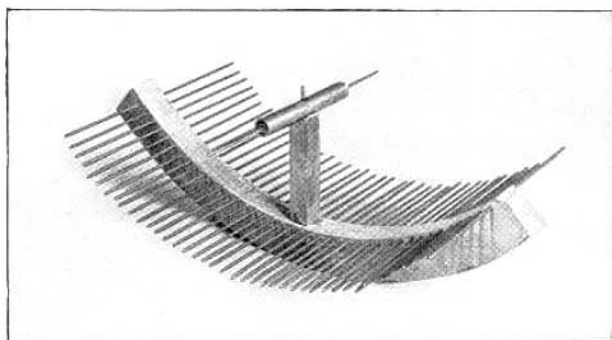


Abb. 28. Ansicht eines Rohrleitungssenders in Parabolspiegel.

beiderseitig um $\lambda/4$ verlängert. Bei einer Wellenlänge von 80 cm und einer Kapazität der Rohrleitung von 125 cm konnte eine Energie von 3 bis 5 W gemessen werden. Die Abb. 28 zeigt einen Generator für $\lambda = 20$ cm in einem Parabolspiegel.

C. Hochfrequenzspeisung.

a) Der Einfluß der Speisefrequenz.

Neben der Erhöhung von C und V hat auf Grund der diesem Abschnitt vorangestellten Leistungsformel noch die Heraufsetzung der sekundlichen Funkenzahl eine praktische Bedeutung. Allerdings stehen einer beliebig schnellen Funkenfolge die zur Entionisierung zur Verfügung stehenden Zeiten, die abnehmende Löschwirkung und die Erschwerung einer ausreichenden Wärmeabfuhr entgegen. Eine Steigerung der Speisefrequenz über $n = 10^5$ Hz bringt deshalb im allgemeinen keine höhere Energie mehr, und selbst bei diesen Frequenzen muß man schon außerordentlich stark kühlen und eine Lichtbogenbildung durch sorgfältige Auswahl des Elektrodenmaterials verhindern.

Da die Speisung einer Funkenstrecke immerhin erhebliche Leistungen erfordert, liegt es nahe, an Stelle eines Röhrensenders wiederum einen Löschfunken sender auf 1000—3000 m Welle zur Speisung zu verwenden [29]. Diese Anordnung läßt sich durch Vereinigung der beiden Funkenstrecken derart, daß die Löschfunkenstrecke für den Ultrakurz-

wellenkreis gleichzeitig auch in dem primären Erregerkreis liegt, bedeutend vereinfachen. Ein solches Schema gibt z. B. die Abb. 29 wieder, wobei die Drosseln D den Zweck haben, ein Abfließen der Ultrakurzwellen in den Speisekreis zu verhindern, die primäre Hochfrequenz aber ungehindert passieren zu lassen. Der zur Erzeugung kürzester Wellen in Abschnitt A erwähnte möglichst kleine Aufbau der Löschfunkenstrecke setzt jedoch die Belastungsfähigkeit so stark herab, insbesondere, weil die üblichen Kühlflächen wegen ihrer schädlichen Kapazitätswirkung ganz weggelassen werden müssen, daß sich keine nennenswerten Energien umsetzen lassen.

Nachdem die Löschfunkenstrecke außerdem noch wegen ihrer inkonstanten Entladungsbahnen für kürzeste Wellen ausscheidet, bleiben nur einfache Zischfunken übrig, und es hat sich gezeigt, daß sich die meisten der beschriebenen Funkenoszillatoren, z. B. der Dipoloszillator nach Ludenia (Abb. 10) ohne weiteres mit Speisefrequenzen bis zu 10^5 Hz betreiben lassen.

Eine von Busse [29] beschriebene Anordnung für Hochfrequenzspeisung gibt die Abb. 30 schematisch wieder. Hier liegt eine Kugelfunkenstrecke mit Messingelektroden dem von einem Röhrensender erregten Sekundärkreis II parallel, wobei C' und C'' die zylindrischen Kondensatoren des ultrakurzwelligen Stoßkreises und D wieder die Blockierungsdrosseln darstellen. Die beiderseitige lineare Verlängerung der Funkenstrecke bildet den ultrakurzwelligen Sekundärkreis, in dem bei einer Welle von 30 cm ein

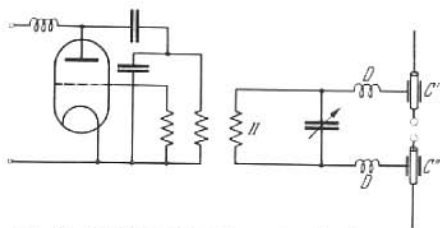


Abb. 30. Hochfrequenzspeisung eines Funkensenders.

Hochfrequenzstrom von 0,86 A gemessen wurde. Bei einem Strahlungswiderstand des Dipols von 76Ω ergibt das eine Hochfrequenzleistung von 50 W. Die außerordentlich starke Beanspruchung des Elektrodenmaterials durch die raschen Funkenüberschläge lassen trotz intensiver Oberflächenkühlung mit Leuchtgas nur kurze Betriebszeiten zu. Auch bei größeren Elektrodenabständen bilden sich auf den Funkenflächen aus spitzen Nadeln bestehende Oxydationsschichten, die zwar die Aktivität der Funken nicht beeinträchtigen, jedoch starke Dämpfungs- und Frequenzschwankungen hervorrufen; bei kleinen Elektrodenabständen wird die Funkenstrecke leicht kurzgeschlossen.

Diese Nachteile lassen sich vermeiden, wenn die Elektroden nicht nur oberflächlich mit Luft oder Leuchtgas, sondern intensiv mit Wasser gekühlt werden. Eine geeignete Form zeigt die Abb. 31. Die halbkugelige Hohl Elektrode besitzt zwei Röhrchen R zur Durchleitung des Kühlwassers. Die etwas größeren Abmessungen einer wassergekühlten Funkenstrecke bringen natürlich eine Verlängerung der Welle mit sich, doch läßt

sich durch einen gedrunghenen Aufbau immerhin noch $\lambda = 60$ cm erreichen. Abb. 32 gibt eine Ansicht eines wassergekühlten Stoßkreises, der vorne einen Plattenkondensator veränderlicher Kapazität mit Glasscheiben als Dielektrikum trägt [32]. Bei Speisung mit niedrigen Frequenzen läßt auch diese Anordnung nur Betriebszeiten von einigen Stunden zu. Zwar unterbindet die Wasserkühlung die Bildung von Oxydationsschichten, doch weisen die Elektroden nach längerem Betrieb tief eingefressene Narben auf, die mit der Zeit zum Lichtbogen führen. Diese Narbenbildung verschwindet bei Speisefrequenzen von $3 \cdot 10^5$ Hz ab vollständig. Die Elektroden werden weit weniger angegriffen und bleiben trotz tagelanger Benutzung blank. Auf weitere derartige Narbenbildungen und ihre Ursachen wird unten noch einmal zurückzukommen sein.

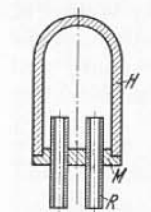


Abb. 31.
Wassergekühlte
Funkenelektrode.

Die verschiedenen Kühlungseinflüsse bewirken bei manchen Funkenstreckenmetallen Dekrementsänderungen bis zu 100%. Allgemein vergrößert die Wasserkühlung das Dekrement gegenüber Leuchtgaskühlung.

Für Messingelektroden in 0,4 mm Abstand wurden z. B. folgende Dämpfungswerte gemessen:

Leuchtgaskühlung	0,18
Leuchtgas- und Wasserkühlung	0,28
Wasserkühlung	0,32

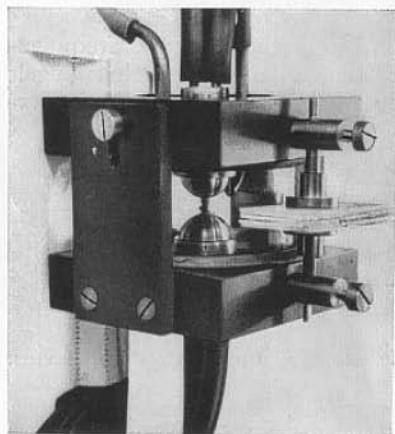


Abb. 32. Stoßkreis nach Haupt.

Unter den verschiedenen Elektrodenmaterialien nehmen Wolfram und Platit eine Sonderstellung ein und zeichnen sich nicht nur durch besonders schwache Dämpfung aus, sondern ergeben auch ohne jede Kühlung äußerst aktive Funken und lange Betriebsdauer. Erst bei Speisefrequenzen von 10^7 Hz ($\lambda = 30$ m) verlangen auch sie eine kombinierte Kühlung mit Wasser und Luft, während Leuchtgas sich bei diesen Metallen als vollkommen

ungeeignet erweist. Mit einem dem Blondlotschen Erreger analog aufgebauten Schwingkreis, nämlich einem Kupferring von 20 mm Durchmesser, welcher an der der Funkenstrecke diametral gegenüberliegenden Stelle geschlitzt war, und mit seinen beiden gegenüberstehenden Enden die Schwingkreiskapazität bildet, erhält man Wellen von rund 14 cm Länge.

Die bei steigenden Speisefrequenzen zu erhaltenden Energien nehmen im Gegensatz zu den theoretischen Erwartungen bei weitem nicht proportional zu. Das ist entweder so zu erklären, daß bei hohen Speisefrequenzen nicht in jeder Periode ein Funke überschlägt, oder daß bei geringeren Speisefrequenzen bereits eine größere Anzahl von Partialentladungen erfolgt.

Die Erzielung eines optimalen Nutzeffekts bedingt also:

1. kleine Elektrodenabstände (0,1—0,15 mm),
2. Wolfram oder Platit als Elektrodenmaterial,
3. hohe Speisefrequenzen,
4. intensive Leuchtgas- oder Wasserkühlung.

Trotz aller dieser Maßnahmen dürfte sich indessen ein Nutzeffekt von 10% kaum überschreiten lassen.

b) Modulation.

Moduliert man die den Funkensender speisende Hochfrequenz nach Abb. 33, so ist die Übertragung von Sprachfrequenzen in leidlicher Gütemöglich. Die Modulation kann natürlich bei der unveränderlichen Überschlagespannung des Funkens nicht amplitudenproportional erfolgen, sondern ist als Integrationsvorgang einer diskontinuierlichen Folge extrem gedämpfter Trägerwellenzüge aufzufassen, wie es durch Abb. 34 veranschaulicht wird [33]. Die Kopplung zwischen Röhren- und Funkensender wird so eingestellt, daß die Durchbruchspannung F dem Höchstwert der in der negativen Modulationsphase ausgereicherten Speisecapazität entspricht, d. h. es soll $F = V_0(1 - M)$ sein, wenn V_0 die unmodulierte mittlere Hochfrequenzspannung und M den Modulationsgrad bedeutet. Bei aufeinanderfolgenden Speiseperioden mit infolge der Modulation wachsenden oder sinkenden Amplituden wird die Durchschlagsspannung während immer längerer Zeiten t überschritten. Da die Sperrdrosseln vermöge ihrer Induktivität schnelle Änderungen des Speisestroms und damit eine sofortige Energienachlieferung verhindern, schwankt während jeder hochfrequenten Halbperiode die Zahl der in der Funkenstrecke auftretenden Partialentladungen, und zwar erfolgt die Änderung derart, daß die Gruppenfrequenz der oszillatorischen Funkenentladungen dem Quadrat der jeweiligen Speisecapazität, d. h. der Leistung des Modulators proportional ist. Die Modulation äußert sich demnach in der veränderlichen Zahl der Partialentladungen, die an sich alle die gleiche Energie abgeben, und tatsächlich ist eine quantitative Wieder-
gabe des modulierenden Spannungsverlaufes erhältlich.

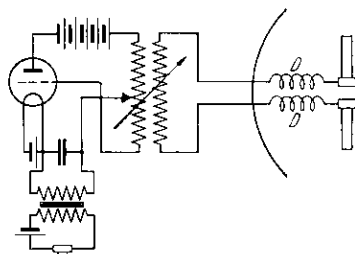


Abb. 33. Modulationsschaltung für Funkensender nach Schröter.

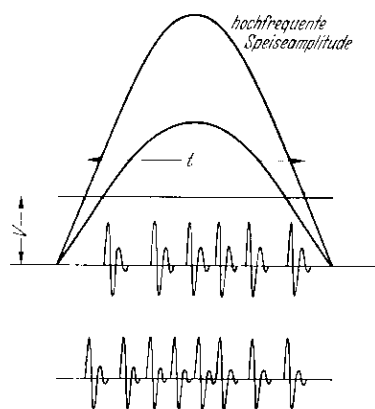


Abb. 34. Darstellung des Modulationsvorgangs.

c) Speisung mit Gleichspannung.

Betrachtet man die Entstehung von Partialentladungen während einer einzigen Halbperiode der Speisespannung genauer, so kommt man zu dem Schluß, daß sich die Partialfunken auch mit Gleichspannung erzeugen lassen müssen. Allerdings werden wegen des Fortfalls der Nulldurchgänge der Speisespannung an die Löschwirkung unerfüllbare

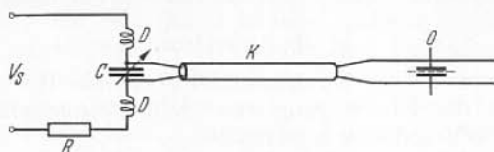
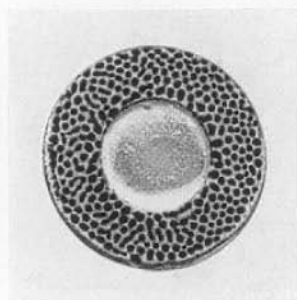


Abb. 35. Wanderwellenspeisung nach Pupp.

Anforderungen gestellt, wenn die Gruppenfrequenz nicht durch Verzögerung des Energienachschubs über die Drosseln D entsprechend herabgesetzt wird. Ein solches Verfahren ist von Pupp nach dem in Abb. 35 wiedergegebenen Schema und in Verbindung mit dem oben beschriebenen Oszillator entwickelt worden [28]. Der Drehkondensator C lädt sich über die Drosseln D und den Widerstand R auf und teilt seine Spannungen dem Oszillator O über eine Kabelleitung K von einigen Metern Länge mit. Im Moment des Funkenüberschlags entlädt sich der Kondensator,

Abb. 36.
Mikrophotographie der Elektrodenflächen bei Wanderwellenspeisung.

wobei die verringerte Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen im Kabel die Gruppenfrequenz der Partialentladungen regelt. Erst wenn die Kondensatorspannung zu stark gesunken ist, reißen die Funkenentladungen ab, bis sich der Kondensator über D und R wieder genügend aufgeladen hat. Die Lade- und Entladevorgänge lassen sich also mit den bekannten Kippschwingungen einer Glühlampenblinkschaltung vergleichen.

Von den im Oszillator übergehenden Funken geht eine akustische Knallwelle aus, die sich hauptsächlich im Gasraum zwischen den Funkenelektroden ausbreitet und an den Berandungen der kreisförmigen Gasschicht reflektiert wird. Gleichzeitig geht vom Oszillator eine Wanderwelle in das Kabel und wird vom Kondensator C zurückgeworfen. Diese reflektierte Wanderwelle bewirkt den nächsten Durchbruch an der Stelle geringster elektrischer Festigkeit, wie sie durch die der akustischen Überdruckwelle folgende Unterdruckwelle gegeben ist. Wenn die Laufzeit der elektrischen Wanderwelle und die der Knallwelle in bestimmtem Verhältnis zueinander stehen, entsteht durch eine größere Anzahl aufeinanderfolgender Partialentladungen eine Art Resonanz in Form stehender Wellen, die bewirkt, daß die aufeinanderfolgenden Durchschläge immer an bestimmten Stellen der Gasschicht auftreten. Als Folge dieser

ungleichmäßig verteilten Beanspruchung der Funkenflächen bilden sich nach längerem Betrieb auf den Elektrodenflächen Verbrennungsnarben, deren Form die Abb. 36 wiedergibt. Aus dem Narbenabstand kann mittels der bekannten Wanderwellengeschwindigkeit im Kabel die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Knallwellen in dem verwendeten Gasgemisch errechnet werden. Sie erreicht fast die zehnfache Schallgeschwindigkeit, doch ist anzunehmen, daß auch die Fortpflanzung der Druckwelle im Elektrodenmaterial in Anbetracht des geringen Plattenabstandes eine Rolle spielt.

Da die Blinkfrequenz 20—30000 Hz betragen kann, und weit über der Hörbarkeitsgrenze liegt, läßt sich der Oszillator ohne weiteres modulieren, wenn die Speisespannung V_s mittels einer Modulationsröhre gesteuert, oder wenn der Ladewiderstand R durch ein Modulationsrohr ersetzt wird. Natürlich läßt sich auch der Generator der Abb. 25 nach dieser Wanderwellenmethode speisen.

Zweites Kapitel.

Die Erzeugung ultrakurzer Wellen durch Rückkopplung.

Erst durch die Entwicklung der Hochvakuum-Glühkathodenröhre als trägheitsloses Steuerorgan gelang es in Verbindung mit der Meißnerschen Rückkopplung, die Anfachung ungedämpfter Wellen allen physikalischen und praktischen Anforderungen entsprechend zu verwirklichen. Für längere Wellen ist die Theorie des rückgekoppelten Röhrensenders weitgehend durchentwickelt, mag man sich die Anfachungsvorgänge an Hand der Möllerschen Schwinglinien [1] in Verbindung mit der Rückkopplungsgeraden oder an Hand der Barkhausenschen Selbsterregungsformel [2], die auf dem Begriff der Steuerspannung, als einer aus Gitter- und Anodenspannungskomponente zusammengesetzten Größe zurückgeht, oder auch auf Grund der Kippecharakteristik und Dämpfungslinie [3], die aus der Barkhausenschen Darstellung durch graphische Integration abzuleiten sind, veranschaulichen. Der Rahmen der vorliegenden Betrachtungen verbietet es, auf die verschiedenen theoretischen Probleme im einzelnen einzugehen: Lediglich soweit es zum Verständnis der speziellen Verhältnisse bei sehr hohen Frequenzen erforderlich ist, wird auf die allgemeine Selbsterregungstheorie zurückgegriffen werden.

Zunächst liegt der Gedanke nahe, einfach durch proportionale Verkleinerung aller frequenzbestimmender Schaltelemente unter Beibehaltung der normalen Selbsterregungsanordnungen hinsichtlich der Erzeugung ultrakurzer Wellen zum Ziel zu gelangen. Sobald man jedoch in den Bereich von Meterwellen kommt, tritt die Schwierigkeit auf, die Röhre schwingfähig zu erhalten, und zwar wegen der mit wachsender Frequenz immer ungünstiger werdenden Anpassungsverhältnisse. Bei noch höheren Frequenzen verhindert schließlich die Elektronenträgheit jede Selbsterregung. Physikalisch lassen sich beide Punkte dahingehend zusammenfassen, daß es äußerst schwierig ist, sehr kleine und trägheitslose negative Widerstände mit genügend weitem Strom-Spannungsbereich herzustellen.

Hinsichtlich der abzugebenden Hochfrequenzleistung und des Nutzeffekts ist die Rückkopplungsmethode nach den in der normalen Hochfrequenztechnik gebräuchlichen Gesichtspunkten allen anderen Methoden überlegen, solange es sich um Wellenlängen über 1—2 m handelt. Erst bei Wellen unterhalb 1 m sinkt der Wirkungsgrad rasch ab, so daß die Meißnersche Rückkopplung nicht mehr gegenüber den auf einer Steuerung von Elektronen in elektrischen oder magnetischen Bremsfeldern beruhenden Erzeugungsmethoden, nämlich der Bremsfeldschaltung (Kapitel 3) und dem Magnetron (Kapitel 4) bestehen kann.

1. Entwicklung der Ultrakurzwellschaltungen.

A. Allgemeine Rückkopplerschaltungen.

a) Das Rückkopplungsprinzip.

Die ursprüngliche Anordnung zur Erregung ungedämpfter Schwingungen durch Elektronenröhren ist die Meißnersche induktive Rückkopplerschaltung, wie sie in der Abb. 37 wiedergegeben ist. Wenn in dem Resonanzkreis $L_1 C$ aus irgendeinem Grunde, beispielsweise durch den Einschaltstoß, Schwingungen erregt werden, so schaukeln sich diese bis zu einem stationären Endzustand auf, falls dem Schwingkreis von der Röhre immer im richtigen Augenblick soviel Energie nachgeliefert wird, daß alle Verluste gedeckt werden. Dies geschieht hier, indem der Anodenstrom durch eine über die Gegeninduktivität L_2 vom Schwingkreis abgegriffene und dem Gitter der Röhre zugeleitete Spannung gesteuert wird.

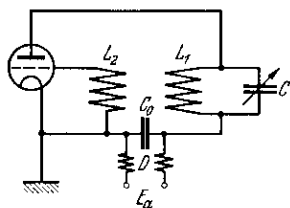


Abb. 37. Induktive Rückkopplung nach Meißner.

Damit die Rückkopplung im richtigen Sinne wirkt, müssen die beiden Wechselspannungen an Gitter und Anode gegenphasig liegen, d. h. die beiden Spulen L_1 und L_2 müssen entgegengesetzten Wicklungssinn aufweisen oder entsprechend gepolt sein. Die erzeugte Wellenlänge entspricht praktisch der Eigenwelle des aus L_1 und C gebildeten Schwingkreises, die sich aus der Thomsonschen Formel $\lambda_{cm} = 2\pi \sqrt{L_{cm} C_{cm}}$ ergibt.

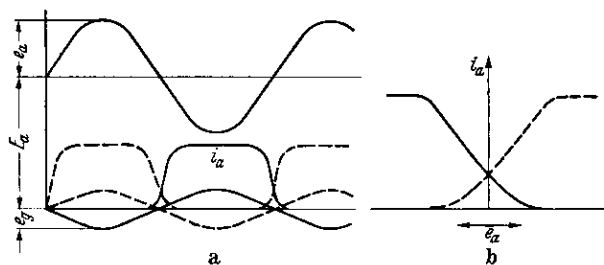


Abb. 38. Elektrodenspannungen und Anodenstrom bei gegenphasiger (—) und gleichphasiger (----) Rückkopplung.

Da die Rückkopplung und ihre bei extrem hohen Frequenzen auftretenden Varianten in den folgenden Abschnitten und Kapiteln noch oftmals den Gegenstand eingehender Betrachtungen bilden werden, erscheint es angebracht, sich die Vorgänge bei der Selbsterregung an Hand des Diagramms in Abb. 38a und b kurz zu vergegenwärtigen. Der Anodengleichspannung E_a ist die Resonanzspannung e_a des Schwingkreises $L_1 C$ überlagert. Ihren zeitlichen Verlauf mag die obere Kurve in Abb. 38a darstellen. Bei richtigem Wicklungssinn und richtigem Anschluß der Rückkopplerspule L_2 verläuft die Gitterspannung e_g gegenphasig zu e_a . Der steigenden Röhrenkennlinie entsprechend setzt mit positiven Gitterpotentialen der Anodenstrom i_a ein, der infolgedessen nur zu den

Zeitmomenten fließt, in denen die Anodenwechselspannung ihre negativen Werte durchläuft. Trägt man daher aus diesem Diagramm die Momentanwerte von i_a in Abhängigkeit von der jeweiligen Anodenspannung auf, so entsteht die in Abb. 38 b wiedergegebene fallende Strom-Spannungscharakteristik, welche besagt, daß die Röhre für den Anodenkreis einen negativen Widerstand darstellt, allerdings nur in Verbindung mit der Rückkoppelspule. Für das Leistungsintegral dieses negativen Widerstands gilt:

$$\int_0^T e_a i_a dt \leq 0,$$

d. h. die Röhre vermag an den Schwingkreis Energie abzugeben.

Ist die Rückkoppelspule so angeschlossen, daß Gitter- und Anodenwechselspannung gleichphasig liegen, so entstehen die in Abb. 38 gestrichelt eingezeichneten Kurven, und die Röhre wirkt als positiver Verlustwiderstand, der nur Leistung aufzunehmen vermag.

Nach Barkhausen muß für einen zur Selbsterregung befähigten Röhrensender die Selbsterregungsformel:

$$\mathfrak{K} = - \frac{e_g}{e_a} : D + \frac{1}{S \cdot \mathfrak{R}_a} = D \left(1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}_a} \right)$$

nach Amplitude und Phase erfüllt sein, wenn bedeuten:

$\mathfrak{K}$ = Rückkoppelfaktor,

$$D = \left(\frac{de_g}{de_a} \right)_{i_a} = \text{Durchgriff},$$

$$S = \left(\frac{di_a}{de_g} \right)_{e_a} = \text{Steilheit},$$

$$R_i = \left(\frac{de_a}{di_a} \right)_{e_g} = \text{innerer Röhrenwiderstand},$$

$\mathfrak{R}_a$ = Belastungswiderstand im Anodenkreis.

Für das optimale Arbeiten eines Senders hat Barkhausen den Grenzwiderstand $\mathfrak{R}_{gr}$ eingeführt, der nach der Beziehung:

$$\mathfrak{R}_{gr} = \frac{2 E_a}{i_s}$$

nur vom Sättigungsstrom i_s und dem Anodenpotential abhängt. Setzt man diesen Grenzwiderstand an Stelle von $\mathfrak{R}_a$ in die Selbsterregungsformel ein, und arbeitet man auf der Mitte der Röhrenkennlinie, wo $i_a = i_s/2$ ist, so erreicht $\mathfrak{K}$ bei optimaler Leistung des Senders den Wert $2 D$. Da nun D bei normalen Senderröhren bis zu 0,1 beträgt, ist zur Schwingungsanfachung im optimalen Fall eine Gitterwechselspannung gleich ein Fünftel der Anodenwechselspannung nötig. Je kleiner der Durchgriff einer Röhre ohne Beeinträchtigung ihrer Steilheit gewählt werden kann, bei um so schwächerer Rückkopplung setzen die Schwingungen ein, und um so besser eignet sich die Röhre als Generator.

Ist $\mathfrak{R}_a < \mathfrak{R}_{gr}$, so tritt bekanntlich der „unterspannte“ Zustand ein, bei dem die Röhre nicht voll ausgesteuert wird und sich ein großer Teil der zugeführten Leistung an der Anode in Wärme umsetzt, während bei zu großem $\mathfrak{R}_a$ der „überspannte“ Zustand eintritt, bei dem der Nutzeffekt wegen Übersteuerung ebenfalls wieder absinkt.

b) Rückkopplung durch Spannungsteilung.

a) **Induktive Spannungsteilung.** Mit der Meißnerschen Rückkoppelschaltung lassen sich Wellen bis zu etwa 5 m herunter erzeugen, indem man einfach Kapazität und Induktivität des Schwingungskreises stetig vermindert. Will man zu kürzeren Wellen gelangen, so ist der allgemeine Grundsatz zu befolgen, alle nicht umgänglich nötigen Schaltelemente tunlichst zu vermeiden, weil alle nicht dem Resonanzkreis angehörigen Schaltungs- und Leitungsinduktivitäten und Kapazitäten die Frequenz in unerwünschter Weise herabsetzen und die Anfachung erschweren. Im Verlauf dieses Kapitels wird gezeigt werden, daß dieser Grundsatz bei den höchsten Frequenzen auf die Zuleitungen zur Röhre und schließlich sogar auf die Röhre selbst erstreckt werden muß.

Bei der Senderschaltung mit induktiver Rückkopplung bildet die Rückkoppelspule L_2 (Abb. 37) ein solches, die Frequenzsteigerung beeinträchtigendes Schaltorgan, dessen störende Wirkung am einfachsten

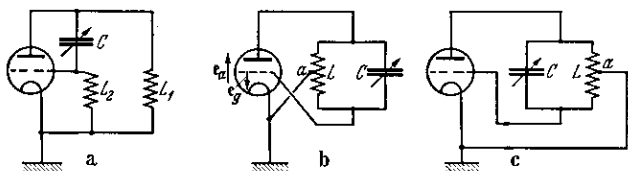


Abb. 39. Entwicklung der Dreipunkt- oder Spannungsteilerschaltung aus Abb. 37.

beseitigt werden kann, wenn man die Spule L_2 mit in den Resonanzkreis einbezieht. Praktisch geschieht das, indem der Kondensator C nicht allein parallel zu L_1 , sondern gleichzeitig auch parallel zu L_2 gelegt wird, so daß das Schema der Abb. 39 a entsteht, in dem die Anodenspannung der Übersichtlichkeit halber fortgelassen ist. Da beide Spulen L_1 und L_2 den Kathodenanschluß gemeinsam haben, lassen sie sich ohne weiteres zu einer einzigen Spule vereinigen, wodurch Abb. 39 a in das Schema der Abb. 39 b übergeht. Aus den in diese Schaltung eingezeichneten Spannungspfeilen erkennt man, daß wegen der Überkreuzung der Gitter- und Kathodenzuleitungen die gegenphasige Lage der Wechselspannungen e_a und e_g erhalten bleibt. Weil die zur Selbsterregung erforderliche Gitterspannung als Teil der gesamten Resonanzspannung von der Schwingkreisinduktivität abgegriffen wird, führt die Anordnung den Namen „Spannungsteilerschaltung“ oder wegen ihrer drei Anschlüsse an den Schwingkreis „Dreipunktschaltung“. Durch einfache Umzeichnung der Verbindungsleitungen entsteht das elektrisch unveränderte Schema der Abb. 39 c, welches infolge seiner unübertroffenen Einfachheit die Grundlage fast aller Ultrakurzwellenschaltungen bildet. Nach der Barkhausenschen Definition ist der Rückkoppelfaktor $\mathfrak{K}$ durch das Verhältnis der Spannungsabfälle an der Induktivität, hier also unmittelbar durch das Verhältnis der beiden durch den Anschlußpunkt a geteilten Abschnitte von L gekennzeichnet. Die Lage von a bestimmt damit die Höhe der Gitterwechselspannung und den Grad der Rückkopplung.

Die Einführung der zur Speisung der Anode erforderlichen Gleichspannung und die Abtrennung des Gitterpotentials ist auf verschiedene Weise möglich. Entweder wird Punkt *a* auf Anodenpotential gebracht, wobei die hohe Spannung vom Gitter durch den Gitterkondensator *C*''

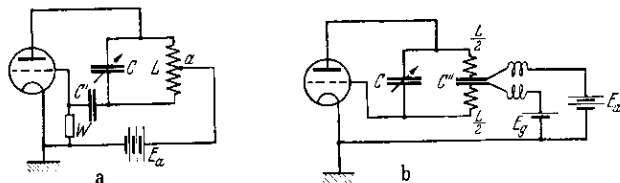


Abb. 40. Abriegelung der Gittergleichspannung bei der Dreipunktschaltung.

(Abb. 40a), der die Hochfrequenz ungehindert passieren lassen muß, ferngehalten, und das Gitterpotential durch den Ableitwiderstand *W* gesichert wird, oder Punkt *a* wird durch eine große Kapazität *C*'' gleichspannungsmäßig aufgeteilt, so daß nach Abb. 40b eine getrennte Zuführung der erforderlichen Anoden- und Gitterspannung ermöglicht wird.

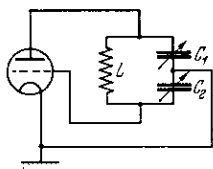


Abb. 41. Dreipunktschaltung mit kapazitiver Spannungsteilung.

β) **Kapazitive Spannungsteilung.** Ebenso wie an der Induktivität läßt sich die zum Gitter führende Rückkoppelspannung auch an der Kapazität abgreifen, zu welchem Zweck dieselbe nach Art der Abb. 41 in zwei Teilkondensatoren zerlegt werden muß, deren Kapazitätsverhältnisse nunmehr den Grad der Rückkopplung bestimmt.

γ) **Huth-Kühn-Schaltung.** Die unter dem Namen Huth-Kühn-Schaltung bekannte, und in Abb. 42 wiedergegebene Sendeanordnung stellt einen Sonderfall der allgemeinsten Spannungsteilerschaltung dar, der dadurch gekennzeichnet ist, daß ein Widerstand des Spannungsteilers, nämlich der Kondensator *C* in den Abb. 39 und 40 durch die innere Röhrenkapazität zwischen Gitter und Anode ersetzt ist, während die beiden anderen Widerstände *L*₁ und *L*₂ durch Sperrkreise gebildet werden. Die Schwingungsanfachung beruht auf einer inneren Rückkopplung über die Röhre.

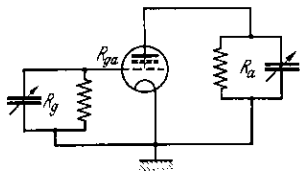


Abb. 42. Huth-Kühn-Schaltung.

Wendet man unter Zugrundelegung der Bezeichnungen in Abb. 42 die beiden von Barkhausen für den Rückkoppelfaktor gegebenen Formulierungen:

$$\mathfrak{K} = \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_{ag}} = D + \frac{1}{S \cdot \mathfrak{K}_k}$$

auf die vorliegende Schaltung an, wobei $\mathfrak{K}_k = \mathfrak{K}_a \cdot \mathfrak{K}_g + \mathfrak{K}_{ag}$ ist, so folgt aus der ersten Formulierung, daß $\mathfrak{R}_g$ induktiv sein muß, und diese Forderung läßt sich nach der anderen Darstellung von $\mathfrak{K}$ auf ein ebenfalls induktives $\mathfrak{R}_a$ erweitern. Da beide Widerstände Sperrkreise sind, ergibt sich als grundlegende Bedingung für die Schwingfähigkeit der Huth-

Kühn-Schaltung, daß die Eigenwellen beider Kreise kürzer als die bei Selbsterregung entstehende Welle der gesamten Schaltung sein müssen.

d) **Gegentaktsteuerung.** Eine Steigerung der Leistung läßt sich durch Mehrrohrschaltungen herbeiführen, indem man, anstatt eine einzige größere Röhre zu verwenden, die Gitter und Anoden mehrerer Röhren zusammenschaltet und gemeinsam auf ein schwingungsfähiges Belastungssystem arbeiten läßt. Legt man zwei Röhren nicht einfach parallel, sondern fügt sie derartig in eine Selbsterregungsschaltung ein, daß die Anodenwechselspannungen der einen Röhre wechselseitig als Gitterspannungen für die andere Röhre wirken, so entstehen die sog. „Symmetrie- oder Gegenteilsschaltungen“.

Am deutlichsten ist dieses Prinzip zu übersehen, wenn man von der einfachsten Dreipunktschaltung nach Abb. 40a ausgeht, wie sie in Abb. 43 nochmals stark ausgezogen wiederholt ist. Verbindet man das Gitter einer zweiten Röhre *II* über die gestrichelten Leitungen mit dem Anodenanschlußpunkt *a* von Röhre *I* und die Anode von *II* mit dem Gitteranschlußpunkt *b* von *I*, wobei man die gleiche Verriegelung der Gittergleichspannungen für beide Röhren vorsehen kann, so arbeiten beide Röhren mit gegenphasigen Hochfrequenzspannungen, d. h. im Gegenteil. Die an den Resonanzkreis abgegebenen Hochfrequenzleistungen addieren sich natürlich, d. h. energiemäßig arbeiten beide Röhren parallel. Da die Anordnung in bezug auf den Schwingungskreis vollkommen symmetrisch ist, liegt auch für Röhre *II*, wenn man Rohr *I* fortdenkt, eine Dreipunktschaltung vor und die Anordnung erregt sich selbst dann, wenn nur eine der beiden Röhren *I* oder *II* eingeschaltet wird.

Ein großer Vorteil der Gegenteilsteuerung gegenüber den Einrohrschaltungen liegt in der symmetrischen Verteilung der Röhrenkapazitäten und dem daraus resultierenden symmetrischen Schwingungszustand, was um so mehr ins Gewicht fällt, je höher die Frequenz wird. Genau in der Mitte der Induktivität bildet sich ein Nullpunkt der Hochfrequenzspannung aus, an dem die Speiseleitung für die Anodenspannung ohne jede Beeinträchtigung des Schwingungszustands angeschlossen werden kann.

Ein anderer Gesichtspunkt, unter dem ebenfalls Gegenteilsschaltungen entstehen, ist die Spiegelung einer Einrohrschaltung unter nachfolgender elektrischer Vereinigung der beiden Bilder. Auf diese Weise kann z. B. die in Abb. 44 angegebene Gegenteilsschaltung zweier Senderöhren aus der Huth-Kühn- oder der Meißnerschen Rückkoppelschaltung durch Spiegelung längs der Mittellinie *S* — *S* hervor-

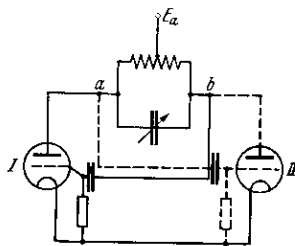


Abb. 43. Symmetrieschaltung.

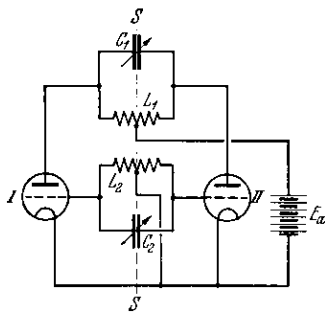


Abb. 44. Gegenteilssender von Eccles und Jordan.

gegangen gedacht werden, indem die vier Schwingkreise der beiden Einzelbilder zu zwei Resonanzkreisen zusammengefaßt werden. Bei dieser Anordnung sind demnach Gitter und Anoden der beiden Röhren über je ein Schwingungssystem miteinander verbunden [4]. Da bei der elektrischen Vereinigung die Schwingkreise in der Mitte durch die Speiseleitungen aufgeteilt werden, arbeitet jede Röhre nur auf die halben Kreise, und dementsprechend belasten die inneren Kapazitäten beider Röhren jeden Kreis auch nur zur Hälfte, oder anders ausgedrückt: Die inneren Röhrenkapazitäten, die bei dem ersten Beispiel dem Schwingkreiskondensator parallel geschaltet sind und die Frequenz erniedrigenden, liegen hier in Hintereinanderschaltung, und ihre frequenzherabsetzende Wirkung ist demzufolge geringer. Daraus muß eine Überlegenheit im Gebiet ultrahoher Frequenzen resultieren, welche die symmetrische Anordnungen als für diesen Zweck besonders geeignete Zweirohrschaltungen herausstellt.

B. Ultrakurzwellschaltungen.

a) Einröhrensender.

α) Induktive Spannungsteilung. Wie bereits mehrfach erwähnt, ist man zunächst versucht, die Eigenfrequenz des Resonanzkreises einer einfachen Dreipunktschaltung durch stetige Verkleinerung seiner elektrischen Dimensionen zu steigern, indem man sowohl die Kapazität als auch die Induktivität in gleichem Maße vermindert, bis für diese schließlich im Bereich von einigen Metern Wellenlänge nur noch ein einziger Draht ring von 10–20 cm Durchmesser übrig bleibt. Legt man zwecks Zuführung der Gleichspannungen das Schema der Abb. 40a

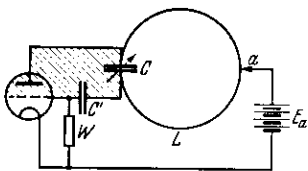


Abb. 45. Dreipunktschaltung für Ultrakurzwellen.

zugrunde, so entsteht die Ultrakurzwellenanordnung gemäß Abb. 45. Der Rückkoppelfaktor kann durch einfaches Verschieben des Anodenspannungs-Anschlußpunktes a längs der Drahtschleife L variiert und auf den optimalen Wert gebracht werden.

Bereits bei Frequenzen von 10^8 Hz weisen die Zuleitungen vom Schwingkreis zur Röhre eine beträchtliche und gegenüber der Selbstinduktion des Resonanzkreises merklich ins Gewicht fallende Induktivität auf, die auf Grund einer einfachen Überschlagerrechnung mit etwa dem 7fachen ihrer geometrischen Länge in Zentimeter angegeben werden kann. Die in ihnen entstehenden Spannungsabfälle müssen bei der Angabe eines genauen Rückkoppelfaktors berücksichtigt werden. Zieht man schließlich noch die inneren Röhrenkapazitäten, die bei technischen Sende- und Empfangsröhren einige Zentimeter betragen, in Betracht, so erkennt man, daß die Röhre einen kapazitiven Nebenschluß zum Schwingkreiskondensator bildet, der die Selbsterregung vollkommen verhindern, oder zum mindesten stark beeinträchtigen kann. Endlich lassen sich die Zuleitungen in Verbindung mit der Röhrenkapazität als Teile eines besonderen, in Abb. 45 durch Schraffur hervorgerufenen

Resonanzkreises auffassen, dessen Eigenschwingungen sich der eigentlich gewünschten Senderwelle des Hauptkreises überlagern. In dem Umstand, daß die Verbindungsleitungen und die Art der Drahtführung, die bei Langwellen kaum beachtet zu werden braucht, bei ultrakurzen Wellen stark mitbestimmende Induktivitäten und Kapazitäten in die Schaltung hereinbringen, liegt eine typische Schwierigkeit beim Aufbau von Ultrakurzwellessendern begründet.

Auch die sich in gleicher Weise wie die inneren Röhrenkapazitäten schädlich bemerkbar machenden verteilten Leitungskapazitäten sind durch die Art der Leitungsführung und durch Isolationsmaterialien mit niedrigen Dielektrizitätskonstanten klein zu halten. Deshalb dient zumeist Luft als Isolator, was eine kräftige freitragende Konstruktion der Drahtbügel und Zuleitungen erforderlich macht. Aber selbst wenn es durch geschickten Aufbau einer Ultrakurzwellesschaltung gelingt, den Schwingungskreis so nahe an die Röhre heranzubringen, daß die Zuleitungen zur Röhre vernachlässigt werden können, bleiben immer noch die Zuleitungen zu den Elektroden im Röhrenkolben, weshalb sogar in diesem günstigsten Fall der Sitz aller die Selbsterregung bestimmenden Induktivitäten und Kapazitäten nicht eindeutig definiert ist.

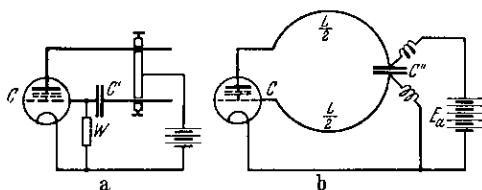


Abb. 46. Ultrakurzwellessender;
a von Esau und b von Gutton und Touly.

Alle diese Unsicherheiten werden beseitigt, wenn man die Röhrenzuleitungen und Kapazitäten mit in den Resonanzkreis einbezieht, und eine daraus resultierende Frequenzverminderung durch entsprechende Verkleinerung der übrigen Kreiskonstanten auszugleichen trachtet. Um zu möglichst kurzen Wellen zu gelangen, läßt man den Abstimmkondensator außerhalb der Röhre ganz fort und verbindet die Elektrodenanschlüsse lediglich durch einen kurzen Drahtbügel. Auf diese Weise geht Abb. 45 in die in Abb. 46 a wiedergegebene Schaltung über [5], während sich die Ultrakurzwellenanordnung b gleichermaßen aus der Schaltung 40 b ergibt [6]. Bei diesen Anordnungen wirkt die Röhre offenbar gleichzeitig als Anfachungsorgan und Schwingkreiskondensator, wobei sich der dielektrische Verschiebungsstrom zwischen Gitter und Anode dem Elektronenleitungsstrom überlagert. Die konzentrierten Kapazitäten der Langwellenschaltungen werden vollständig durch die Innenkapazität der Röhre und die verteilten Kapazitäten der Zuleitungen ersetzt. Während die erste durch die Röhre vorgegeben ist, werden die letzten in überwiegendem Maße durch die Art des Senderaufbaus bestimmt. Sorgfältige Auswahl einer geeigneten kapazitätsarmen Röhre und geschickte Anordnung der hochfrequenzführenden Leiter ist demnach Vorbedingung für einen praktisch brauchbaren Nutzeffekt. Betrachtet man die für eine üblicherweise in Frage kommende Innenkapazität von rund 5 cm in umstehender Tabelle angegebenen Widerstandswerte bei ultrakurzen Wellen, so sieht man, daß recht beträchtliche Stromstärken nötig sind, um an Röhrenkapazitäten

dieser Größenordnung die zur Aufrechterhaltung der Selbsterregung erforderlichen Spannungen aufzubringen.

Eine hinreichende Variation der Wellenlänge ist bei diesen Schaltungen nur noch durch Änderung der Induktivität möglich, zu welchem Zweck man den Drahtbügel auswechselbar macht, oder aber die eine Seite des Rechtecks verschiebbar einrichtet. Mit einer derartigen Anordnung wurde schon im Jahre 1916 eine Welle von 6 m erzeugt [7].

β) Kapazitive Spannungsteilung. Will man die Spannungsteilung nicht an der Induktivität,

sondern kapazitiv vornehmen, so ist ein der Röhre parallel liegender zweiteiliger Reihenkondensator unerlässlich, um den Mittelabgriff zu erhalten. Abb. 47 zeigt eine Übertragung dieses Rückkoppelprinzips auf ultrakurze Wellen, deren Länge sich außer durch Änderung der Teilkapazitäten C_1 und C_2 auch durch Variation der Induktivitätsbügel L_1 und L_2 vergrößern oder verkürzen läßt. Die Zuführung getrennter

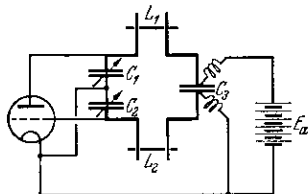


Abb. 47. Kapazitive Spannungsteilung bei Ultrakurzwellen.

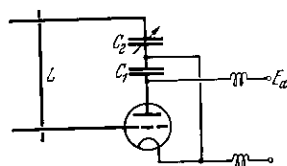


Abb. 48. Kapazitive Spannungsteilung nach Southworth.

Gitter- und Anodengleichspannungen wird durch die kapazitive Auftrennung des Schwingkreises über den Kondensator C_3 ermöglicht.

In Abb. 48 ist eine Dreipunktschaltung mit kapazitiver Spannungsteilung wiedergegeben, bei welcher die Schwingkreiskapazität aus einer Serienschaltung von C_1 , C_2 und der Röhre besteht [8]. Mit einer zwecks Kapazitätsverminderung entsockelten Röhre konnte eine Welle von 1,1 m erhalten werden.

γ) Huth-Kühn-Schaltung. Auch die Huth-Kühn-Schaltung ist zur Erzeugung ultrakurzer Wellen herangezogen worden. Nach den oben aufgestellten Grundsätzen werden die Kondensatoren der beiden Schwingkreise in Abb. 42 durch die Gitter-Anoden- und Anoden-Kathodenkapazitäten der Schwingröhre ersetzt, während die Induktivitäten wiederum von einfachen Drahtbügeln gebildet werden, so daß die Ultrakurzwellenschaltung nach Abb. 49 entsteht [9]. Im Anodenkreis liegt der Kondensator C , der in erster Linie die Anodenspannung überbrücken soll, doch bietet die Verkleinerung von C eine überaus einfache Möglichkeit, die Welle äußerst fein zu variieren. V. d. Pol gelangte

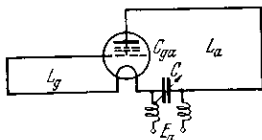


Abb. 49. Huth-Kühn-Schaltung für Ultrakurzwellen nach v. d. Pol.

mit einer kleinen Empfängeröhre und Induktivitätsschleifen von 30 cm Länge bis zu einer Welle von 3,65 m herunter.

Um die Drahtbügel der Berechnung leichter zugänglich zu machen, bildet man sie zweckmäßig kreisförmig aus und schließt sie auf die aus Abb. 50 ersichtliche Weise an einen Röhrensockel an [10]. Auf Veränderlichkeit der Welle ist durch Einbau eines großen Festkondensators C verzichtet. Ist L_a und L_g die Induktivität der Drahtschleifen und C_{ga} die Gitter-Anodenkapazität, so stimmt die sich erregende Welle mit der Formel $\lambda = 2\pi \sqrt{(L_a + L_g)C_{ga}}$ überein. Daraus geht aber hervor, daß das ganze Resonanzsystem als einheitlicher Schwingungskreis wirken muß, dessen Kapazität die Röhre und dessen Induktivität die in Serie liegenden Drahtbügel L_a und L_g bilden. Betrachtet man daraufhin die Anordnung genauer, so läßt sie sich ohne weiteres mit der induktiven Spannungsteilerschaltung (Abb. 46 b) identifizieren. Damit ist die Anfachung der Huth-Kühn-Schaltung deutlich auf Rückkopplung durch Spannungsteilung zurückgeführt. Schließlich lassen sich die beiden Induktivitäten L_a und L_g noch induktiv miteinander koppeln, wie dies bei der normalen Dreipunktanordnung an sich bereits der Fall ist. Gegenüber der bei hohen Frequenzen äußerst festen kapazitiven Kopplung über die Röhre hat diese Maßnahme auf die Schwingfähigkeit des Senders aber nur geringen Einfluß [11].

Der Zweck der in diesem Abschnitt durchgeführten ausführlichen Entwicklung der Ultrakurzwellenschaltungen aus bekannten Anordnungen der normalen Hochfrequenztechnik ist es, zu zeigen, daß sich alle Speziälschaltungen für ultrakurze Wellen letzten Endes auf Spannungsteilerschaltungen zurückführen lassen, obwohl sie äußerlich durchaus nicht immer als solche zu erkennen sind.

d) Verdrosselung und Symmetrierung. Sehr wesentlich für das einwandfreie Arbeiten der beschriebenen, sowie der folgenden Schaltungen ist die vollkommene Verdrosselung aller Speiseleitungen, insbesondere der Heizleitungen gegen das Abfließen von Hochfrequenz, denn nur dann ist eine befriedigende Frequenzkonstanz und Unabhängigkeit von unkontrollierbaren Einflüssen der Zuleitungen zu erwarten. Beim Bau geeigneter Hochfrequenzdrosseln, die einlagig mit einem Durchmesser von 1—2 cm und möglichst kapazitätsarm gewickelt sein sollen, ist man, weil eine Theorie der Drosselwirkung nicht besteht, ziemlich auf das Experiment angewiesen. Als günstigster Fall wurde gefunden, daß die Eigenwelle der Drosseln nur wenig unter der kürzesten vom Sender erregten Welle liegen soll. Unnötige Erhöhung der Windungszahl führt wegen Vergrößerung der Erdkapazität zur Heraufsetzung der Wellenlänge. Sehr oft genügt bereits das Aufwickeln des Endes der Batterie-zuleitungen zu einer 5—10 cm langen Locke für eine befriedigende Sperrwirkung. Die richtige Dimensionierung einer Drossel kann man daran erkennen, daß beim Entlangfahren mit dem Finger längs der verdrosselten Zuleitungen keine Schwankungen der Hochfrequenzenergie, wie sie sich im Anodengleichstrom bemerkbar machen, auftreten dürfen.

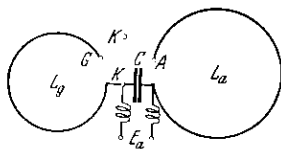


Abb. 50.
Ultrakurzwellenanordnung
von Mazumdar.

Sehr genau lassen sich die Drosselspulen auf eine bestimmte Welle abgleichen, wenn man sie einpolig festhält und mit ihrem freien Ende einem hochfrequenzführenden Teil des Senders, zweckmäßig dem Gitteranschluß nähert. Die Windungszahl ist dann solange zu variieren, bis beim Berühren möglichst keine Schwankungen des Anodenstroms mehr festzustellen sind.

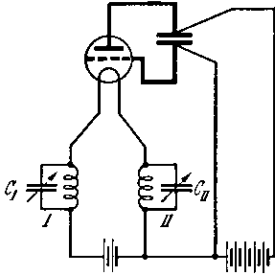


Abb. 51. Verdrosselung der Heizleitungen durch Sperrkreise nach Bergmann.

Besonders wichtig ist die Verdrosselung der Heizleitungen [12], weil deren Anschlußpunkte von vornherein gegeben sind, während man für die Gitter- und Anodenleitungen nach Möglichkeit einen Spannungsknoten des Resonanzsystems aussuchen wird, wo sie auch ohne Verdrosselung am wenigsten stören. Vor allem bei ultrakurzen Wellen kann durch falsche hochfrequenzmäßige Dimensionierung der Heizleitungen sowie der vorgeschalteten Drosseln die Schwingfähigkeit eines Senders für bestimmte Frequenzen vollkommen unterbunden werden. Über die für hohe Frequenzen beträchtliche Gitter-Kathodenkapazität werden die Heizstromzuführungen nämlich zu Schwingungen angeregt, und im Resonanzfall wird dem Sender bei der festen Kopplung ein erheblicher Anteil seiner Hochfrequenzenergie entzogen. Durch Einschaltung zweckmäßig dimensionierter Drosseln kann dieser Resonanzfall vermieden, und die für das beste Arbeiten des Senders günstigste Länge der Heizleitungen gefunden werden. Der eigentlichen Sperrwirkung der Heizdrosseln kommt weniger Bedeutung zu, wie der Vergleich mit linearen Heizleitungen von variabler Länge ergeben hat. Da die richtige Abgleichung überaus kritisch ist und zudem nur für eine Frequenz stimmen kann, wurde die Einschaltung verstimmbarer Sperrkreise an Stelle der Heizungs-drosseln vorgeschlagen [13], die aus einer Spule von wenigen Windungen und einem parallel geschalteten kleinen Drehkondensator bestehen, wie es in Abb. 51 für eine einfache Dreipunktschaltung gezeigt ist. Werden die Sperrkreise auf die Senderwelle abgestimmt, so ist die Abdrosselung der Heizleitungen vollkommen, und die Schwingungsenergie beträgt ein Maximum. Dies wird

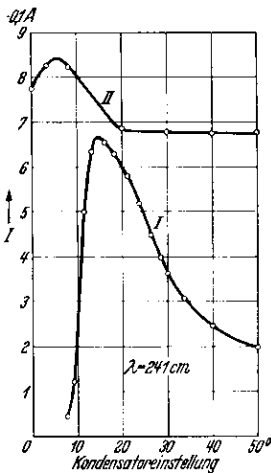


Abb. 52. Abstimmkurven der Heizdrosselkreise nach Bergmann.

experimentell durch die in Abb. 52 wiedergegebenen Kurven erwiesen, deren Ordinaten den hochfrequenten Schwingstrom und deren Abszissen die Stellungen der Sperrkreiskondensatoren bedeuten. Die Kurve I wurde mit voll eingeschaltetem Kondensator C_{II} erhalten und zeigt ein scharf ausgeprägtes Maximum. Wurde Kondensator C_I auf diesem Optimalwert belassen und nur C_{II} variiert, so ergab sich das schwächere Maximum der Kurve II. Der Versuch beweist, daß schon ein einziger

Sperrkreis eine gute Abdrosselung ergibt, welche durch den zweiten Sperrkreis nur wenig verbessert werden kann.

Wahrscheinlich beruht die Wirkung der Sperrglieder trotzdem aber nur zum geringsten Teil auf der Beseitigung unerwünschter Energieabsorptionen. Weitaus wichtiger erscheint jedenfalls die Möglichkeit, die Phasenlage der Hochfrequenzspannungen an der Kathode optimal einregulieren zu können. Wie man sich an Hand der vorher entwickelten Ultrakurzwellschaltungen leicht klar machen kann, soll die Kathode eigentlich mit dem Spannungsknoten des Resonanzkreises direkt verbunden sein. Bei den hier in Frage kommenden Frequenzen ist diese Forderung wegen der unvermeidlichen Induktivitäten der Verbindungsdrähte und der verschiedenen Röhren- und Erdkapazitäten nicht mit absoluter Sicherheit erfüllt, doch lassen sich die hierdurch hereinbrachten Phasenverschiebungen durch die zwischengeschalteten Sperrkreise offensichtlich wieder korrigieren.

Es besteht noch eine weitere Möglichkeit, reine Phasenverhältnisse zu schaffen, nämlich die Symmetrierung der Schaltung durch Zusatzkapazitäten [14]. Zeichnet man eine Dreipunktschaltung der Abb. 53 entsprechend in eine Art Brückenschaltung um, indem man die Kathode in der Mitte zwischen Gitter und Anode darstellt, so daß die Röhre als kapazitiver Spannungsteiler mit den Kapazitätswerten C_{ak} und C_{gk} erkenntlich wird, so sieht man, daß der Sender nur phasenrein arbeitet, wenn die Hochfrequenzwiderstände R_a und R_g dem Verhältnis C_{ak}/C_{gk} entsprechen. Nur dann ist der Sender symmetrisch zur Erde oder zur nächsten Bezugsebene aufgebaut, und sowohl die Kathode als auch ihre Stromzuführungen liegen wirklich in einem Spannungsknoten, so daß auch die übrigen Batteriezuleitungen ohne besondere Verdrosselung hochfrequenzfrei bleiben. Da eine elektrische Abgleichung der Hochfrequenzwiderstände R_a und R_g schwierig durchzuführen wäre, geht man zweckmäßigerweise so vor, daß man beide Widerstände von vornherein gleich wählt, und nun die Kathode durch eine kleine Zusatzkapazität C_2 von wenigen Zentimetern (Abb. 54) auf der Seite der kleineren Röhrenkapazität, d. h. in den meisten Fällen parallel zu C_{ak} , genau in die Mitte der Brücke bringt. Man kann natürlich auch zu beiden Röhrenkapazitäten kleine Zusatzkondensatoren verschiedener Größe parallel schalten und gelangt auf diese Weise zu der bereits erwähnten Senderschaltung mit kapazitiver Spannungsteilung (Abb. 47) zurück. Mit der Feststellung $C_{ak} + C_1 = C_{gk} + C_2$ wird der Rückkoppelkoeffizient automatisch gleich 1, d. h. die Wechselspannungen an Gitter

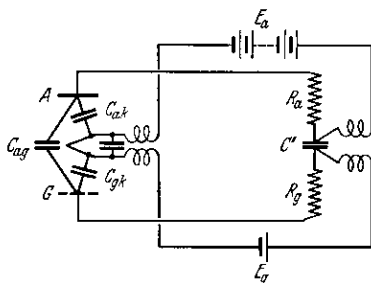


Abb. 53.
Dreipunktschaltung in Brückenform.

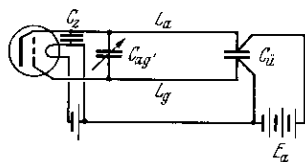


Abb. 54. Symmetrierter Ultrakurzwellsender von Renatus.

und Anode liegen genau symmetrisch zu den Anschlußpunkten der Speiseleitungen. Ein nach diesen Gesichtspunkten symmetrierter Sender läßt sich vollkommen einwandfrei ohne jede Drossel betreiben, wobei die Symmetrierung frequenzunabhängig ist, sofern die Frequenzänderung über ein symmetrisches Schaltelement, beispielsweise durch die Induktivität oder einen Schwingkreiscondensator (C_{ag} in Abb. 54) erfolgt.

Zuletzt sei noch eine Senderanordnung beschrieben, welche sich dadurch symmetrieren läßt, daß die Reflexionsbrücke in zwei, beide Lecher-

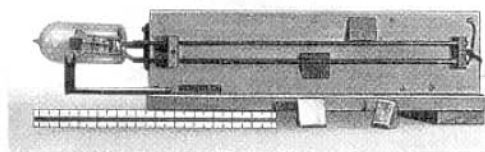


Abb. 55. Unabhängige Abstimmung beider Lecher-Drähte nach Lindenblad.

Drähte unabhängig voneinander abschließende Teile zerlegt ist. Zu diesem Zweck ist hinter dem Paralleldrahtsystem des in Abb. 55 im Lichtbild wiedergegebenen Generators eine Metallplatte angebracht, und zwischen diese und die Lecher-Drähte können

zwei keilförmige Metallklötzchen geschoben werden, welche die Lecher-Drähte begrenzen [15]. Die Gleichspannungen werden durch Glimmerunterlagen isoliert. In der metallischen Grundplatte entsteht ein elektrisches Spiegelbild des Generators mit entgegengesetzter Phasenlage, welches die Strahlung wie bei einem entsprechend angeordneten Gegentaktsender kompensiert.

b) Gegentaktsender.

a) Der Sender von Mesny. Anordnungen, welche ohne besondere Maßnahmen an sich bereits vorzüglich symmetriert sind, und sich aus diesem Grunde ganz besonders für ultrakurze Wellen eignen, sind die Gegentaktschaltungen. Wegen ihres spiegelbildlich kongruenten Aufbaus bilden sich immer in der Mitte der Schwingkreisinduktivitäten Spannungsknoten aus, an denen die Speiseleitungen angeschlossen werden können; eine besondere Verdrosselung hat weiter keine Bedeutung, wengleich in vielen Fällen vorsichtshalber trotzdem noch Drosselspulen beibehalten werden.

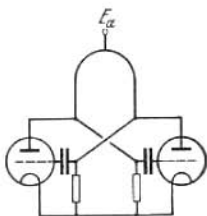


Abb. 56.
Gegentaktsender
für Ultrakurzwellen.

Die einfachste Gegentaktschaltung entsteht aus Abb. 43, indem die Schwingkreisinduktivität durch einen Drahtbügel ersetzt wird, während die inneren Röhrenkapazitäten den Kondensator bilden (Abb. 56). Für extrem kurze Wellen ist diese Anordnung wegen der Erdkapazitäten der Gitterkondensatoren und Ableitwiderstände weniger geeignet.

Einen wesentlichen Fortschritt erzielte Mesny durch Verwendung von Spezialröhren und Einführung einer induktiven Kopplung zwischen Gitter- und Anodenkreis, ohne daß beide Schwingungssysteme aufeinander abgestimmt waren [16]. Damit die zur Selbsterregung erforderliche

Gegenphasigkeit der Wechsellspannungen an Gitter und Anode erhalten bleibt, sollen die zu beiden Röhren führenden Anschlüsse überkreuzt werden, wie Abb. 57 veranschaulicht. Das Experiment hat jedoch gezeigt, daß der Sender auch bei nicht gekreuzten Zuleitungen schwingt, und sogar eine etwas höhere Frequenz gibt [17].

Durch Änderung der Kopplung zwischen beiden Resonanzsystemen läßt sich die Leistung in weiten Grenzen ändern, und zwar verläuft sie beim Schwenken der Induktivitätsbügel des Mesny-schen Senders etwa gemäß Kurve *II* in Abb. 58 [18]. Geht man zu der Schaltung mit gleichsinnigen Kreisen, d. h. mit nicht gekreuzten Zuleitungen über, so kehren sich die Verhältnisse gerade um, indem entsprechend Kurve *I* das Energiemaximum nunmehr bei stärkster Entkopplung auftritt. Diese Zusammenhänge deuten im ersten Fall auf eine vorherrschend induktive Rückkopplung, im zweiten mehr auf eine Huth-Kühn-Schaltung mit überwiegend kapazitiver Rückkopplung hin.

Vergleicht man den Wirkungsgrad des Mesny-schen Gegentaktsenders mit dem einer einfachen Dreipunktschaltung bei Wellen von einigen Metern, so ergibt sich, daß derselbe je nach der Einstellung um 20—40% schwankt und im großen und ganzen für beide Schaltungen als gleich anzusehen ist [19]. Jedenfalls kann bei diesen Frequenzen noch nicht von einer Überlegenheit dieser oder jener Schaltung gesprochen werden.

3) Der Holborn-Sender. Holborn [20] erzielte mit der Schaltung nach Abb. 44 Wellen bis herunter zu 7 m, wobei dem Gitterkreis vorteilhaft große Selbstinduktion bei kleiner Kapazität, dem Anodenkreis dagegen umgekehrt kleine Induktivität bei großer Kapazität erteilt wird. Damit stabile Schwingungen auftreten, müssen beide Kreise in gewisser Beziehung aufeinander abgestimmt sein.

Um kürzere Wellen zu erhalten, muß man auch bei dieser Schaltung zu Schwingungskreisen mit verteilter Selbstinduktion und Kapazität übergehen unter Ersatz besonderer Schwingkreiskondensatoren durch die inneren Kapazitäten der Röhren. Um trotzdem eine saubere Abstimmung zu ermöglichen, werden die Anoden und Gitter beider Röhren am einfachsten über zwei Induktivitätsschleifen, die nach Abb. 59 in zwei, mittels verschiebbarer Brücken *B* und *B'* verstimmbare Parallel-drähte übergehen, miteinander verbunden. Die Speisespannungen werden in der Mitte dieser Brücken, wo sich die Spannungsknoten ausbilden, angelegt. Die erzeugte Welle hängt in erster Linie von der Eigenfrequenz des Anodenkreises ab, doch erfordert auch die vorliegende Ultrakurzwellenanordnung eine Abstimmung des Gitterkreises, um maximale

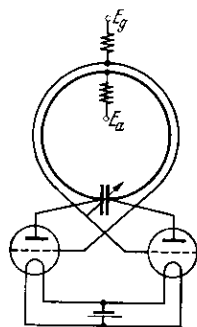


Abb. 57. Ultrakurzwellsender von Mesny.

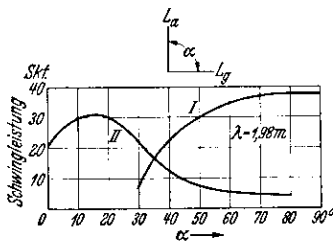


Abb. 58. Schwingleistung in Abhängigkeit von der Kopplung zwischen Gitter- und Anodenkreis nach Dennhardt.

Energie abgeben zu können. Liegt die gewünschte Welle also durch die Brücke des Anodenkreises fest, so ist der Gitterkreis so abzugleichen, daß die Schwingungen beim Anlegen der Anodenspannung gerade mit Sicherheit einsetzen. Unter diesen Umständen ist die Anfachung am stabilsten.

Für zwei Senderöhren der Type RS 5 ergibt sich die in der folgenden Tabelle angeführte Wellenabhängigkeit von der Länge L_a der Anodenschleife, während

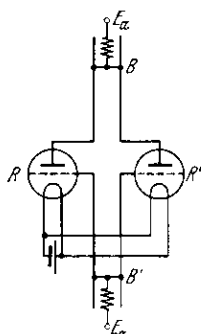
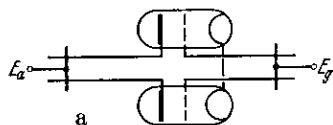


Abb. 59.
Gegentaktsender
von Holborn.

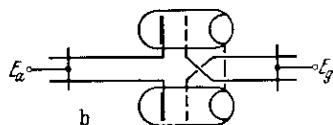
λ cm	L_a cm	L_g cm	λ cm	L_a cm	L_g cm
346	30	15	520	70	25
387	40	15	515	70	19
437	50	16	540	74	24,5
474	60	16			

die Gitterschleife L_g jeweils auf das Energiemaximum eingestellt wurde. Bei Entfernung der Anodenkappen und Entsockelung der Röhre konnte die Welle bis auf 2,4 m erniedrigt werden. Wohl infolge der unübersichtlichen Koppelverhältnisse von Schwingkreisen mit verteilter Selbstinduktion und Kapazität treten bei ungünstiger Wahl der Gittervorspannung Nebenwellen auf, die in keinem harmonischen Verhältnis zur Grundwelle zu stehen brauchen und bei erheblicher Energie weit kürzer als die Grundwelle sein können.

Auch beim Holborn-Sender läßt sich Leistung und Wellenlänge durch Änderung der Kopplung zwischen Gitter- und Anodenkreis variieren, wobei entsprechend Abb. 60a und b außerdem gleichsinnige und gegensinnige Kopplung möglich ist. Wie schon oben angegeben,



a



b

Abb. 60. Holborn-Sender mit gleichsinnigen und gegensinnigen Schwingungssystemen.

verlängert sich bei Kreuzung der Zuleitungen die Welle um etwa 20%. Wird die Kopplung durch Gegeneinanderschwenken der zunächst in einer Ebene liegenden Drahtschleifen

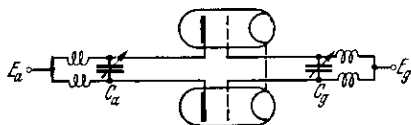


Abb. 61. Feinabstimmung durch Brückenkondensatoren nach Uda.

allmählich vergrößert, so nimmt bei Schaltung a die Induktivität und dementsprechend auch die Wellenlänge ab, während Schaltung b sich umgekehrt verhält. Im ersten Fall konnte die Grenzwellenlänge bei einem Koppelwinkel von 90° und bei Schleifenlängen von nur 5 cm auf 1,1 m herabgesetzt werden [21].

Werden in die Abstimmbriicken veränderliche Drehkondensatoren C_a und C_g gelegt (Abb. 61), so läßt sich die Welle durch Verminderung der

vorher als Kurzschluß wirkenden Kapazitäten weiter verkürzen, und zwar bei Schaltung a nach Abb. 60 um 6% und bei Schaltung b um 13%. Wenn die Kapazität C_a des Anodenkreises zu klein wird, fällt die Schwingungsenergie rasch ab, wohingegen C_g nur in geringem Maße die Wellenlänge beeinflußt. Diese Feinregulierung der Frequenz ist dann von besonderem Vorteil, wenn zwecks Messung kleinster Kapazitäten oder beim Schwebungsempfang ein Interferenzton erzeugt werden soll.

Verkürzt man die Induktivitätsschleifen mehr und mehr, so gelangt man schließlich zu der in Abb. 62 dargestellten reduzierten Form des Holborn-Senders, bei welcher die beiden Schwingröhren nur noch durch zwei lineare Drähte miteinander verbunden sind. Diese Schaltung stellt die äußerste Grenze des technisch überhaupt Möglichen insofern dar, als hier die kürzesten Verbindungsleitungen zwischen den Elektroden im Verein mit den nicht zu unterschreitenden inneren Röhrenkapazitäten die Resonanzsysteme für Gitter und Anoden bilden. Auch hierbei entstehen in der Mitte der Verbindungsdrähte Spannungsknoten, an denen die Speiseleitungen am besten angeschlossen werden. Außerdem können diese beiden Punkte durch einen großen Kondensator, wie er als $C_{\bar{a}}$ in Abb. 62 punktiert eingezeichnet ist, überbrückt werden, ohne den Schwingungsvorgang zu beeinflussen. Nunmehr läßt sich die Schaltung längs der Symmetrielinie $S-S$ in zwei Einzelgeneratoren zerlegen, von denen jeder eine normale Dreipunktschaltung darstellt und für sich schwingungsfähig ist. Bei der Wiedervereinigung ist der Kondensator $C_{\bar{a}}$ überflüssig, weil jeder Einzelsender seinem Spiegelbild diesen Kondensator ersetzt.

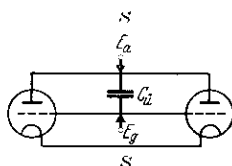


Abb. 62. Reduzierter Holborn-Sender.

Diese Zerlegung oder Zusammensetzung der Gegentaktschaltung ist aber auch von anderen Gesichtspunkten aus von Interesse. Sie beweist nämlich, daß die Welle des Holborn-Senders die gleiche sein muß, wie die eines jeden Einzelgenerators, d. h. arbeiten beide Einzelgeneratoren vor der elektrischen Kopplung auf gleicher Welle, so kann sich die Frequenz bei der Vereinigung nicht ändern. Die in der Literatur vielfach vertretene Ansicht, daß der Gegentaktsender wegen der Serienschaltung der inneren Röhrenkapazitäten den unsymmetrischen Einrohrschaltungen bei hohen Frequenzen vorzuziehen sei, trifft infolgedessen nicht mehr allgemein zu, sobald es sich um Schwingungssysteme mit verteilter Induktivität und Kapazität handelt, oder sobald die Röhrenkapazitäten den Schwingkreiskondensator bilden. Tatsächlich haben denn auch die weiter unten noch zu besprechenden Versuche die kürzesten mit Rückkopplung überhaupt erreichbaren Wellen nicht in Gegentaktanordnungen, sondern in Einrohrschaltungen ergeben.

γ) **Gleichtaktschwingungen.** Beim Arbeiten mit dem Holborn-Sender treten mitunter an Stelle oder gleichzeitig mit der Ultrakurzwellen langwellige Störschwingungen auf, jedoch nur, wenn eine Drosselspule in die Anodenleitung geschaltet und auch die Gitterleitung durch eine Drossel verriegelt ist. Diese langwelligen Schwingungen entstehen dadurch, daß die durch die Röhrenkapazitäten belasteten Drosseln in Eigenschwingungen geraten, indem die Anordnung als einfache

Dreipunktschaltung mit zwei parallel arbeitenden Röhren wirkt, ohne daß die Verbindungsinduktivitäten zwischen den Röhren bei der Eigenwelle dieses Resonanzsystems von einigen hundert oder tausend Metern eine Rolle spielen. Je nach dem Betriebszustand der Röhren erregen sich die ultrakurzwelligen Gegentakt- oder die langwelligen Gleichtaktschwingungen, wobei beide Schwingungsformen auch gleichzeitig nebeneinander bestehen können [22].

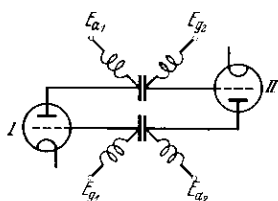


Abb. 63. Gleichtaktanordnung nach Hofmann.

Von anderer Seite wird die Störwelle als Relaxationsschwingung gedeutet [23]. Durch Einschalten Ohmscher Dämpfungswiderstände zwischen die Drosselspulen und ihre Anschlußpunkte an den Schwingkreis lassen sich die „wilden“ Gleichtaktschwingungen mit Sicherheit unterdrücken.

Keht man die eine Röhre eines Holborn-Generators der Abb. 63 entsprechend um, indem man die Anschlüsse von Gitter und Anode vertauscht, und die verschiedenen Elektrodenpotentiale durch Zwischen-

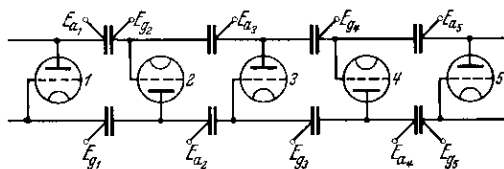


Abb. 64. Mehrröhren-Gleichtaktsender nach Renatus.

kondensatoren C' und C'' trennt („Synphase-Schaltung“), so ist eine merkliche Verkürzung der Welle unter gleichzeitiger Steigerung der Energie und der Stabilität des Senders erhältlich [24]. Bei einem

Vergleichsversuch ergab der normale Holborn-Sender beispielsweise eine Welle von 2 m, welche beim Umpolen der einen Röhre auf 1,3 m absank. Wegen der Gleichphasigkeit der Gitter- und Anodenwechselspannungen auf beiden Seiten handelt es sich offenbar um Gleichtaktschwingungen zwischen beiden Röhren.

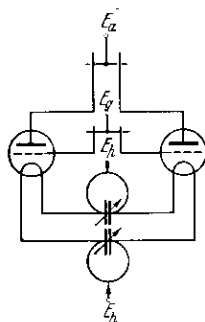


Abb. 65. Verdrosselung der Heizleitungen beim Holborn-Sender.

Die Übertragung dieses Prinzips auf mehrere Röhren führt zu einem Mehrfach-Gleichtaktsender gemäß Abb. 64, dessen Vorzug der trotz der großen Röhrenzahl elektrisch vollkommen symmetrische Aufbau ist. Außerdem können auf diese Weise Röhren verschiedener Typen und Stärken parallel geschaltet werden, ohne daß bei Störungen einer Röhre der Mehrfachsender ausfällt oder seine Frequenz wesentlich ändert [14].

d) **Verdrosselung des Heizkreises.** In noch stärkerem Maße, als es bei den Einrohrschaltungen der Fall ist, wirkt sich eine Abstimmung der Heizleitungen bei den Gegentaktsendern aus, obwohl deren symmetrische Anordnung eine Verdrosselung eigentlich überflüssig machen sollte. Auch hier erweisen sich verstimmbare Sperrkreise in den Heizleitungen am günstigsten, deren Einschaltung am besten auf die aus Abb. 65 ersichtliche Weise erfolgt, indem die Heizströme in der Mitte jedes Sperrkreises zugeleitet werden und sich über beide Hälften der

Drosselkreise auf beide Kathoden verteilen. Diese Anordnung bewirkt nicht allein eine hochfrequente Drosselwirkung, sondern sichert außerdem die Gegenphasigkeit der an den Kathoden auftretenden Hochfrequenzspannungen [18]. Die Wirkung der Sperrkreisabstimmung erstreckt sich nicht nur auf eine mehr oder weniger große Leistungssteigerung, sondern äußert sich vor allem in einer Ausdehnung der Schwingbereiche nach tieferen und höheren Frequenzen hin, wie es die beiden mit und ohne Sperrkreise aufgenommenen, und die Schwingleistung in Abhängigkeit von der Abstimmung des Anodenkreises darstellenden Kurven der Abb. 66 erkennen lassen. Gerade wenn es sich um die Erzeugung möglichst hoher Frequenzen handelt, ist diese Verbesserung der Anfachungsverhältnisse von großer Bedeutung. So gelang es zum Beispiel, die 120 cm betragende Grenzwellenlänge eines einfachen Holborn-Generators durch Einführung eines einzigen Sperrkreises in eine der beiden Heizleitungen auf 80 cm herabzusetzen.

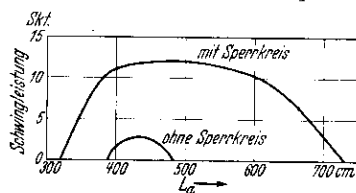


Abb. 66. Verbreiterung der Schwingbereiche durch einen Heizsperrkreis nach Dennhardt.

Die Abstimmung der Heizleitungen wird vielfach auch durch Drosseln vorgenommen, in oder über welche Metallrohre geschoben werden, die einen kapazitiven Nebenschluß zu einem Teil der Windungen bilden, und die Eigenwelle durch Verschieben zu variieren erlauben. Schließlich können an Stelle der Drosselkreise auch in ihrer Länge veränderliche Paralleldrahtleitungen treten (Abb. 67 a), oder man benutzt ein aus zwei Metallrohren bestehendes Abstimmssystem (Abb. 67 b), dessen Rohre in ihrem Inneren die zu beiden Kathoden führenden Heizleitungen aufnehmen. Durch Ankopplung dieser Kathodenschleife an den Gitter- oder Anodenschwingkreis ist keine merkliche Energiezunahme mehr herbeizuführen [25].

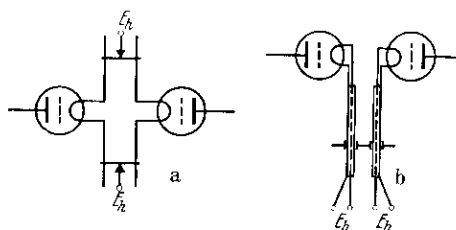


Abb. 67. Verdrosselung der Heizleitungen durch Paralleldrähte.

Die schon gelegentlich der Einröhrenschaltung angeführte Erklärung, daß die Einschaltung der Drosselkreise die Phasenverschiebungen, die bei den hier herrschenden Frequenzen wegen der unvermeidlichen komplexen Schaltungswiderstände immer vorhanden sind, zu kompensieren vermögen, wird dadurch gestützt, daß die Sperrkreise gerade an der Grenze der Schwingfähigkeit ihren größten Einfluß ausüben. Andererseits deutet aber die Beobachtung, daß schon ein einziger Sperrkreis die Anfachung merklich verbessert, mehr auf die Verminderung störender Energieabsorptionen durch die aus Heizfäden und

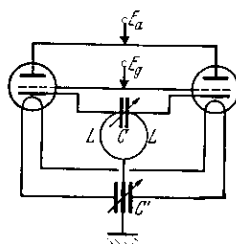


Abb. 68. Symmetrierung und Verdrosselung eines Gegentaktsenders mit indirekt geheizten Röhren nach Elsner.

Verbindungen bestehende Paralleldrahtschleife hin, die wegen der relativ hohen Kathodenwiderstände als ein alle Frequenzen ziemlich gleichmäßig dämpfender aperiodischer Kreis aufgefaßt werden kann. Die Wirkung eines Sperrkreises ist dann in einfachster Weise durch einseitige Drosselung dieses energieabsorbierenden Gebildes zu erklären.

Besondere Beachtung verdient die Abstimmung der Kathoden bei indirekt geheizten Senderöhren, bei denen als neues Schaltelement die von den Heizfäden getrennten Emissionselektroden hinzutreten [26]. An Stelle der eigentlichen Heizleitungen sind nunmehr die Zuleitungen zu den Emissionselektroden durch einen Sperrkreis abzustimmen (Abb. 68), wobei jedoch wegen der großen Kapazität zwischen Emissionselektroden und Heizfäden mittels des Differentialkondensators C' eine Entkopplung vorzunehmen, und der elektrische Symmetriepunkt der gesamten Schaltung abzugleichen ist. Weitere Drosselkreise in den Heizleitungen, die nur die Abstimmung erschweren würden, erübrigen sich dann.

2. Die Anpassungsverhältnisse bei ultrakurzen Wellen.

A. Die Grenze der Anpassung.

Alle bisher beschriebenen Versuche, mit der von einer Selbsterregungsanordnung erzeugten Wellenlänge möglichst weit herunterzukommen, gingen nur von der Seite der Schaltung aus, indem man die Einflüsse der schädlichen Induktivitäten und Kapazitäten nach Möglichkeit zu beseitigen trachtete. Zieht man eine der beschriebenen Ultrakurzwellenschaltungen, in der die Leitungskapazitäten und Induktivitäten auf ein Minimum reduziert sind, als gegeben in Betracht, so ergibt sich die Welle bei einer Länge, bei welcher der Schwingkreis noch als quasistationär angesehen werden kann, in guter Näherung zu $\lambda = 2\pi \sqrt{L(C+C_r)}$, wenn C_r die innere Röhrenkapazität bedeutet. Da der innere Kapazitätswert der Röhre nicht mehr zu unterschreiten ist, bleibt als einzige Möglichkeit, die Welle weiter zu verkürzen, die Verkleinerung von L .

Nun ist nach den diesem Kapitel vorausgeschickten Bemerkungen über den allgemeinen Mechanismus der Rückkopplung zur Aufrechterhaltung der Selbsterregung ein bestimmter Rückkoppelfaktor $\mathfrak{R}$ erforderlich, der für Spannungsteilerschaltungen, wo die Gitterspannung von der Anodenwechselspannung abgegriffen wird, höchstensfalls gleich Eins werden kann. Von seiten der Röhre wird jedoch für $\mathfrak{R}$ ein bestimmter Betrag, nämlich $\mathfrak{R} = D(1 + R_i/\mathfrak{R}_a)$ gefordert, wobei der Widerstand des Anodenkreises $\mathfrak{R}_a$ im vorliegenden Fall ($C=0$) gegeben ist durch:

$$\mathfrak{R}_a = \frac{L}{C_r \cdot R},$$

wenn R den gesamten Verlustwiderstand, der sich aus Ohmschen, Strahlungs- und Wirbelstromverlusten zusammensetzt, bedeutet. Da C_r unveränderlich ist, und da andererseits die Strahlungs- und Wirbelstromverluste mit der Frequenz stetig wachsen, resultiert aus der Verkleinerung von L ein rascher Abfall von $\mathfrak{R}_a$. So sinkt $\mathfrak{R}_a$ mit wachsender Frequenz selbst bei großer Steilheit allmählich weit unter den optimalen

Anpassungswert, und es tritt der unterspannte Zustand ein mit seinem Abfall von Leistung und Nutzeffekt. Schließlich überschreitet der von der Röhre geforderte Rückkoppelfaktor den schaltungsmäßig nicht mehr zu verwirklichenden Wert 1, und die Schwingungen müssen bei einer bestimmten Welle $\lambda_{\min}$ abreißen.

Genau gilt der für $\mathfrak{R}_a$ angegebene Wert nur für solche Schaltungen, bei denen die Röhre durch den gesamten Resonanzkreis belastet wird, wie es bei der einfachen induktiven Rückkopplung und bei der Huth-Kühn-Schaltung beispielsweise der Fall ist. Bei der Dreipunktschaltung wird dagegen nur ein Teil des Schwingungskreises vom Anodenstrom durchflossen, so daß das obige $\mathfrak{R}_a$ im Verhältnis m der im Anodenkreis liegenden Teilinduktivität zu der Gesamtinduktivität, d. h. im Verhältnis der entsprechenden Windungszahlen oder Drahtlängen $l_a/l_a + l_g$ zu reduzieren ist:

$$\mathfrak{R}_a = m \frac{L}{C R}.$$

Es ist klar, daß diese Reduktion nur dann strenge Gültigkeit beanspruchen kann, wenn im Anschlußpunkt der Anodenleitung ein Spannungsknoten liegt. Andernfalls ist das durch den wirklichen Spannungsknoten gegebene Verhältnis m für $\mathfrak{R}_a$ zugrunde zu legen.

Die hiernach im wesentlichen durch die dynamischen Arbeitsverhältnisse der durch $\mathfrak{R}_a$ belasteten Röhre gegebene Grenzwelle $\lambda_{\min}$ kann in begrenztem Ausmaß verschoben werden, wenn die Verminderung von $\mathfrak{R}_a$ durch Herabsetzen des inneren Röhrenwiderstands R_i , oder was auf dasselbe hinausläuft, durch Vergrößerung der Steilheit S ausgeglichen wird. Deshalb führt an der äußersten Grenze der sich noch erregenden Frequenzen die Erhöhung des Emissionsstroms einer gegebenen Röhre bis zur höchsten Belastungsfähigkeit des Anodenblechs, allerdings nur auf Kosten der Lebensdauer, zu einem gewissen Erfolg. Ebenso wird durch diese Maßnahme der den optimalen Wirkungsgrad ergebende Grenzwiderstand $\mathfrak{R}_{gr}$ um einen praktisch freilich nur wenig ins Gewicht fallenden Betrag verkleinert. Aus diesen Gründen eignen sich hochemittierende Oxydkathoden und Röhren mit Gasfüllung, der Steilheit ihrer Anodenstromkurve wegen, sowie Wasserkühlröhren mit hochbelastbaren Anoden ganz besonders für Ultrakurzwellen. Wollte man versuchen, die Belastungsfähigkeit durch alleinige Vergrößerung des Anodenblechs zu steigern, so steht dem die parallellaufende Kapazitätserhöhung im Wege. Um überhaupt bei extrem hohen Frequenzen eine merkliche Rückkoppelspannung zu erhalten, ist man also von vornherein auf sehr kleine Röhren angewiesen, ohne daß sich für den Leistungsverlust ein Äquivalent bietet.

Die Theorie des rückgekoppelten Ultrakurzwellengenerators ist von verschiedenen Autoren eingehend behandelt worden [27, 28]. Vergleichsmessungen an ganz analogen Spannungsteilerschaltungen bei 100mal längeren Wellen stimmen mit den Messungen im Ultrakurzwellenbereich völlig überein, und bestätigen die Gültigkeit der bekannten Selbsterregungsgesetze auch bei sehr hohen Frequenzen, sofern nur die sehr viel stärkere Dämpfung der frequenzbestimmenden Resonanzsysteme berücksichtigt wird. Eine einwandfreie physikalische Definition der

Grenzwelle $\lambda_{\min}$ läßt sich nicht angeben, weil zu viele, der Rechnung nicht exakt zugängliche Faktoren mit hereinspielen, und weil gerade an der Grenze der Anpassung eine andere Erscheinung alle bisherigen theoretischen Erwägungen zunichte macht, nämlich die Trägheit der den Emissionsstrom tragenden Elektronen.

B. Die Anpassungsverhältnisse beim Gegentaktsender.

Natürlich ist auch beim Gegentaktsender eine optimale Leistungsabgabe nur bei hinreichend großen Werten des Anodenwiderstands R_a

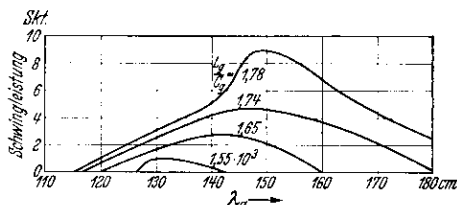


Abb. 69. Schwingleistung als Funktion der Eigenwelle des Anodenkreises nach Dornhardt.

gemacht wird, um so größer wird die Leistung und um so breiter dehnen sich die bei Verstimmung des Anodenkreises ergebenden Schwing-

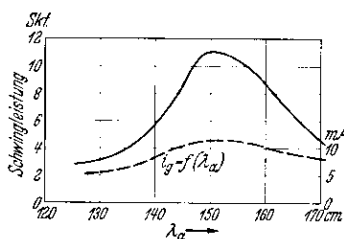


Abb. 70. Leistung und Gitterstrom als Funktion der Anodenkreisabstimmung.

bereiche aus, wie es die verschiedenen Kurven der Abb. 69 veranschaulichen. Im Hinblick auf die geringe Gitter-Kathodenkapazität C_g und den wegen der Elektroden-

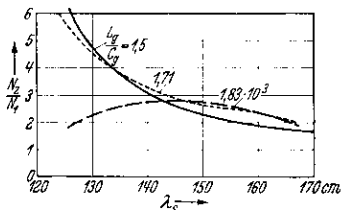


Abb. 71. Verhältnis der von einer Symmetrie- und einer Einrohrschaltung abgegebenen Leistung in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

lustleistung in jeder Einzelröhre ergibt sich ein von der Senderwelle λ_s abhängiger Verlauf des Intensitätsverhältnisses N_2/N_1 , wobei

zu erwarten. Ganz anders verhält sich dagegen der Gitterkreis, durch dessen Dimensionierung, d. h. durch dessen Verhältnisswert L_{g1}/C_g der Schwingbereich des Senders festgelegt wird. Für kleine Werte des Quotienten L_{g1}/C_g beschränkt sich die Schwingfähigkeit auf die unmittelbare Nähe der Resonanzstelle des Gitterkreises; je größer L_{g1}/C_g

gemacht wird, um so größer wird die Leistung und um so breiter dehnen sich die bei Verstimmung des Anodenkreises ergebenden Schwingbereiche aus, wie es die verschiedenen Kurven der Abb. 69 veranschaulichen. Im Hinblick auf die geringe Gitter-Kathodenkapazität C_g und den wegen der Elektrodenleitungen innerhalb der Röhre nicht unterschreitbaren Minimalwert von L_a ist der Quotient L_{g1}/C_g im Gebiet der Frequenzen von 10^8 Hz um rund eine Zehnerpotenz größer als L_a/C_a . Die Betrachtung einer Einzelkurve aus der Schaar der vorhergehenden Abb. 69 läßt an Hand der in Abb. 70 mit eingezeichneten Änderung von i_g mit λ_a erkennen, daß im Maximum der Leistungskurve die Grenze zwischen über- und unterspanntem Betrieb liegt. Vor dem Maximum ist L_{a1}/C_a und damit R_a klein; mit größeren Werten von L_{a1}/C_a wächst R_a und damit auch die Leistung des Senders, bis im Maximum der Kurve die Grenze zum überspannten Betrieb überschritten wird. Hinsichtlich der Anpassung des Anodenkreises sind die Verhältnisse beim Gegentaktsender mit der Einrohrschaltung weitgehend identisch.

Vergleicht man jedoch die Anpassung des Gitterkreises mit der einer Einrohrschaltung, so erhält man Kurven von der Form der Abb. 71. Bei konstanter Ver-

die Indizes die Röhrenzahl der entsprechenden Schaltung angeben, wenn L_g als Parameter zugrunde gelegt und die Welle durch Verstimmen der Anodeninduktivität variiert wird. Für kleine L_g erweist sich die Symmetrieschaltung nach hohen Frequenzen hin der Einrohrschaltung überlegen, während sich mit wachsender Wellenlänge das Intensitätsverhältnis immer mehr dem durch die Röhrenzahl vorgeschriebenen Wert nähert. Bei größerem L_g ist der Unterschied nicht so stark ausgeprägt. Jedenfalls liegen an der Grenze der Selbsterregung bei der Symmetrieschaltung günstigere Selbsterregungsbedingungen vor, weil offenbar wegen der Hintereinanderschaltung der frequenzbestimmenden Röhrenkapazitäten der Quotient L_a/C_a größer als bei der Einrohrschaltung zu erhalten ist, und der unterspannte Zustand erst bei höheren Frequenzen eintritt. In anderer Weise äußert sich diese Überlegenheit darin, daß in einer Einrohrschaltung Frequenzen von $3 \cdot 10^8$ Hz nur bei starker Überlastung normaler Röhren zu erhalten sind, während sich dieselbe Frequenz in geeignet dimensionierter Symmetrieschaltung mit vorschrittmäßig belasteten Röhren erregen läßt.

C. Verbesserung der Anpassung.

a) Axialsymmetrischer Belastungskreis.

Der Scheinwiderstand eines Resonanzkreises erhöht sich beträchtlich, wenn man die übliche Form verläßt und zu einem axialsymmetrischen Schwingungsgebilde übergeht, was den Vorteil mit sich bringt, daß die Induktivität einen sehr kleinen Dämpfungswiderstand erhält [29]. Abb. 72 stellt die geeignete Form eines derartigen Resonanzkreises im Schnitt dar. Er besteht aus einem axialen Metallrohr M , auf welches zwei Metallschalen S_1 und S_2 aufgesetzt sind. Zur Vergrößerung ihrer gegenseitigen Kapazität tragen beide Schalen ringförmige Flanschen F_1 und F_2 , die als eigentliche Schwingkapazität wirken, während die Schalen mit der Achse die Induktivität bilden. Der Schwingungszustand eines solchen Hohlkörpers ist derart, daß sich im Zentrum der Schwingungsknoten befindet, während an den Flanschen Spannungsbäuche liegen.

Die Induktivität läßt sich in grober Annäherung aus einer einzigen Windung von rotationssymmetrischem Charakter berechnen und ergibt sich zu:

$$L_{\mu H} = 0,33 l \log \frac{\sqrt{r_1}}{\sqrt{r_2}},$$

l : Länge des Kreises,

r_1 = Innenradius der Metallschalen,

r_2 : Außenradius des Achsrohres.

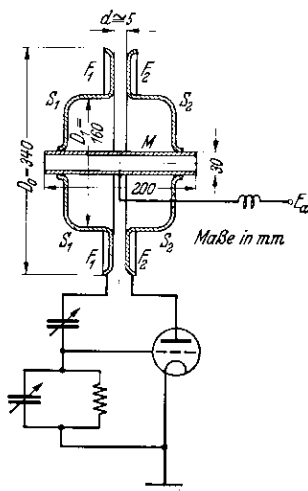


Abb. 72.
Sender mit axialsymmetrischem
Belastungskreis nach Kolster.

Die Kapazität der beiden Flanschen ist:

$$C_{pF} = 0,45 \frac{D_0^2 - D_1^2}{d}$$

D_0 = Außendurchmesser,

D_1 = Innendurchmesser und

d = Abstand der Flanschen in cm.

Diese Werte in die Thomsonsche Wellenformel eingesetzt stimmen ungefähr mit den gemessenen Wellenlängen überein.

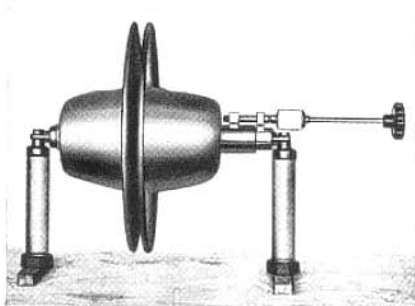


Abb. 73. Ansicht eines verstimmbaren axialsymmetrischen Resonanzsystems.

eine Eigenwelle von 5 m. Der Scheinwiderstand kann durch passende Verteilung von Induktivität und Kapazität in weiten Grenzen variiert werden. Um die Abstimmung einigermaßen regeln zu können, braucht man nur die Schalen axial verschiebbar anzuordnen, wodurch ihre gegenseitige Kapazität geändert werden kann. Die praktische Ausführung eines auf diese Weise zwischen etwa 4 und 6 m Welle verstimmbaren Schwingradkreises ist in der Abb. 73 wiedergegeben. Für längere Wellen bis zu etwa 20 m erhalten die Kapazitätsflanschen einen Durchmesser von über 1 m.

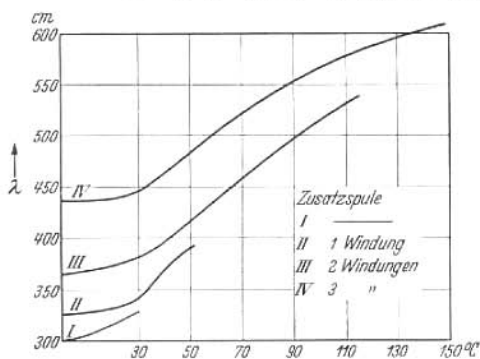


Abb. 74. Verbreiterung der Schwingbereiche durch Zusatzinduktivitäten nach Cords.

Wie aus der Abb. 72 zu ersehen ist, wird die Anodenspannungsleitung am besten in der Mitte des Achsrohres angeschlossen, während die Röhre oder die ganze Anfachungsanordnung mit den beiden Flanschen verbunden wird. Selbstverständlich kann der rotationssymmetrische Resonanzkreis in jede Selbsterregungsschaltung eingeführt werden, wodurch sich die mannigfaltigsten Entwicklungsmöglichkeiten bieten. Die in der Abbildung angegebenen Abmessungen gelten für

ein verstimmbares Schwingradkreises ist in der Abb. 73 wiedergegeben. Für längere Wellen bis zu etwa 20 m erhalten die Kapazitätsflanschen einen Durchmesser von über 1 m.

b) Zusatzwiderstände.

Der induktive Spannungsabfall im Anodenkreis kann durch Vergrößerung der Selbstinduktion erhöht werden, was aber in direkter Form, d. h. durch Vergrößerung der Schwingkreisspule unzuweckmäßig ist, weil dann die Frequenz sinken würde. Eine solche Frequenzver-

minderung tritt aber nur in geringem Maße auf, wenn die Vergrößerung von M_a durch eine in Serie zum Anodenschwingkreis in die Anodenleitung eingeschaltete Zusatzspule vorgenommen wird [30]. Durch Einschalten derartiger, zweckmäßig als Steckspulen ausgeführter Zusatz-

induktivitäten ist es ohne weiteres möglich, den Schwingbereich über die ganze Kondensatorskala auszudehnen, wie es die Abb. 74 für verschieden große Spulen erkennen läßt.

Dieselbe Wirkung übt ein in die Anodenleitung gelegter Sperrkreis aus, wenn er mit seiner Eigenwelle mit der Senderwelle übereinstimmt oder in deren Nähe liegt [27]. Da man die Resonanzlage dieses Zusatzkreises überaus fein variieren kann, läßt sich eine bequeme Einregulierung der maximalen Anfachung auch bei verschiedenen Frequenzen vornehmen. Allerdings dürfte diese Maßnahme wegen der schädlichen Erdkapazitäten bei Ultrakurzwellen schwieriger sein als die Einschaltung einer fest abgeglichenen Drossel oder Zusatzspule.

Es liegt die Vermutung nahe, daß die Verbesserung der Anpassung auch bei der Einschaltung von Sperrkreisen in die Heizleitungen, wo dieselben vom Emissionsstrom durchflossen werden und ebenfalls in Serie mit $\mathfrak{R}_a$ liegen, eine Rolle spielt und die günstige Wirkung der Heizdrosselkreise erklärt.

c) Anpassung über eine konzentrische Rohrleitung.

Schon gelegentlich der im voran-
Funktensender ist eine Methode erwäl-
frequenzbestimmenden Faktor voll-
kommen auszuschalten, nämlich die
Ausbildung des Resonanzsystems als
konzentrische Rohrleitung (Kapitel 1,
Abschnitt 3 B). Hatte diese Maß-
nahme dort den Zweck, eine möglichst
große Kapazität im Resonanzkreis
unterzubringen und die Energie der
Funknentladungen zu steigern, so
ermöglicht sie beim Röhrensender
eine Elimination der inneren Röhren-
kapazitäten, so daß die geschilderten
Anpassungsschwierigkeiten überwun-
den werden, und sich trotz Verwen-
dung großer leistungsfähiger Röhren
mit großen Innenkapazitäten sehr hohe
Frequenzen erreichen lassen [31].

Ein derartiger, auf der Anfachung stehender Wellen längs einer konzentrischen Rohrleitung beruhender Generator ist in der Abb. 75 schematisch dargestellt. P ist die aus einem Außenrohr mit dem Durchmesser D und einem konzentrischen, d cm weiten Innenrohr bestehende Energieleitung, die an ihrem unteren Ende unmittelbar in die Röhrenelektroden G und A übergeht. Durch ringförmige Glaseinschmelzungen sind störende Reflexionsstellen vermieden. Weiter ist von Wichtigkeit, daß die Wellenwiderstände der Leitung und der Elektroden übereinstimmen. Da $Z_0 = 60 \ln D/d$ ist, heißt das: Das Verhältnis der Rohrdurchmesser und der Elektrodendurchmesser muß übereinstimmen. Die Rohrleitung ist als Resonanzsystem unmittelbar mit Gitter und Anode

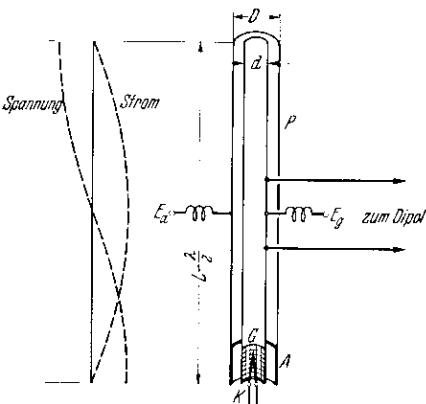


Abb. 75. Dreipunktschaltung mit konzentrischer Rohrleitung nach Mourmisseff und Noble.

verbunden, so daß eine einfache Dreipunktschaltung vorliegt und sich auf der Rohrleitung stehende Wellen anfachen, wie es die in Abb. 75 mit angegebene Verteilung von Strom und Spannung veranschaulicht. Die Speiseleitungen werden an den in der Mitte beider Rohre liegenden Schwingungsknoten angeschlossen.

Allgemein ist die Eingangsimpedanz Z_e einer am anderen Ende durch Z_a abgeschlossenen Energieleitung gegeben durch:

$$Z_e = Z_0 \frac{Z_a + j Z_0 \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}}{Z_0 + j Z_a \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}},$$

wenn Längs- und Querswiderstände vernachlässigt werden können. Ist die Leitung offen, d. h. ist $Z_a = \infty$, so wird:

$$Z_e = \frac{Z_0}{j \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}}$$

und für $\lambda = 2L$:

$$Z_e = \frac{Z_0}{0} = \infty.$$

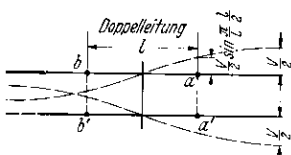


Abb. 76. Anpassung einer Doppelleitung an das Paralleldrahtsystem.

wirkt wie ein Parallelresonanzkreis mit unendlich hohem Scheinwiderstand, ohne daß Induktivität und Kapazität die Frequenz beeinflussen.

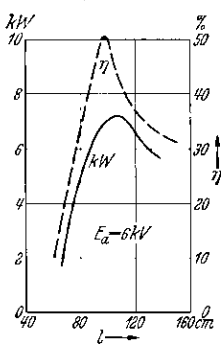


Abb. 77. Hochfrequenzenergie und Wirkungsgrad bei verschiedenen Anpassungen.

Ist die Leitung dagegen durch den Widerstand $Z_a = R - Z_0$ belastet, so wird auch $Z_e = R$. In diesem Fall werden keine Wellen vom Ende mehr reflektiert, und stehende Wellen sind unmöglich. Damit verliert die Leitung ihren Charakter als Resonanzsystem und wirkt für die Röhre als reiner Ohmscher Widerstand von der Größe R , so daß keine Schwingungen mehr angefacht werden können. Durch zwischen diesen Grenzfällen liegende Belastung der Rohrleitung hat man es demnach in der Hand, den optimalen Anodenwiderstand einzustellen und den Sender auf maximale Leistung zu bringen.

Steht zur Belastung ein im wesentlichen konstanter, beispielsweise aus einem Dipol und einer Paralleldrahtleitung bestehender Hochfrequenzwiderstand zur Verfügung, so läßt sich dieser durch Wahl der beiden Anschlußpunkte a und a' auf beiden Rohren (Abb. 76) oder symmetrisch zum Schwingungsknoten liegend (a und b oder a' und b') optimal anpassen. Hat der zwischen den Anschlußpunkten befindliche Belastungswiderstand die Größe R' , so ist er unter Voraussetzung sinusförmiger Spannungsverteilung und unter Zugrundelegen der Bezeichnungen in Abb. 75 und 76 nach der Beziehung:

$$\frac{V^2}{R_e} = \frac{V^2 \sin^2 \frac{l\pi}{2L}}{R'}$$

$$R' = R_e \sin^2 \frac{l\pi}{2L}$$

auf das Ende oder auf den Eingang, d. h. auf die Röhre umzurechnen. Die Kurven der Abb. 77 zeigen den Einfluß einer derartigen Anpassung auf Hochfrequenzleistung und Nutzeffekt, indem beide Größen in Abhängigkeit vom Abstand l der beiden Anschlußpunkte $a' - b'$ aufgetragen sind. Den Messungen lag eine Wasserkühlröhre mit maximal 30 kW Anodenverlustleistung und einer Gitter-Anodenkapazität von rund 30 cm zugrunde. Die Wellenlänge betrug 5,5 m, konnte jedoch durch eine kürzere Rohrleitung auf 2,8 m reduziert werden, während mit einem um die Röhre geführten Induktivitätsbügel als kürzeste Grenzwelle 6 m festgestellt wurden. Man erkennt, daß bei optimaler Anpassung ein Wirkungsgrad von 50% erhältlich ist. Bei Einstellung auf maximale Schwingungsenergie konnte auf 5,5 m Welle eine Ausgangsleistung von über 16 kW, bei $\lambda = 2,8$ m eine solche von 13 kW mit 22% Nutzeffekt erzielt werden.

Durch Anschluß zweier Röhren an beide Enden der Rohrleitung läßt sich die Anordnung ohne Schwierigkeit als Gegentaktsender mit der doppelten Hochfrequenzleistung ausbilden.

3. Ultrakurzwelligengeneratoren.

Solange es sich um die Erzeugung von Wellen in der Größenordnung einiger Meter handelt, können die Resonanzkreise noch als quasistationär und die äußeren Drahtbügel als reine Induktivitäten angesehen werden, so daß die sich erregende Wellenlänge der Thomsonschen Formel $\lambda = 2\pi \sqrt{LC}$ entspricht. Die Induktivität L der rechteckigen oder kreisförmigen äußeren Drahtbügel ist nach folgenden Gleichungen leicht zu errechnen, wenn man die Strombahn in der Röhre ebenfalls als Induktivität annimmt, d. h. die Drahtkreise als geschlossen betrachtet:

$$L_{\text{Rechteck}} = 4 \left[a \ln \frac{4a \cdot b}{d(a+p)} + b \ln \frac{4ab}{d(b+p)} - 2(a+b-p) \right] + a - b \text{ cm}$$

a und b — Kantenlängen
 $p = \sqrt{a^2 + b^2}$
 d — Drahtdurchmesser

$$L_{\text{Quadrat}} = 8a \left(\ln \frac{2a}{d} - 0,52 \right) \text{ cm}$$

$$L_{\text{Kreis}} = 4\pi R \left(\ln \frac{2R}{d} + 0,33 \right) \text{ cm}$$

R = Halbmesser des Kreises.

A. Spezialröhren für ultrakurze Wellen.

Für C ist in der Thomsonschen Formel in den meisten Fällen die wirksame Röhrenkapazität einzusetzen. Ihre theoretische Erfassung, wie sie etwa unter Zugrundelegen der Formeln für Zylinderkondensatoren denkbar wäre, führt zu keinem mit den Erfahrungswerten übereinstimmenden Ergebnis, weil sich der Einfluß der Elektrodenhalterungen und -zuleitungen nicht mit der erforderlichen Sicherheit in Rechnung stellen läßt. Man gelangt daher besser zum Ziel, wenn man die fraglichen Röhrenkapazitäten unmittelbar mißt, wozu sich die Schwebungsmethoden

am besten eignen [32]. Von den verschiedenen Kapazitäten zwischen Gitter und Kathode C_{gk} , Anode und Kathode C_{ak} und Gitter und Anode C_{ga} einiger handelsüblicher Röhren gibt die folgende Tabelle eine Vorstellung. Die Werte schwanken bei Röhren derselben Type bis zu 15%. Sie geben die Elektrodenkapazitäten nebeneinander; will man die statischen Wirkkapazitäten zwischen den Elektroden haben, so

Type	C_{ak} cm	C_{gk} cm	C_{ga} cm
RE 134 . . .	2,46	4,80	4,35
REN 904 . . .	3,5	5,6	3,2
RS 55 (RS 5) .	1,4	6,2	8,0
TMC	0,9	1,5	2,9
304 A	0,6	1,8	2,3

sind die beiden übrigen Kapazitätswerte in Serienschaltung hinzuzufügen. Für die hier hauptsächlich in Frage kommende Gitter - Anodenkapazität erhält man z. B.:

$$C = C_{ga} + \frac{C_{gk} \cdot C_{ak}}{C_{gk} + C_{ak}}.$$

Die Größe der Elektrodenkapazitäten ist wesentlich beeinflusst durch

die Anordnung der Elektrodenträger und die Zuleitungen. Besonders auf die normalerweise übliche Durchführung aller Drähte durch einen gemeinsamen Quetschfuß und Sockel entfällt ein großer Teil der Störkapazitäten, der durch Entsockelung der Röhre nur zum Teil zu vermindern ist. Weitaus besser eignen sich infolgedessen solche Röhren, deren hochfrequenzführende Elektrodenzuleitungen, in erster Linie also Gitter- und Anodendrähte, von den Kathodenleitungen getrennt über eigene Einschmelzungen nach außen geführt sind. In der Abb. 78 ist eine derartige Röhre abgebildet, und man erkennt aus den in der vorstehenden Tabelle angegebenen Daten, daß dieselbe wesentlich kapazitätsärmer ist als die übrigen Normaltypen.



Abb. 78.
TMC-Röhre der Compagnie
des Lampes „Métal“.

In der folgenden Tabelle ist eine Anzahl der von der Industrie entwickelten und auf den Markt gebrachten Spezialröhren, mit denen das Problem der Erzeugung ultrakurzer Wellen unter günstigen Wirkungsgraden aufs engste verknüpft ist, zusammengestellt. Neben der Anodenverlustleistung und Anodenspannung ist zunächst die

jeweils kürzeste erreichbare Welle und die hierbei erzielbare Hochfrequenzleistung angegeben. Bei den in der darauffolgenden Spalte angeführten Wellenlängen ist der Grenzwiderstand noch eben erreichbar; sie sind natürlich merklich länger, doch arbeitet die Röhre in diesem Fall mit einem weitaus besseren Nutzeffekt. Um den geringeren Ansprüchen des Amateursendebetriebs Rechnung zu tragen, sind in die Tabelle auch einige für die Erzeugung ultrakurzer Wellen geeignete Empfängerröhren mit aufgenommen.

Die Schwierigkeiten bei der Erzeugung ultrakurzer Wellen größerer Leistung liegen hauptsächlich in der ungenügenden Wärmeabfuhr der Anode, denn solange Strahlungskühlung verwendet wird, zieht eine die Abstrahlung verstärkende Oberflächenvergrößerung stets eine Vergrößerung

Type	Anoden- leistung W	E_a V	Selbsterregung		Fremderregung		Bemerkungen
			$\lambda_{\min}$ cm	W	λ cm	W	
RE 134 . . .	8	250	240	0,5	480	2,5	Empfängerröhren
REN 904 . . .	8	250	125	1	—	—	
RE 604 . . .	12	275	360	2	650	4	
TMC	12	600	100	0,8	300	3	Métal, Paris
MC	80	800	180	5	350	15	
QB 2/75 . . .	75	2000	—	—	—	—	Philips Schirmgitter
RS 241	12	275	340	2	650	5	Telefunken Kapazitätsarm
RS 245	10	400	150	1	—	—	
RS 55	25	600	240	4	500	8	Indirekte Kathode
RS 282	100	1000	300	55	—	—	
RS 229	400	1500	320	80	460	75	
RS 207	1500	3000	300	200	470	650	
RS 257	12000	—	700	7000	—	—	
UV 858	20000	10000	430	800	610	15000	Wasserkühlung
304 A	125	1250	300	25	—	—	General Electr. Wasserkühlung Western El.
		750	100	6	—	—	
149 Y	40	400	75	—	—	—	
			60	3	—	—	
			40	0,5	—	—	
Acorn 955 . .	1,5	180	30	—	100	0,5	Radiotron

der inneren Röhrenkapazitäten und eine Frequenzreduktion nach sich. Liegen die Daten für die Kathode einmal fest, so gibt es für jede Welle eine maximal zu erreichende Leistung, welche durch die zulässige Höchsttemperatur und die Oberflächenbeschaffenheit der Anode mitbestimmt wird. Eine Vergrößerung der Abstrahlung durch Verwendung geschwärzter Anoden hat nur dann Aussicht auf Erfolg, wenn gleichzeitig die thermische Belastungsfähigkeit des Röhrenkolbens durch Verwendung von Hartglas gesteigert werden kann.

Da sich das Glas durch die Kathodenheizung und die Anodenverluste auch bei Wasserkühlröhren auf Übertemperatur befindet, ist auf möglichst niedrigen Verlustwinkel und Temperaturkoeffizienten des Glases bei den extrem hohen Frequenzen der größte Wert zu legen. Ganz besonders gilt das für die isolierenden Abstützungen der Elektroden gegeneinander, für welchen Zweck infolgedessen am vorteilhaftesten Quarz verwendet wird. Zudem muß tunlichst vermieden werden, daß die Aufbauelemente im Röhreninneren den hochfrequenten Wechselfeldern ausgesetzt sind, da andernfalls der Wirkungsgrad der Röhre wegen der dielektrischen Verluste sinkt und durch zu hohe Übertemperaturen eine Vakuumverschlechterung verursacht werden kann. Gerade die letzten Unsicherheiten lassen es vorteilhaft erscheinen, auf isolierende Abstützungen im Röhreninneren ganz zu verzichten, und die Elektroden von den zu diesem Zweck besonders kräftig ausgebildeten Einsmelzungen tragen zu lassen. Die Abb. 79 zeigt links eine Röhre der Type RS 207 älterer

Bauart, bei der die Elektroden mit Hilfe von Schellen an den Glasfüßen befestigt und durch Quarzstücke gegeneinander abgestützt sind, während die rechte Röhre erkennen läßt, wie die Durchschmelzungen zur Montage

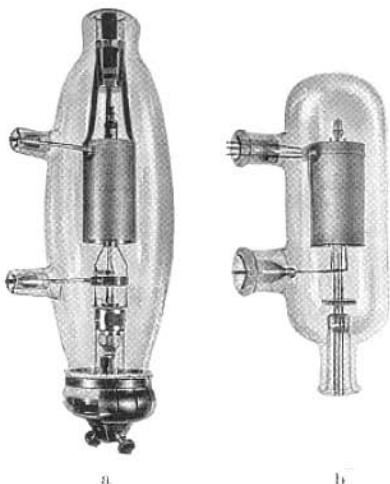


Abb. 79. 1,5-kW-Telefunken-Ultrakurzwellenröhre (RS 207);
a alte Ausführung und b mit freitragenden Elektroden.

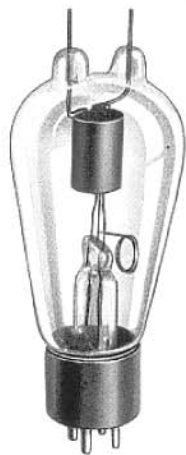


Abb. 80. 304-A-Ultrakurzwellenröhre
der Western Electric.

der Elektroden benutzt werden können, wobei sich besondere Abstüt-
zungen vollkommen erübrigen [33]. Eine nach denselben Gesichts-
punkten von der Western Electric Gesellschaft in den Handel gebrachte
Röhre, bei welcher Gitter und Anode ebenfalls allein von den Glasdurch-
führungen getragen werden, die sich hier jedoch auf der
Kuppe des Röhrenkolbens befinden, ist in der Abb. 80
wiedergegeben [34]. Durch besonders kurze Zuleitungen
und sehr kleinen Abstand zwischen Gitter und Kathode ist
erreicht, daß diese Röhre mit sehr gutem Wirkungsgrad
arbeitet, der z. B. bei $\lambda = 3$ m noch 50% beträgt.

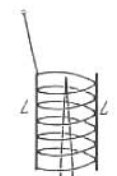


Abb. 81.
Gitterwendel
mit Kurz-
schlußstegen.

Durch die Zuleitungen fließen, da die Röhre ja als
Schwingkreiskondensator wirkt, Blindströme, welche die
Emissionsströme um eine oder sogar um mehrere Größen-
ordnungen übertreffen können. Die Durchführungen müssen
daher bei sehr großen Leistungen aus breiten Bändern
bestehen oder aus mehreren parallellaufenden Drähten zu-
sammengesetzt sein. Auch das Gitter selbst muß der Belastung durch
die hochfrequenten Schwingströme standhalten können. Hinzu kommt,
daß eine freitragende und nur an ihren Enden gehaltete Gitterwendel
wie eine vor das Gitter geschaltete Induktivität wirkt und die Anfachung
sehr hoher Frequenzen verhindert. Um diese innere Induktivität zu
beseitigen und gleichzeitig eine bessere Stromverteilung zu sichern,
muß die Gitterwendel durch eine oder mehrere Längsstege in sich kurz-
geschlossen werden (Abb. 81), soll die Röhre für ultrakurze Wellen über-
haupt brauchbar sein.

Die Abb. 82 zeigt eine Senderöhre von einer Form, wie sie hauptsächlich in Amerika zur Erzeugung und Verstärkung ultrakurzer Wellen Verwendung findet (UX 852 und UX 860). Die Röhre enthält außer dem Steuergitter noch ein Schirmgitter, wodurch die Gitter-Anodenkapazität bis auf 0,02 cm verringert wird. Der seitliche Anschluß führt zur Anode, die auf den Durchführungen freitragend montiert ist, während das Schirmgitter zusammen mit den Heizdrähten über den Sockel ausgeführt ist. Zwecks besserer Wärmeabstrahlung ist die Anodenoberfläche durch seitliche Kühlfalten vergrößert.

Auf Grund der überaus niedrigen Gitter-Anodenkapazität ist man geneigt, eine Schirmgitterröhre als besonders geeignet für extrem hohe Frequenzen anzusehen, doch ergibt der Vergleich der wirksamen Kombinationskapazität mit der einer Triode von gleichen Abmessungen ein anderes Bild. So beträgt zum Beispiel die Gitter-Kathodenkapazität und die Kapazität zwischen Schirm- und Steuergitter der amerikanischen Röhre UX 860 etwa 7,6 cm und ihre Anoden-Kathodenkapazität sowie die Anoden-Schirmgitterkapazität rund 8,1 cm. Für diese Werte ergibt sich die für den Schwingkreis allein in Frage kommende innere Wirkkapazität C_r zu: $\frac{7,6 \cdot 8,1}{15,7} \approx 4$ cm; sie ist um etwa 0,5 cm größer als die Wirkkapazität der gleiches Gitter und gleichen Anodenzyylinder besitzenden Triode UX 852. Soll die Einführung eines Schirmgitters bei Ultrakurzwellen also wirkliche Vorteile bringen, so ist die Erhöhung der wirksamen Kapazität durch entsprechend kleinere Dimensionierung der Elektroden auszugleichen.

Die thermische Belastbarkeit der Anode läßt sich in überaus einfacher Weise dadurch weiter steigern, daß vor den eigentlichen Anodenzyylinder ein Gitter eingeschoben wird, welches an mehreren Stellen mit der Anode direkt verbunden ist, und welches die elektrischen Röhrendaten in der Hauptsache bestimmt. Die eigentliche, den größten Teil des Emissionsstroms aufnehmende Anode kann dann ohne die Steilheit zu beeinträchtigen, sehr viel größer ausgebildet werden, so daß sie eine höhere Leistung aufzunehmen vermag (Telefunken RS 282).

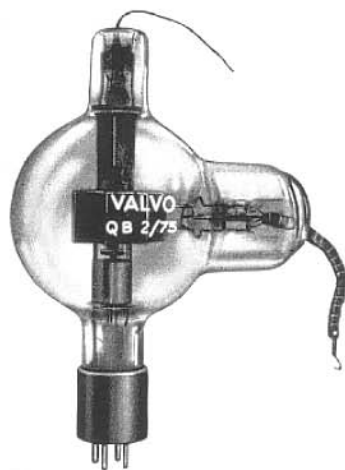


Abb. 82. Valvo Schirmgitterröhre (QB 2/75).



Abb. 83. 149-Y-Dezimeter-röhre der Western Electric.

Inwieweit sich die Leistung von Ultrakurzwellenröhren durch alle die beschriebenen Maßnahmen, als da sind: Graphitanoden, Kühlflügel, Hartglaskolben, kapazitätsarme Durchführungen und verlustarme Elektrodenhalterung steigern läßt, sei am Beispiel der in Abb. 83 wiedergegebenen Röhre gezeigt, deren Gitter zudem aus einer Anzahl äquidistanter und parallel zum Heizfaden verlaufender Drähte besteht [34]. Trotz ihrer geringen Größe kann die Anode 40 W aufnehmen. Die Röhre arbeitet auf einer Welle von 60 cm noch mit dem praktisch durchaus brauchbaren Wirkungsgrad von etwa 20%. Eine analoge, noch etwas kleinere Röhre derselben Bauart liefert sogar auf einer Welle von 25 cm noch 0,5 W mit einem Wirkungsgrad von 10%.

Ein weiterer Fortschritt in der Beherrschung extrem hoher Frequenzen ist durch die Entwicklung von „Liliputröhren“ (Acorn-Tubes) erzielt worden, denen der Gedanke zugrunde liegt, durch proportionale Verkleinerung aller Dimensionen die Selbstinduktion der Zuleitungen und

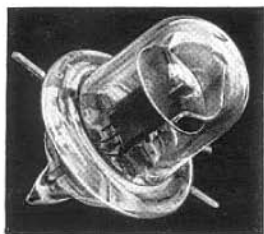


Abb. 84. Liliputröhre mit Glimmerabstützung der Elektroden und Ringeinschmelzung.

die gegenseitigen Elektrodenkapazitäten zu verringern, ohne die elektrischen Eigenschaften, wie Verstärkungsfaktor und inneren Widerstand zu beeinträchtigen. Eine derartige Dreipolröhre ist in der Abb. 84 im Lichtbild wiedergegeben [35]. Die Elektroden werden nur von den Zuführungen unter Zuhilfenahme von Glimmerabstützungen getragen. Die Kathode ist indirekt geheizt und hat einen Durchmesser von nur etwa 0,7 mm. Der Röhrenkolben ist aus zwei an den Rändern miteinander verschmolzenen Glasglocken zusammengesetzt. Die Elektrodenabstände liegen in der Größe von etwa 0,1 mm, und der Glaskolben hat einen Durchmesser von nur 12 mm, so daß die Liliputröhren eine Höchstleistung an Präzision darstellen. Die charakteristischen Daten der Type Radiotron 955 sind folgende:

Maximale Anodenspannung	180 V
Anodenstrom	8 mA
Innerer Widerstand	10—15000 Ω
Verstärkungsfaktor	25
Gitter-Anodenkapazität	1—1,5 cm.

Man erkennt, daß trotz der beträchtlichen Reduktion der inneren Kapazität die elektrischen Größen durchaus mit den Daten normaler Röhren vergleichbar sind.

Aufbau und Ansicht einer wassergekühlten Spezialröhre, die bei $\lambda=3$ m maximal noch 1 kW abzugeben vermag, ist der Abb. 85 zu entnehmen [36]. Die Anode *a* ist von einem Metallmantel *b* umgeben und wird durch das den Zwischenraum durchströmende Wasser gekühlt. Kathode und Gitter sind gemeinsam auf einem Quetschfuß aufgebaut (*c*) und werden von einer den Anodenzyylinder abschließenden und mit diesem durch eine Ringeinschmelzung verblasenen Glaskappe getragen, so daß sie frei in den Anodenraum hineinragen. Die Gitterleitung ist gesondert von den Heizleitungen seitlich ausgeführt. Während die spezifische Belastbarkeit strahlungsgekühlter Molybdänanoden etwa

6 W/cm² beträgt, vermögen wassergekühlte Anoden die 10fache Belastung und sogar bis zu 100 W/cm² aufzunehmen, wenn die Oberfläche durch Rippen, welche eine laminare Kühlwasserströmung verhindern, vergrößert wird. Wegen der starken Verringerung ihres inneren Widerstands sind Wasserkühlröhren den luftgekühlten Röhren hinsichtlich des Nutzeffekts beträchtlich überlegen, doch reichen sie wegen ihrer verhältnismäßig großen Abmessungen nur bis zu etwa 3 m

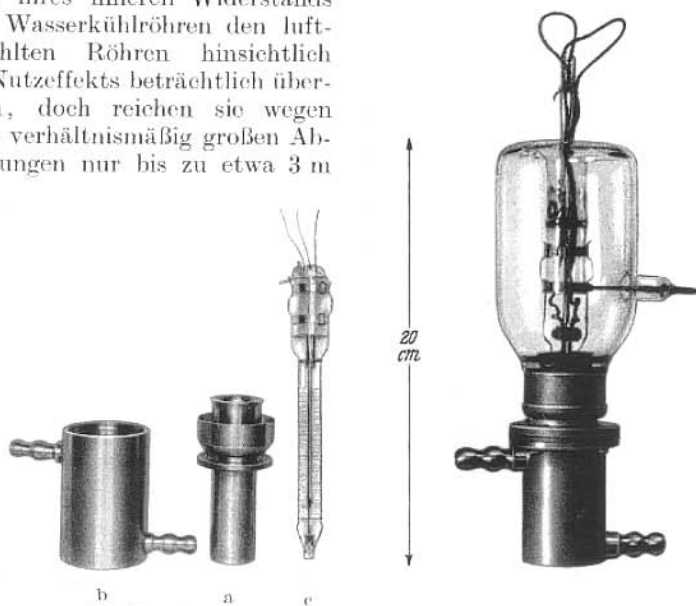


Abb. 85. Ultrakurzwellenröhre mit Wasserkühlung nach Rohde.

Wellenlänge herunter. Für Wellen bis 7 m werden Wasserkühlröhren mit Hochfrequenzleistungen bis zu 20 kW hergestellt, wobei sich noch ein Nutzeffekt von 60% erzielen läßt.

B. Der praktische Aufbau von Ultrakurzwelligensendern.

a) Einröhrensender.

Die Ausführungsformen, die sich auf Grund der verschiedenen Spezialschaltungen in Anpassung an die jeweils gewählte Senderröhre und im Hinblick auf zweckmäßige Anordnung der Schwingkreiselemente und auf kürzeste Leitungsführung durchbilden lassen, sind so mannigfaltig, daß hier einige besonders anschauliche und übersichtliche Beispiele genügen müssen.

Im ganzen stellt sich der Aufbau eines Ultrakurzwelligengenerators für größere Leistung und in einfacher Dreipunktschaltung wie in Abb. 86 dar. Den Hauptbestandteil bildet die Röhre, in diesem Fall eine luftgekühlte Telefunkenröhre der Type RS 207. Von den beiden seitlichen Durchführungen zu Gitter und Anode gehen zwei kurze Kupferrohrbügel zum Blockkondensator. Dieser besteht aus zwei ineinander passenden Metallzylindern, die in einem mit Paraffinöl gefüllten Glasgefäß stehen, und seine Kapazität kann durch Verschieben der Zylinder gegeneinander verändert

werden. Natürlich kann an dieser Stelle ebenso auch ein Kondensator mit festem Dielektrikum Verwendung finden, doch muß derselbe einerseits eine genügende Durchschlagfestigkeit und zum anderen geringe dielektrische Verluste aufweisen. Andernfalls erwärmt er sich bei den hohen Frequenzen bald so stark, daß der Durchschlag erfolgt. Sehr gut haben sich die „Minos Glasplattenverdichter“ der Firma Schott bewährt, während sich Quarzkondensatoren durch besonders niedrige Verluste

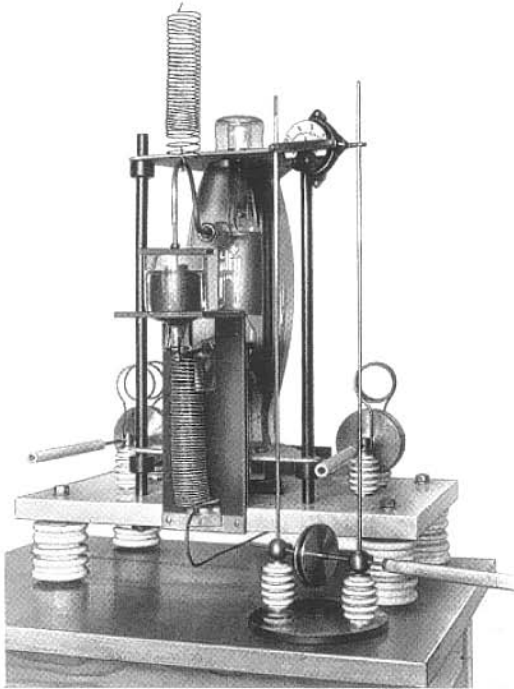


Abb. 86. Dreipunktsender für $\lambda = 3$ m.

und kleinen Umfang auszeichnen. Ebenso sind auch Drehkondensatoren mit Luft als Dielektrikum verwendbar, doch weisen diese zu starke Strahlungsverluste auf, weil die Platten aus Isolationsgründen ziemlich großen Abstand haben und verhältnismäßig groß sein müssen. An der Kathode liegen zwei Sperrkreise zur Verdrosselung der Heizleitungen. Der Sender gibt in der dargestellten Ausführung bei einer Welle von 3 m eine

Hochfrequenzleistung von etwa 300 W. Mit dem Sender ist ein Verbraucherkreis gekoppelt, bestehend aus zwei Paralleldrähten mit einer verschiebbaren, einen Strommesser enthaltenden Brücke, sowie aus einem veränderlichen

Plattenkondensator. Er dient zu Resonanzversuchen und zur Untersuchung der dielektrischen Erwärmung von in das Kondensatorfeld gebrachten Körpern und Substanzen.

Einen kleinen überaus zweckmäßig angeordneten Einröhrensender gibt die Abb. 87 wieder [37]. Die Welle ist durch Ausziehen des posaunenartig ausgebildeten Induktivitätsbügels in geringem Umfang veränderlich, während größere Wellenänderungen ein Auswechseln des ganzen Bügels erforderlich machen. Die benutzte Empfängerröhre kann natürlich nur wenige Watt Hochfrequenz liefern.

Um nach Möglichkeit zu vermeiden, daß die Röhre im unterspannten Zustand arbeitet und nicht voll ausgenutzt wird, ist die Gittervorspannung auf die steilste Stelle der Anodenstromcharakteristik einzuregulieren, was um so wichtiger ist, je kleiner die Schwingröhre ist. In solchen Fällen empfiehlt sich daher die Verwendung eines Gitterableit-

widerstandes, der den Arbeitspunkt an Stelle einer festen Vorspannung automatisch auf der Charakteristik einstellt. Sowohl der günstigste Wirkungsgrad als auch das erreichbare Maximum der Hochfrequenzenergie hängen stark von der Wahl des Gitterableitwiderstands ab und können durch Variation desselben optimal bestimmt werden.

In welcher Weise die Gitterableitung den Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der zugeführten Gleichstromleistung beeinflusst, geht aus den in Abb. 88a und b wiedergegebenen Messungen an zwei Telefunkenröhren der Type RE 134 und REN 904 hervor, indem bei einer konstanten Welle von 8,4 m verschiedene Ableitwiderstände als Parameter eingesetzt wurden [38]. Sämtliche Kurven steigen mit zunehmender Anodenleistung an, d. h. nicht nur die erzeugte Hochfrequenzleistung, sondern auch der Nutzeffekt nehmen mit höheren Spannungen zu. Ferner lassen die Diagramme eine starke Abhängigkeit von der Größe der Ableitung erkennen, denn als günstigster Wert ergibt sich für die RE 134 in diesem Wellengebiet $4-5000 \Omega$ und für die REN 904 $2-3000 \Omega$. Die optimal erreichbaren Wirkungsgrade sind in der nebenstehenden Tabelle zusammengestellt. Ihrer größeren Steilheit und ihres kleineren Innenwiderstands wegen ist die Anpassung

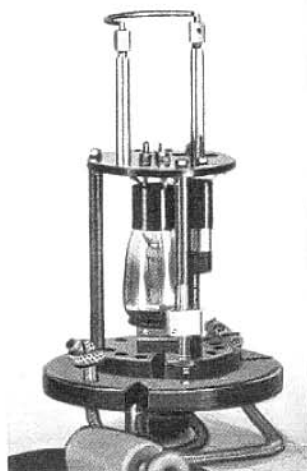


Abb. 87.
Lorenz-Sender für 3-m-Welle.

	$\lambda = 8,4 \text{ m}$		$\lambda = 3,12 \text{ m}$
	η	η''	η'''
RE 134 . .	44 %	41 %	33 %
REN 904 . .	63 %	37,4 %	31 %

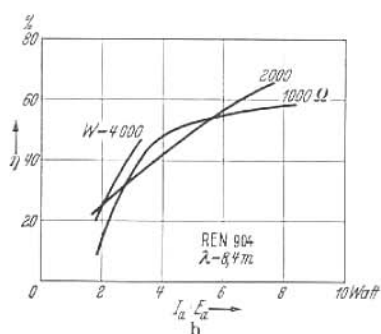
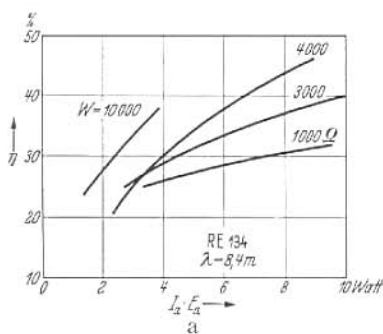


Abb. 88. Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Anodenbelastung bei verschiedenen Gitterableitungen nach Beck.

bei der indirekt geheizten REN 904 wesentlich günstiger. Ein Vergleich des Gesamtwirkungsgrades unter Berücksichtigung der Heizleistung ist deshalb berechtigt, weil bei Röhren mit indirekten Kathoden 50 % der

maximalen Anodenbelastung für die Heizung erforderlich ist, während dieser Betrag bei Senderröhren mit Wolframfäden nur 15–20% der Anodengleichstromleistung erreicht. Berücksichtigt man die Heizleistung, so erhält man für den Wirkungsgrad:

$$\eta' = \frac{\text{Hochfrequenzleistung}}{E_a \cdot i_a + E_h \cdot i_h}.$$

Hinsichtlich des Gesamtwirkungsgrades schneidet nach der Tabelle die indirekt geheizte Röhre wesentlich ungünstiger ab. Bei kürzeren Wellen ist die Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Belastung weniger ausgeprägt, was auf den unterspannten Zustand zurückzuführen ist. So ergeben sich für dieselben beiden Röhren auf 3,12 m Welle die ebenfalls in der Tabelle aufgeführten Werte η'' , die merklich niedriger als die bei längeren Wellen gemessenen Nutzeffekte sind.

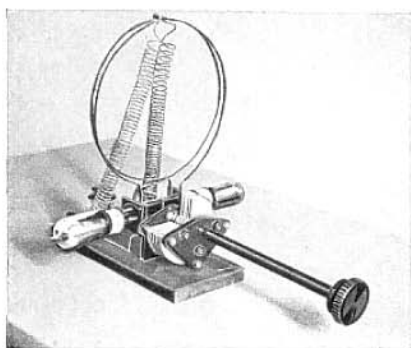


Abb. 89. Gegentaktsender von Mesny.

b) Gegentaktsender.

Die Anordnung und der Aufbau von Gegentaktsendern erfolgt praktisch nach denselben Gesichtspunkten wie der von Einröhrengeneratoren, können dieselben doch nicht nur schaltungsmäßig, sondern auch ihrem ganzen Aufbau nach durch spiegelbildliche Verdopplung von Einröhrenanordnungen entstanden gedacht werden. Durch Doppelröhren, die in einem gemeinsamen Glasgefäß zwei Elektroden-

systeme enthalten, läßt sich der Aufbau eines Gegentaktsenders vereinfachen [39]. Bei größeren Leistungen ist es jedoch unzuweckmäßig, wenn die Elektroden zu dicht nebeneinander angeordnet werden, weil ihre gegenseitigen Kapazitäten zu groß sein können, und weil die hochfrequenten Ausgleichströme die beiden Anoden ungleichmäßig beanspruchen. So können beispielsweise die einander zugekehrten Anodenhälften zum Glühen kommen, während die abgewandten noch völlig dunkel bleiben, unter welchen Umständen die Röhren natürlich niemals voll belastbar sein werden.

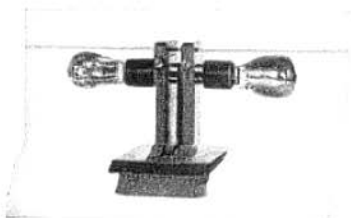


Abb. 90. Ausführung eines Holborn-Senders für $\lambda = 1,1$ m.

Eine praktische Ausführungsform des Gegentaktsenders von Mesny zeigt die

Abb. 89 [40]. Je nach Größe der Induktivitätsbügel und des im Anodenkreis liegenden Kondensators läßt sich ohne Schwierigkeit ein Wellenbereich von mehreren Metern bestreichen. Bei Wellen bis zu 3 m liefern moderne Empfängerröhren ohne Überanspruchung etwa 5 W Hochfrequenzleistung. Hinsichtlich der Gitterableitung gilt das vorher

Gesagte, wenn man den Widerstandswert auf jede Röhre einzeln bezieht, d. h. ihn bei gleichzeitiger Parallelableitung beider Röhren halbiert.

Um die Welle weiter zu verkürzen, geht man zweckmäßig zu der reduzierten Form des Holborn-Generators über. Die Entsockelung der Röhren bringt gegenüber den inneren Elektrodenkapazitäten und dem Quetschfuß keine allzugroßen Verbesserungen mehr, so daß man die Röhren mit ihren Steckerstiften unmittelbar aneinanderstoßend anordnen kann, wie es die Abb. 90 im Lichtbild zeigt. Soll die Frequenz variabel sein, so müssen ineinandergpassende Metallrohre zwischengeschaltet werden. Mit 2 Röhren der Type REN 904 ist auf diese Weise eine Grenzwellenlänge von 1,1 m mit ungefähr 1,5 W Hochfrequenzleistung zu erzeugen [41].

Eine noch kürzere Welle, nämlich 1,05 m liefert die in Abb. 91 schematisch dargestellte Anordnung. Bei dieser sind, um die Elektrodenzuleitungen möglichst kurz halten zu können, die beiden Elektroden systeme in einem Glaskörper untergebracht und durch kurze Außenbügel verbunden [42]. Es zeigt sich, daß die Bügel bei der obigen Grenzwellenlänge noch längst nicht ihre geringste Größe haben, was zweifelsohne der ungünstigen Anpassung der mit Wolframfäden ausgerüsteten Röhre zugeschrieben werden muß. Aus demselben Grund hat auch die Einschließung der Induktivitätsbügel in das Röhrengefäß nicht zu dem Erfolg geführt [43], wie ihn die Verwendung moderner Oxydröhren mit großer Steilheit erwarten läßt.

Um die Welle eines Gegentaktsenders, der vollkommen in den Röhrenkolben eingeschlossen ist, von außen einstellen zu können, ist vorgeschlagen worden, an die beiden Anoden Bleche anzuschweißen, und diesen außerhalb der Röhre zwei entsprechende Bleche, die durch einen Drahtbügel miteinander verbunden sind, gegenüberzustellen [44]. Mit dem Abstand der Außenplatten von den Innenblechen ändert sich dann die Frequenz des Senders.

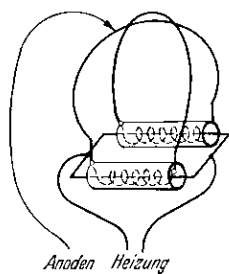


Abb. 91. Gegentaktsender für $\lambda \approx 1,05$ m von Englund.

c) Vermeidung von Verlusten.

Auch die bestentwickelte Senderschaltung und die sorgfältigste Abgleichung der Betriebsverhältnisse bleibt wirkungslos, wenn nicht durch Verwendung zweckmäßiger Aufbau- und Schaltelemente den besonderen Anforderungen der Ultrakurzwellen Rechnung getragen wird. Zwar lassen sich die Induktivitäten der Zuleitungen auf schaltungstechnischem Wege, und die störenden gegenseitigen und Erdkapazitäten durch geschickten Aufbau klein halten, die Energieverluste durch elektrische und magnetische Streufelder innerhalb der Schaltung können jedoch nur durch sorgfältige Auswahl der Leiter- und Isolationsmaterialien vermieden werden.

a) **Stromverdrängungserscheinungen.** Während bei Gleichstrom der ganze Querschnitt eines Leiters gleichmäßig an der Stromführung teilnimmt, haben bei Wechselströmen die Stromfäden im Inneren des Leiters wegen der Abnahme der magnetischen Feldstärke von der Mitte

des Leiterquerschnittes nach der Oberfläche hin größere Selbstinduktion und höheren Wechselstromwiderstand, und die Stromdichte steigt infolgedessen an der Oberfläche gegenüber dem Leiterinneren an. Bei sehr hohen Frequenzen fließt der Strom nur noch in einer dünnen Oberflächenschicht, weshalb die scheinbare Verminderung des Leiterquerschnitts und die daraus resultierende Widerstandserhöhung als Haut- oder Skineneffekt bezeichnet wird. Bei magnetischen Materialien kommen zu den erhöhten Ohmschen Verlusten noch Hysteresisverluste hinzu.

Auf Grund der Verteilung eines Wechselstroms in einem geradlinigen Leiter von kreisförmigem Querschnitt ist die durch die Stromverdrängung verursachte Widerstandserhöhung eine Funktion der Größe [45]:

$$K = 1,41 \cdot r \cdot k \sqrt{\nu}, \text{ worin:}$$

r = Drahtradius in cm und

ν = Frequenz in Hz ist,

und worin die Konstante k durch die Gleichung:

$$k = \pi \sqrt{\frac{\kappa \mu}{2 \cdot 10^9}} = 7 \cdot 10^{-3} \sqrt{\kappa \mu}$$

gegeben ist, wenn κ das Leitvermögen bezogen auf m/mm² und μ die magnetische Leitfähigkeit bedeuten. Diese für den Skineneffekt maßgebende Konstante hängt also von der Natur des Leitermaterials ab und ist für einige der hauptsächlich in Frage kommenden Stoffe in der folgenden Tabelle angegeben.

Material	κ	μ	k
Kupfer	58,7	1	$5,37 \cdot 10^{-2}$
Platin	6,95	1	1,85
Nickel	4,27	1	1,10
Manganin . . .	2,35	1	1,07
Konstantan . .	2,03	1	1,00

Bei sehr hohen Frequenzen und nicht zu dünnen Drähten ergibt sich die Widerstandserhöhung durch den Skineneffekt, d. h. das Verhältnis des Wechselstromwiderstands R_w zum Gleichstromwiderstand R_0 zu:

$$R_w/R_0 = K^2 = 0,25$$

$$= 1,41 \cdot r \cdot k \cdot \sqrt{\nu} = 0,25.$$

Wie man aus den Werten der Tabelle ersieht, ist die der Widerstandserhöhung proportionale Konstante k bei Kupfer etwa 5mal größer als bei den Widerstandsmaterialien. Vergleicht man demnach zwei Leiter mit verschiedenem Leitvermögen, beispielsweise aus Kupfer und Konstantan von gleichen Querschnitten und bei gleicher Frequenz miteinander, so erhält man als Verhältnis ihrer Wechselstromwiderstände:

$$\frac{R_{wK0}}{R_{wCu}} = \frac{R_{0K0} \cdot 1,41 \cdot r \cdot k_{K0} \sqrt{\nu}}{R_{0Cu} \cdot 1,41 \cdot r \cdot k_{Cu} \sqrt{\nu}} = 0,25$$

oder wenn die Stromverdrängung sehr groß wird, wegen $R_0 = \frac{1}{q \cdot \kappa}$ und wegen $k = \text{const} \sqrt{\kappa}$:

$$\frac{R_{wK0}}{R_{wCu}} = \sqrt{\frac{\kappa_{K0}}{\kappa_{Cu}}} = 5,4.$$

Selbst bei stärkster Stromverdrängung, d. h. bei noch so großen Leiterquerschnitten und noch so hohen Frequenzen kann das Verhältnis der Wechselstromwiderstände nur bis auf diesen Betrag absinken, doch kann niemals der Widerstand eines Kupferdrahtes den eines gleich starken Konstantandrahtes übersteigen, wie es bisweilen in der Literatur angenommen wird.

Die Abb. 92 veranschaulicht den Skinneffekt an Kupferdrähten verschiedenen Durchmessers. Es ist aufgetragen, bei welchen Frequenzen der Wechselstromwiderstand 1,01-, 1,1-, 2-, 10- und 50mal so groß wie der Gleichstromwiderstand R_0 wird. Schon bei verhältnismäßig niedrigen Frequenzen ist die Widerstandserhöhung merklich: im Gebiet der Ultrakurzwellen muß daher immer mit dem Skinneffekt gerechnet werden.

Verdrillte Litzendrähte zeigen bei sehr hohen Frequenzen ein rapides Anwachsen der Verluste, weil durch die Verdrillung die Induktivität der Einzeldrähte so groß wird, daß der Hochfrequenzstrom längs des Litzendrahtes einen kleineren kapazitiven Widerstand von Draht zu Draht vorfindet als über die Einzeldrähte. Dieser Umstand verdient besondere Beachtung bei einzelnen Senderöhren (vgl. Abb. 82), deren verdrillte Zuleitungen daher am besten zu entfernen sind.

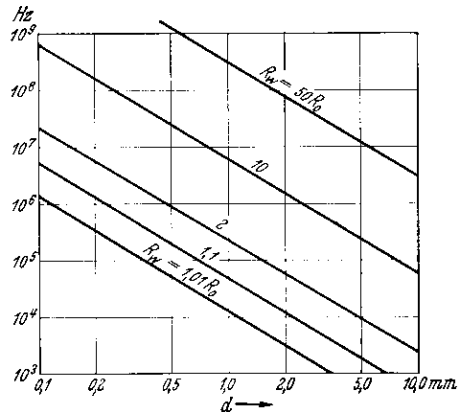


Abb. 92. Skinneffekt bei Kupferdrähten.

β) **Dielektrische Verluste.** Die im Inneren der Schwingkreisinduktivität um die hochfrequenzführenden Leiter sowie zwischen den Kondensatorplatten entstehenden elektrischen Wechselfelder verursachen in den ihnen ausgesetzten Isolationsmaterialien dielektrische Verluste, die sich stets in Wärme umsetzen und bei extrem hohen Frequenzen einen merklichen Anteil der Schwingungsenergie absorbieren können. Die Keramik hat in den letzten Jahren nun eine Reihe von Isolierstoffen hervorgebracht, die infolge ihrer wertvollen elektrischen Eigenschaften zu einer Umwälzung auf dem Gebiet der Hochfrequenzisolation geführt und zum Teil ganz neue Entwicklungsmöglichkeiten eröffnet haben. Es sind dies die auf einer Talkum-Specksteinbasis aufgebauten Magnesiumsilikatmassen Calit, Calan, Frequentit und Frequentia, sowie das für die Zwecke der Ultrakurzwellenteknik bestimmte Ultra-Calan. Bei diesem Material, einer in ihrem Aufbau von den vorgenannten Stoffen grundsätzlich abweichenden magnesiumreichen Sondermasse, ist es auf synthetischem Wege gelungen, die Verlustwinkel der besten Naturerzeugnisse und damit der hochwertigsten festen Isolierstoffe überhaupt zu erreichen, wie aus der folgenden Tabelle zu entnehmen ist [46]. Darin ist der Tangens des Verlustwinkels δ sowie die Dielektrizitätskonstante von verschiedenen gebräuchlichen Isolierstoffen bei verschiedenen Wellenlängen angegeben¹:

¹ Siehe auch Band II, Kapitel 6, Abschnitt 5 D.

Material	$\operatorname{tg} \delta \cdot 10^{-4}$				
	$\lambda = 100 \text{ m}$	30 m	6 m	3 m	ε
Quarz	1,0	1,0	1,1	1,1	4,7
Ultra-Calan . .	1,0	1,0	1,1	1,1	7,1
Glimmer	1,7	1,7	1,7	—	7,0
Quarzglas . . .	1,8	1,7	1,7	—	4,2
Calan	2,8	2,6	2,5	1,8	6,6
Frequenta . . .	3,0	2,8	2,6	—	6,1
Calit	3,7	3,4	3,2	—	6,5
Mycalex	19	18	18	—	8
Hartgummi . . .	65	57	53	—	3
Pertinax	350	720	1000	—	5,4

Der Vergleich der verschiedenen Verlustwinkel läßt am besten die Überlegenheit dieser keramischen Isolierstoffe über die bisher gebräuchlichen Materialien wie Hartgummi und Pertinax erkennen. Technisch sind die keramischen Körper ebenso wie Porzellan zu behandeln, d. h. sie entziehen sich einer nachträglichen Bearbeitung; besonders Ultra-Calan muß einen sehr sorgfältigen Fertigungsprozeß durchlaufen und läßt sich infolgedessen nicht in beliebig komplizierten Formen herstellen.

Abb. 93. Ultrakurzwellenspule, auf keramischen Rohrträger aufgebrannt. (Steatit-Magnesia A. G.)

freitragend aufwickeln lassen, liegt es nahe, ein keramisches Rohr als Spulenkörper zu verwenden und eine spiralförmige Metallschicht als Wicklung aufzuschmelzen oder einzubringen, die dann elektrolytisch oder durch Aufspritzen weiteren Metalls verstärkt werden kann

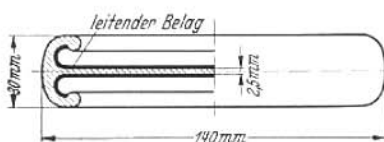


Abb. 94. Plattenkondensator mit keramischem Dielektrikum (Heschö¹).

wobei die Elastizität des Leiters den Unterschied zwischen beiden Ausdehnungen ausgleichen muß. Wegen der Bandform des Leiters sind die Verluste durch die Eigenkapazität der Wicklung und durch den Skin-effekt äußerst gering.

Die hohe Durchschlagfestigkeit der keramischen Isolierstoffe von 35—40 kV/mm ermöglicht die Herstellung keramischer Kondensatoren mit platten- oder scheibenförmigen Isolationskörpern, auf die beiderseitig eine Metallbelegung, die erforderlichenfalls durch Bespritzen oder dergleichen verstärkt werden kann, aufgeschmolzen ist. Versieht man die Trägerplatte nach Art der Abb. 94 mit einem wulstförmigen Rand,

¹ Hermsdorf-Schomburg-Isolatoren-Gesellschaft.

Obschon sich die für Ultrakurzwellen benötigten Schwingkreisspulen mit ihren wenigen Windungen bequem

(Abb. 93) [47]. Diese Schicht haftet, wenn sie nicht zu dick ist, so fest auf dem Isolationskörper, daß für die Ausdehnung des Leiters bei Temperaturschwankungen nicht mehr sein eigener Ausdehnungskoeffizient, sondern vielmehr der viel geringere des keramischen Trägers maßgebend ist,

so werden Durchschläge an den äußeren Rändern der Belegungen sowie Glimm- und Sprühentladungen vermieden, so daß derartige Kondensatoren ohne weiteres einer elektrostatischen Belastung durch viele Kilovolt ausgesetzt werden können. An Kondensatoren aus Ultracalan ergeben sich als Temperaturkoeffizient je Grad Celsius für die Kapazität und den Verlustwinkel zwischen 20 und 100° folgende Werte:

$$\Delta C/C = +1 \cdot 10^{-4} \quad \text{und} \quad \Delta \delta/\delta = +0,6 \cdot 10^{-2}.$$

Ein weiterer, für die Ultrakurzwellenteknik bedeutsamer Fortschritt läuft auf eine Verringerung der Abmessungen und des Raumbedarfs

der keramischen Kondensatoren hinaus und ist durch Schaffung eines neuartigen Isolierstoffs, der die Namen „Condensa“¹ und „Kerafar“² führt, erzielt worden. Diese Stoffe enthalten als wesentlichen Bestandteil einen Grundstoff großer Dielektrizitätskonstante, nämlich das Rutil, eine Mineralform des Titandioxyds. Je nach dem Prozentsatz der Beimischung besitzen die neuen Kondensator-Baustoffe eine Dielektrizitätskonstante von 50 bis 70, die

unter Verzicht auf kleinste Verlustwinkel bis auf 100 erhöht werden kann. Zieht man zum Vergleich die Konstanten der bisher im Kondensatorbau verwendeten Dielektrika, wie Quarz mit $\epsilon = 4,7$ und Glimmer mit 7 heran, so liegt der durch das neue Kondensatormaterial ermög-

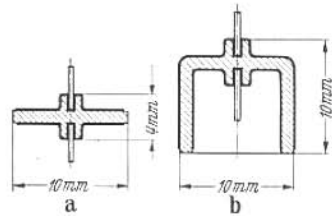


Abb. 95. Kleinkondensatoren (Hescho').

lichte Fortschritt auf der Hand. Gerade in der Ultrakurzwellenteknik, wo die baulichen Abmessungen eines Kondensators oftmals von Bedeutung sind, ist die Verwendung kleinster scheibenförmiger Kondensatoren aus Condensa aussichtsreich geworden. Die Abb. 95a gibt die Konstruktion und Abmessungen eines solchen Plattenkondensators mit aufgebraunten Metallbelegungen wieder, der mit Kapazitätswerten von 25–50 cm hergestellt werden kann, während die Form b

Kapazitäten von 50–120 cm zuläßt. Die Metallbelegungen sind so fest, daß die Anschlußdrähte unmittelbar eingelötet werden können.

Natürlich lassen sich auch die dielektrischen Verluste variabler Luftkondensatoren durch Verwendung keramischer Abstützungen vermindern. Als Ausführungsbeispiel zeigt die Abb. 96 einen für Ultrakurzwellen besonders geeigneten Plattenkondensator, der von einem einteiligen Calitgestell getragen wird. Bei dem kleinen thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Calits ist ein solcher Kondensator gegen Temperaturschwankungen äußerst unempfindlich und nahezu vollkommen frei von Dämpfungsverlusten.

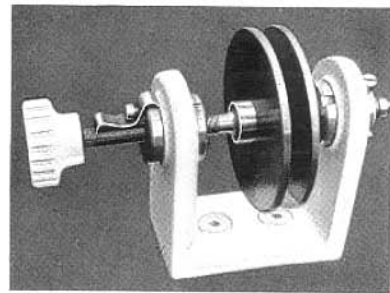


Abb. 96. Variabler Plattenkondensator mit keramischer Halterung.

¹ Hermsdorf-Schomberg-Isolatoren-Gesellschaft. ² Steatit-Magnesia A.G.

Schließlich ist in der Abb. 97 als besonders anschauliches Beispiel für die Verwendung keramischer Baustoffe ein Ultrakurzwellensender für $\lambda = 3$ m wiedergegeben, dessen Dämpfungsverluste durch Verwendung von Calit und Calan für alle Isolierungen auf das Äußerste reduziert sind. Nachdem es gelungen ist, Calit und Glas vakuumdicht zu verschmelzen, besteht die Aussicht, daß zukünftig auch in der Röhrentechnik überall da, wo eine

Herabsetzung der Verluste wünschenswert ist, z. B. im Quetschfuß und in den Elektrodhalterungen keramische Isolierstoffe Eingang finden werden.

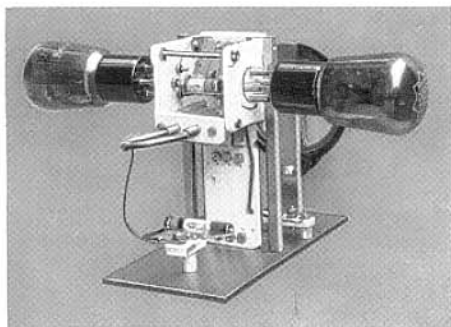


Abb. 97.
Ultrakurzwellensender mit keramischen Isolierteilen.

mäßig ein Lechersches Paralleldrahtsystem mit Gitter und Anode verbunden. Dasselbe besteht aus zwei im Abstand von wenigen Zentimetern

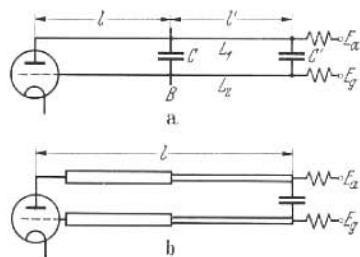


Abb. 98. Ausführungsform eines Senders mit variabler Lecher-Leitung; a mit verschiebbarer Reflexionsbrücke und b mit ausziehbaren Röhren.

elektrisch wirksame Länge l wird durch Verschieben der Abstimmbrücke B variiert, zum anderen kann das Paralleldrahtsystem auch aus posaunenartig ausziehbaren Röhren hergestellt werden, so daß sich seine wirkliche Länge ändern läßt (Abb. 98b) [48]. Die erste Anordnung hat den Nachteil, daß bei einer bestimmten Brückenstellung die rückwärtigen Drahtenden l' in Resonanz geraten können, nämlich dann, wenn die vom Sender erzeugte Welle gleich $4l'$ ist. Diese Resonanzeffekte können leicht zu Instabilitäten und Frequenzsprüngen Anlaß geben und den Sender sogar durch Energieentziehung vollkommen zum Aussetzen bringen. Um dies zu vermeiden, empfiehlt es sich, die Drahtenden gegebenenfalls durch einen größeren Kondensator C' miteinander

C. Die kürzesten Wellen.

a) Dreipunktschaltung mit Lecher-Drähten.

Um zu den höchsten, mit einer gegebenen Röhre erreichbaren Frequenzen zu gelangen, wird als Induktivität zweck-

mäßig ein Lechersches Paralleldrahtsystem mit Gitter und Anode verbunden. Dasselbe besteht aus zwei im Abstand von wenigen Zentimetern parallellaufenden Drähten und wird an seinem der Röhre abgewandten Ende durch einen, beide Drähte verbindenden Bügel, der zur Trennung der Elektrodengleichspannungen kapazitiv unterbrochen sein kann, abgeschlossen. Die Änderung der Drahtlänge l bietet eine bequeme Möglichkeit, die Frequenz zu variieren und sich der tatsächlichen Grenzwellenlänge zu nähern. Praktisch sind zwei Ausführungsformen möglich. Einmal werden der Abb. 98a entsprechend zwei feste Drähte L_1 und L_2 von der Röhre aus gespannt und nur die

zu verbinden, oder die Brücke B als vollkommen reflektierende Plattenbrücke auszubilden. Bei der zweiten Anordnung sind solche Störungen von vornherein unmöglich, doch kann die Länge l aus rein mechanischen Gründen nicht in so weiten Grenzen verändert werden.

Bildet man den Generator so aus, daß sich das äußere Abstimmssystem auswechseln läßt, so kann nach Belieben ein Resonanzkreis mit veränderlicher Kapazität und Induktivität oder ein Lecher-System benutzt werden. Die Abb. 99 zeigt schematisch eine derartige Einröhrenanordnung [49], die elektrisch den beiden Dreipunktschaltungen aus Abb. 45 und 46a entspricht und sich nur durch Fortfall des Ableitwiderstands W , der bei den höchsten Frequenzen hinderlich ist, von diesen unterscheidet. Während der Schwingkreis a mit zwei auswechselbaren Induktivitätsbügeln einen Wellenbereich von 10—2,5 m bestreicht, konnte die Wellenlänge in Anordnung b bei Verwendung einer gasgefüllten „Ultra“-Röhre bis 92 cm verkürzt werden, während eine TKD-Röhre der Type 4 C 130 in dieser Anordnung bis $\lambda = 95$ cm reicht.

Die an einem Ende kurzgeschlossene und am anderen Ende durch die Röhrenkapazität C_0 belastete Paralleldrahtleitung bildet einen stetigen Übergang vom quasistationären Thomsonschen Schwingungskreis zum Lecher'schen Drahtsystem mit verteilten Induktivitäten und Kapazitäten, auf welchem sich durch Reflexionen an den Enden stehende Wellen ausbilden und dessen Länge infolgedessen immer ein ganzes Vielfaches von $\lambda/4$ sein muß. Allgemein wird der Schwingungszustand einer durch C_0 belasteten Doppelleitung durch die Formel

$$\omega \operatorname{tg} \frac{\omega l}{v} = \frac{1}{C_0 L v}$$

beschrieben, wenn L und C die verteilte Induktivität und Kapazität auf die Längeneinheit bedeuten. Um ein einfaches Bild von der Frequenzabhängigkeit der Anordnung zu erhalten, geht man am besten von folgenden beiden Grenzfällen aus:

1. Die Länge l der Paralleldrähte sei so groß, daß die Belastungskapazität C_0 gegenüber der gesamten Kapazität $C \cdot l$ der Paralleldrähte verschwindet, d. h. $C_0 = 0$. Dann ist:

$$\operatorname{tg} \frac{\omega l}{v} = \infty$$

$$\frac{\omega l}{v} = n \frac{\pi}{2} \quad (n = 1, 2, 3 \dots)$$

und aus $\omega \lambda = 2\pi v$ folgt:

$$\lambda = \frac{4 \cdot l}{n}$$

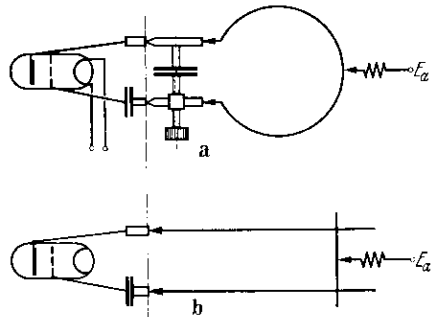


Abb. 99. 1—10-m-Sender nach Hollmann: a mit auswechselbarem Resonanzkreis und b mit auswechselbaren Lecher-Drähten.

oder bei Beschränkung auf die Grundwelle ($n=1$):

$$\lambda = 4 \cdot l.$$

2. Ist l hingegen sehr klein, so daß $l \cdot C$ gegenüber C_0 vernachlässigt werden kann, so wird die tg-Funktion gleich dem Argument und man erhält unter Berücksichtigung von $v^2 = 1/LC$:

$$\lambda = \frac{1}{2\pi} \sqrt{l \frac{C_0}{C}}.$$

Aus diesen beiden Betrachtungen geht hervor, daß die Eigenwelle des Systems bei großer Drahtlänge dieser direkt, bei kleiner dagegen der Wurzel aus l proportional verläuft. Im ersten Fall liegt also eine reine, in Viertelwellen schwingende Lecher-Leitung, im zweiten Fall mehr ein Thomsonseher Schwingungskreis vor, wenn man die Bügelänge l der Induktivität proportional setzt. Die Abstimmkurve $\lambda - f(l)$ eines der-

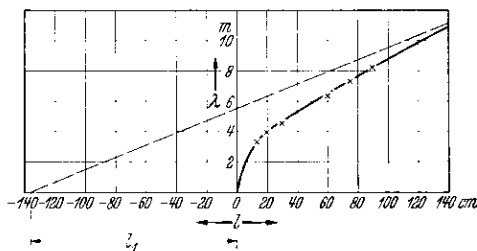


Abb. 100. Abstimmkurve einer durch die Schwingröhre belasteten Lecher-Leitung nach Kling.

artigen Generators muß infolgedessen den in Abb. 100 wiedergegebenen Verlauf nehmen [50].

Wird der lineare Teil dieser Eichkurve über die Ordinatenachse hinaus bis zur Abszisse ($\lambda=0$) verlängert, so schneidet die Verlängerung die negative Länge l_1 ab, die als „äquivalente Grenzlänge“ der Röhre zu bezeichnen ist, d. h. als die Strecke, um die sich das System infolge

der kapazitiven Belastung gegenüber $\lambda/4$ verkürzt. Theoretisch wird l_1 in guter Näherung gegeben durch:

$$l_1 = C_0/C$$

und für den der Abb. 100 zugrunde liegenden Generator ergibt sich danach 136 cm. Da in dem auf $C_0=0$ reduzierten Fall $\lambda=4(l-l_1)$ sein muß,

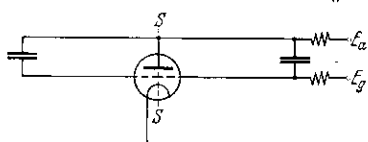


Abb. 101. Belastung einer in 2:2 schwingenden Doppelleitung durch die Schwingröhre.

läßt sich die idealisierte Eichgerade mit der Neigung 4 in das Diagramm einzeichnen. Man erkennt, daß sich die experimentelle Kurve dieser Geraden in Übereinstimmung mit der Theorie asymptotisch nähert. Umgekehrt erlaubt die Methode eine einfache und genaue Messung der inneren Röhrenkapazitäten,

wenn nur die Abstimmkurve soweit aufgenommen wird, bis sie sich der idealisierten Eichgeraden genügend nähert.

Der verkürzende Einfluß der Röhre kann vermindert werden, wenn die Röhre nicht die in einer Viertelwelle, sondern in einer Halbwelle schwingende Lecher-Leitung belastet, zu welchem Zweck sie nach Abb. 101 in die Mitte einer beiderseitig kurzgeschlossenen Doppelleitung einzuschalten ist [51]. Denkt man sich die Anordnung in der Symmetrieebene $S-S$ in zwei Einzelgeneratoren zerlegt, so ist ohne weiteres ersichtlich, daß für jeden dieser Einzelgeneratoren nur die halbe Röhre zur Wirkung kommt, so daß auch die äquivalente Länge l_1 nur halb so

groß wird, wie bei der vorangehenden Anordnung. Gleichzeitig hat diese Maßnahme eine Vergrößerung des Verhältnisses L/C_0 , das heißt eine bessere Anpassung zur Folge.

Um mit normalen Empfängerröhren zu Wellen unter 1 m zu gelangen, verzichtet man am besten auf eine veränderliche Frequenzskala und befestigt in unmittelbarer Nähe des Quetschfußes der entsockelten Röhre auf den zu Gitter und Anode führenden Drähten einen Kurzschlußkondensator, welcher dann die Brücke für die als Lecher-Drähte wirkenden Elektrodenzuleitungen bildet. Auf diese Weise sind mit den verschiedensten Röhrentypen Wellen von 60 cm [52] bis 42 cm [53] („Ultraaudion“) zu erhalten, doch ist die Leistung dieser Grenzwellen naturgemäß verschwindend klein. Auch hier verbessert die Einschaltung von Drosseln hinter den Blockkondensator die Schwingungsanfachung etwas.

b) Senderanordnungen mit kapazitätsarmen Röhren.

Am besten eignen sich natürlich kapazitätsarme Spezialröhren zum Aufbau eines Ultrakurzwellensenders, vor allem wenn es sich darum handelt, die Frequenz möglichst hoch zu treiben. So reicht die in Abb. 102 schematisch wiedergegebene Anordnung, welche durch Aufsetzen eines freitragenden Parallelrohrsystems auf eine kapazitätsarme Röhre



Abb. 102. Ultrakurzwellensender für $\lambda = 82$ cm.

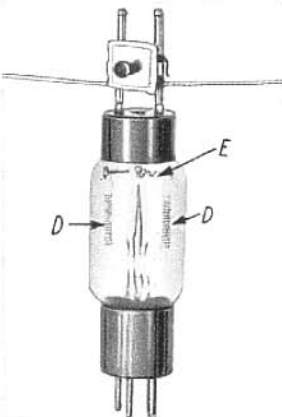


Abb. 103. 50-cm-Sender von Lorenz.

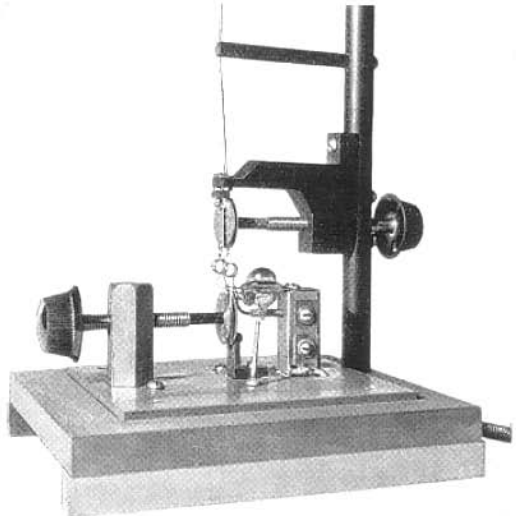


Abb. 101. 1-m-Sender mit Liliputröhre.

nach Art der Type TMC (Abb. 78) entsteht, bis zu 82 cm Welle herunter und gibt bei 90 cm noch eine Hochfrequenzenergie von mehreren Zehntel Watt ab [54].

Von der Lorenz-Gesellschaft ist eine Röhre entwickelt worden, deren Zuleitungen innerhalb des Glaskolbens dadurch wesentlich verkürzt sind, daß das Elektrodensystem E in nächster Nähe der Glaseinschmelzungen angeordnet ist (Abb. 103). Die Elektroden werden über zwei, auf die Glasabstützungen innerhalb der Röhre aufgewickelte Drosseln D vom Quetschfuß aus gespeist. Der abgebildete Sender liefert eine Welle von 50 cm, doch ist die von dem winzigen Elektrodensystem abgegebene Schwingenergie äußerst gering [55].

Die Abb. 104 zeigt einen mit einer Liliputröhre nach Abb. 84 ausgerüsteten und in normaler Dreipunktschaltung arbeitenden Sender für 100 cm Welle [35]. An den Schwingkreis ist vermittels eines Sekundärkreises eine Antenne angekoppelt. Die von der Röhre abgegebene Hochfrequenzleistung beträgt bei der angegebenen Welle etwa 0,5 W, die bei kurzzeitiger

Überlastung auch bei $\lambda = 50$ cm noch erreicht werden kann. Im Grenzfalle vermag die abgebildete Anordnung noch eine Welle von 30 cm zu liefern.

Um ein Bild davon zu geben, welche Leistungen und Wellenlängen bei dem gegenwärtigen Stand der Technik mit besonderen Röhren überhaupt zu erreichen sind, ist in der Abb. 105 die mit zwei der in Abb. 80 und 83 dargestellten Röhren im Gegentaktbetrieb erzeugte Hochfrequenzleistung zusammen mit dem jeweiligen Wirkungsgrad als Funktion der Frequenz aufgetragen [34]. Man erkennt deutlich, wie die Wirkungsgrade, die bei den tieferen Frequenzen noch

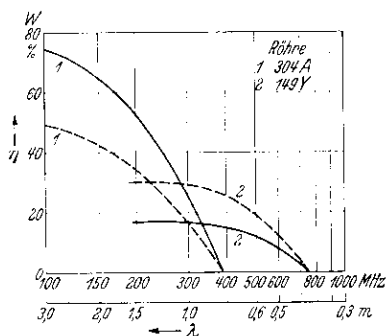


Abb. 105. Leistungs- (—) und Wirkungsgradkurven (---) der beiden in den Abb. 80 und 83 dargestellten Röhren nach Fay und Samuel.

durchaus mit den in der normalen Hochfrequenztechnik üblichen vergleichbar sind, nach höheren Frequenzen zu rapid abfallen, was nicht nur in den ungünstiger werdenden Anpassungsverhältnissen, sondern auch in der Trägheit der Elektronenbewegung seine Ursache hat.

Diese Darstellungen und Angaben mögen genügen, um Richtlinien für den zweckmäßigen Aufbau eines Rückkoppelsenders für ultrakurze Wellen zu geben. Je nach Verwendungszweck und nach den vorhandenen Mitteln sind natürlich die verschiedensten Variationen möglich.

B. Frequenzstabilisierung bei Ultrakurzwellen.

a) Die Abhängigkeit der Frequenz von den Betriebsverhältnissen.

In der Praxis der drahtlosen Nachrichtentechnik werden an einen Ultrakurzwellensender besonders hohe Anforderungen gestellt. Abgesehen von der Forderung nach einem Mindestmaß an Leistung und einer mehr oder weniger weitgehenden Veränderlichkeit der Wellenskala muß im Hinblick auf das Überlagerungsprinzip die größte Frequenzkonstanz verlangt werden. Ist dies schon bei langwelligen Sendern im allgemeinen nur durch besondere Maßnahmen, wie Kristallsteuerung zu

restloser Zufriedenheit zu erreichen, so wachsen die Schwierigkeiten immer mehr, je kürzer die erzeugten Wellen sind. Beträgt z. B. bei einer 1000-m-Welle ($3 \cdot 10^5$ Hz) der Schwebungston 1000 Hz, so bewirkt eine Frequenzschwankung um 0,033% eine Tonhöhenänderung um 10%; damit eine derartige Änderung des Schwebungstons auch bei einer 10-m-Welle ($3 \cdot 10^7$ Hz) nicht überschritten wird, muß die Frequenz nunmehr auf 0,00033% konstant gehalten werden. Aus diesem Beispiel erkennt man mit aller Deutlichkeit, welch großer Wert bei Ultrakurzwellen auf die Frequenzkonstanz gelegt werden muß.

An sich soll die Frequenz einer Selbsterregungsschaltung von den Dimensionen der angefachten Schwingungsgebilde unveränderlich vorgeschrieben werden, doch gehen in die elektrischen Daten der Resonanzkreise und des Anfachungsorgans, d. h. der Röhre, eine Anzahl von Störfaktoren mit ein, die an sich natürlich auch bei längeren Wellen vorhanden sind, sich bei den extrem hohen Frequenzen indessen in besonders starkem Maße bemerkbar machen.

Die stärkste äußere Beeinflussung erfährt die Frequenz durch die Erd- und Handkapazität, welche dem Schwingkreis-kondensator oder der Röhre parallel liegend zu denken ist und die Abstimmung als Zusatzkapazität unmittelbar beeinflusst. Hier vermag nur sorgfältige Abschirmung, Verdrosselung der Speiseleitungen und zweckmäßige Anordnung der Bedienungsgriffe in der aus der normalen Hochfrequenztechnik bekannten Weise Abhilfe zu schaffen. Schwieriger sind die Frequenzschwankungen zu bekämpfen, die in physikalisch begründeten Erscheinungen ihre Ursache haben, wobei zwei Einflüsse unterschieden werden sollen, nämlich erstens die Veränderung elektrischer Größen durch Erwärmung und zweitens die direkte Einwirkung der Betriebsverhältnisse.

Das Organ, welches den stärksten thermischen Veränderungen ausgesetzt ist, ist die Röhre. Zumal wenn diese allein die Schwingkreis-kapazität bildet, ist eine Frequenzverwerfung nach dem Einschalten unvermeidlich, bis sich allmählich ein konstantes Temperaturgleichgewicht eingestellt hat. Während die thermische Ausdehnung des Anodenzylinders die innere Röhrenkapazität vermindert und der Frequenz einen ansteigenden Gang vorschreibt, kann die Kapazität infolge Deformationen der Elektrodenhalterungen sowie des Gitters auch zunehmen und eine umgekehrte Frequenzänderung verursachen. Es ist klar, daß je nach der Röhrenkonstruktion die eine oder die andere thermische Wirkung überwiegen kann, wodurch auch ungleichmäßige Frequenzänderungen während der Einlaufzeit ihre Erklärung finden. Als Abhilfe gegen zu lange Einbrennperioden empfiehlt sich eine möglichst niedrige Anodenbelastung, was aber gerade an der Grenze der Schwingfähigkeit nach den höchsten Frequenzen hin eine Kompromißlösung erfordert. Ebenso wie bei der Röhre machen sich thermische Veränderungen natürlich auch bei den übrigen frequenzbestimmenden Schaltelementen bemerkbar, so daß auch im Hinblick auf eine möglichst hohe Konstanz der Frequenz die Verwendung formstarrer und verlustfreier keramischer Isolierstoffe vorteilhaft ist. Insbesondere kann durch Parallelschalten eines Condensakondensators mit negativem Temperaturkoeffizient zu

den übrigen Elementen des Schwingkreises, die einen positiven Temperaturkoeffizient haben, eine wirksame Kompensation des Temperaturgangs erzielt werden [56].

Besonders vorteilhaft hinsichtlich seiner Temperaturkonstanz ist das in Abb. 72 und 73 dargestellte rotationssymmetrische Resonanzsystem. Wird dasselbe nämlich gleichmäßig erwärmt, dann heben sich die Ausdehnungen des Achsrohres und die der Außenschalen wie bei einem Kompensationspendel gegenseitig auf, so daß der Abstand und die Kapazität der Flanschen fast unverändert bleibt. Da sich das Achsrohr wegen der nichtquasistationären Stromverteilung und wegen seiner schlechteren Kühlverhältnisse stärker erwärmt als die Außenschalen, findet eine vollkommene Temperaturkompensation nur statt, wenn für die Schalen ein Metall mit größerem Ausdehnungskoeffizienten als für das Achsrohr gewählt wird.

Die Schwankungen der Betriebsdaten, als welche hauptsächlich Anodenspannung und Röhrenheizung zu betrachten sind, wirken sich je

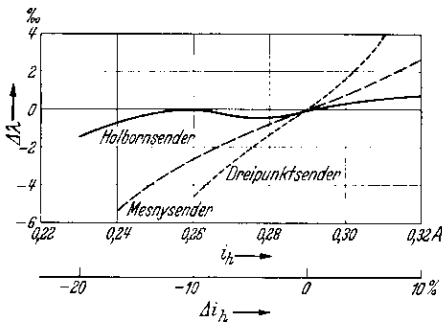


Abb. 106. Frequenzgang verschiedener Schaltungen bei Variation der Heizung nach Dennhardt.

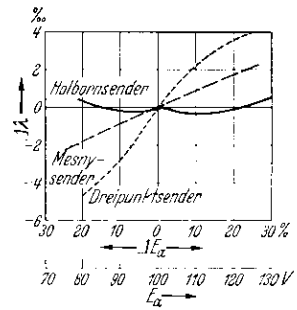


Abb. 107. Frequenzgang bei Variation der Anodenspannung.

nach der benutzten Senderschaltung in verschiedenem Maße auf die Frequenz aus. Natürlich sind dabei rein thermische Effekte nur schwer zu eliminieren, weil eine Änderung der Spannung oder der Heizung immer eine Änderung der Röhrenbelastung mit sich bringt, doch überlagert sich diesen thermischen Schwankungen noch die Änderung des Anfachungswiderstands, der als negativer Dämpfungswiderstand in die Thomsonsche Wellenformel mit eingeht. Während längere Wellen von der Anodenspannung ziemlich unabhängig sind, und erst bei mindestens 10%iger Heizungsänderung einem meßbaren Einfluß unterliegen, sind die Frequenzschwankungen bei Ultrakurzwellen viel stärker ausgeprägt. In der Abb. 106 sind die Frequenzabweichungen verschiedener Schaltungen bei Variation des Heizstroms in Kurvenform wiedergegeben [18]. Man erkennt, daß die stärksten Frequenzabweichungen bei der Einrohr-Dreipunktschaltung auftreten, während die Holborn-Schaltung in dem um die vorgeschriebene Heizung liegenden Arbeitsbereich nahezu stabil bleibt. Dasselbe Bild ergibt die Änderung der Anodenspannung in Abb. 107, wobei Spannungsschwankungen um -20% bis $+30\%$ die Wellenlänge eines Holborn-Generators nur um $\pm 0,4\%$ beeinflussen.

Dabei ist freilich darauf hinzuweisen, daß die Frequenzkonstanz einer 2-m-Welle, wie sie den wiedergegebenen Messungen zugrunde liegt, auf 1% noch Frequenzschwankungen von $1,5 \cdot 10^5$ Hz bedeutet, daß also an Überlagerungsempfang nicht zu denken ist, wenn man den Sender mit der Anodenspannung moduliert, selbst wenn man in diesem Fall die thermischen Effekte abzieht. Größte Konstanz der Betriebsverhältnisse ist demnach für das praktische Arbeiten mit einem Ultrakurzwelligensender unerläßliche Vorbedingung.

b) Elektronenkopplung.

Außer durch die Betriebsverhältnisse wird die Frequenz eines Röhrengenerators noch durch den hochfrequenten Belastungswiderstand beeinflusst, mag derselbe induktiv, kapazitiv oder galvanisch an den Generator angekoppelt sein. Nur wenn die Kopplung sehr lose ist, verschwindet diese Rückwirkung, doch ist dann auch keine ausreichende Energieübertragung mehr zu erwarten. Eine besondere und fast rückwirkungsfreie Kopplungsart beruht auf einer Art Verteilungssteuerung der Elektronenströmung in der Röhre, weshalb die Methode als „Elektronenkopplung“ bezeichnet werden kann [57]. Die Abb. 108 zeigt einen in normaler Dreipunktschaltung arbeitenden Ultrakurzwelligensender mit einer Vierpolröhre, deren Schirmgitter als Anode wirkt. Damit es seine Schirmwirkung beibehält, ist der Erdungspunkt von der Kathode auf die Anodenseite oder richtiger in das Schirmgitter verlegt, so daß nur an Kathode und Steuergitter Hochfrequenzspannungen auftreten können. Der Heizfaden wird deshalb über die aus Kupferrohr bestehende Induktivität L und eine innerhalb des Rohres verlegte Leitung gespeist und ist durch den Blockkondensator C'' vor Hochfrequenzströmen geschützt. Der durch das Schirmgitter hindurchtretende Elektronenstrom ist mit der Schwingfrequenz moduliert und überträgt somit die Hochfrequenzenergie des Generators auf die eigentliche Anode, von wo sie dem Verbraucherkreis $L_2 C_2$ zugeführt wird. Als weitere Vorsichtsmaßnahme zur Verminderung störender kapazitiver Kopplungen, die wegen der unvollkommenen Schirmwirkung und Erdung des Schirmgitters nie ganz zu vermeiden sind, kann der Belastungskreis auf die zweite Oberwelle abgestimmt werden, so daß der Generator gleichzeitig als Frequenzverdoppler arbeitet. Steuert man mit den an $L_2 C_2$ auftretenden Resonanzspannungen eine weitere Schirmgitterröhre, welche die verstärkte Hochfrequenz in analoger Weise durch Elektronenkopplung auf einen dritten Resonanzkreis überträgt, so ist in dieser Verstärkerstufe eine nochmalige Frequenzverdopplung durchführbar usw. Es ist klar, daß die Rückwirkung des endgültigen Belastungskreises auf den Generator durch jede derartige Zwischenstufe weiter vermindert wird. So schwankt z. B. die Frequenz

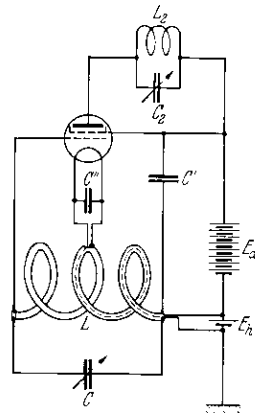


Abb. 108.
Ultrakurzwellenanordnung
mit elektronengekoppeltem
Belastungskreis nach Dow

bei Verstimmung des Kreises L_2C_2 um $14 \cdot 10^{-4}\%$, nach Zwischenschaltung einer elektronengekoppelten Schirmgitterstufe um $10 \cdot 10^{-4}\%$ und hinter einer weiteren Schirmgitterröhre nur noch um $5 \cdot 10^{-4}\%$. Auch gegen Schwankungen der Betriebsdaten ist ein solcher Generator äußerst unempfindlich, denn eine 40%ige Änderung der Anodenspannung verursacht noch keine merkliche Frequenzverwerfung.

Durch Modifikation der Kathodenspeisung über die ganze Induktivität L oder über Paralleldrähte läßt sich die Elektronenkopplung bei jeder Selbsterregungsschaltung, vor allem auch bei Gegentaktsendern durchführen [58].

c) Frequenzstabilisierung durch Piezokristalle.

a) Direkte Piezo-Steuerung. Am exaktesten läßt sich die Frequenz eines Rückkoppelsenders bekanntlich durch Quarzresonatoren stabilisieren, die sich wegen ihrer piezoelektrischen Eigenschaften als mechanisch-elektrischer Schwinger in jede Selbsterregungsschaltung einfügen lassen. Entweder wird diese Einschaltung so vorgenommen, daß nur bei Resonanz des Piezokristalls die zur Selbsterregung erforderlichen Phasenverhältnisse richtig sind, oder der Quarz beeinflußt den Sender durch Mitnahme und stabilisiert die Frequenz innerhalb eines bestimmten Bereichs.

Die mechanische Eigenfrequenz eines piezoelektrischen Kristalls von der Dicke d ist gegeben durch:

$$\nu = \frac{1}{2d} \sqrt{\frac{E_x}{\rho}} \text{ Hz,}$$

wenn E_x den Elastizitätsmodul in Richtung der elektrischen X -Achse und ρ die Dichte bedeutet. Für Quarz ist $E_x = 7,87 \cdot 10^{10} \text{ kg/cm}^2$ und $\rho = 2,65 \text{ g/cm}^3$, so daß man für die Frequenz erhält:

$$\nu = \frac{2,705}{d_{\text{cm}}} \cdot 10^5 \text{ Hz}$$

oder für die Eigenwelle:

$$\lambda_m = d_{\text{mm}} \cdot 110.$$

Für den Ultrakurzwellenbereich sind infolgedessen außerordentlich dünne Kristallplättchen unter 0,1 mm Stärke erforderlich.

Die tatsächlichen Eigenfrequenzen eines Piezoquarzes weichen wegen der Anisotropie des Materials und wegen der Resonanz- oder richtiger Dissonanzeffekte von Längs- und Querschwingungen von der Theorie um mehrere Prozent ab. Schon bei Wellen von 40—50 m stellen diese Störerscheinungen die Brauchbarkeit von Quarzoszillatoren in Frage, weil die dünnen Quarzscheibchen keine einheitlichen Longitudinalschwingungen mehr ausführen, sondern zu flattern beginnen und sich auf mehreren benachbarten Frequenzen erregen. Bei längeren Wellen kann diese Vielheit von Eigenschwingungen zwar durch geeignete Formgebung der Kristallscheibchen unterdrückt werden [59], bei Wellen unter 50 m ist dieses Hilfsmittel indessen nicht mehr einwandfrei.

Straubel [60] fand nun, daß ein Turmalinkristall auf Grund seiner wesentlich homogenen Kristallstruktur sehr viel einheitlichere Schwingungen ausführt. So treten schon bei einem Turmalin, bei dem nur

die Flächen senkrecht zur optischen Achse angeschliffen sind, bei Anregung von Längsschwingungen erstaunlich einheitliche Schwingungsfiguren auf, die, wie Abb. 109 erkennen läßt, den natürlichen Begrenzungen des Kristalls folgen. Die aus Dichte, Elastizitätsmodul und Länge des Oszillators berechneten Frequenzen stimmen mit den tatsächlich gemessenen Eigenfrequenzen auf wenige Promille überein, ein

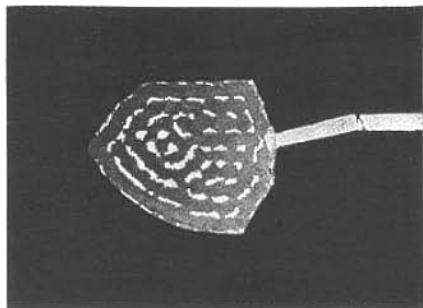


Abb. 109. Schwingungsform eines natürlichen Turmalinkristalls nach Straubel.

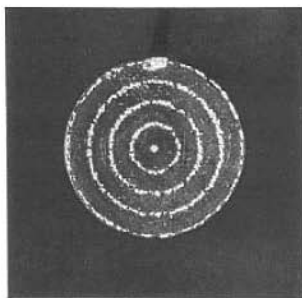


Abb. 110. Schwingungen eines Turmalin-Kreiszylinders.

weiterer Beweis, daß die Nebenschwingungen beim Turmalin erheblich weniger stören als beim Quarz. Besonders einfache Schwingungsformen zeigen sich an einem Kreiszylinder, nämlich konzentrische Ringe (Abb. 110), deren Anzahl von dem Verhältnis von Länge zum Durchmesser des Zylinders abhängen. Da der Turmalin im Gegensatz zum Quarz seinen Elastizitätsmodul bei Abweichungen von der Hauptachsenrichtung nur sehr wenig ändert, machen sich auch Orientierungsfehler beim Schleifen bei weitem nicht so störend bemerkbar. Infolgedessen ist der Turmalin dem Quarz trotz seiner kleineren piezoelektrischen Konstanten gerade bei Ultrakurzwellen überlegen.

Die Abb. 111 zeigt einen Turmalinkristall, dessen optische Z-Achse die gleiche Richtung hat wie die elektrische Erregung. Der Elastizitätsmodul in der Z-Richtung beträgt $1,6 \cdot 10^6 \text{ kg/cm}^2$ und trotz seiner größeren Dichte von $\rho = 3,1$ liefert der Turmalin auf Grund der Frequenzformel:

$$\lambda_m = d_{\text{mm}} \cdot 80$$

bei gleicher Dicke etwa 35% höhere Frequenzen als der Quarz. Selbst bis $\lambda = 2 \text{ m}$ stimmt diese Formel mit dem Experiment durchschnittlich innerhalb eines Prozents überein.

Voraussetzung für ein einwandfreies Arbeiten ist allerdings eine außerordentliche Planparallelität der Kristall- und Elektrodenflächen. Außerdem spielt für die abgebbare Steuerleistung das Elektrodenmaterial eine gewisse Rolle, da selbst bei den äußerst kleinen mechanischen Schwingungsamplituden von 10^{-6} mm ein Energieaustausch zwischen Kristall und Elektroden stattfindet. Zweckmäßig werden daher Elektrodenmaterialien möglichst geringer Eigendämpfung, wie z. B. aus Stahl,

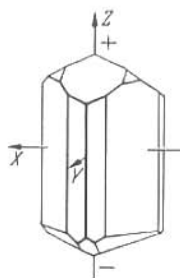


Abb. 111. Turmalinkristall.

verwendet. Eine direkte Versilberung der Kristallflächen, wie sie bei langwelligen Oszillatoren üblich ist, ist bei extrem hohen Frequenzen nicht zweckmäßig, weil der Belag die Eigenfrequenz der Plättchen zu sehr ändern und außerdem bei den hohen mechanischen Beschleunigungskräften



Abb. 112. Ultrakurzwellenturmalin in Fassung (Zeiss).

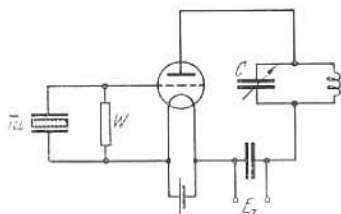


Abb. 113. Turmalingesteuerte Huth-Kühn-Schaltung.

abblättern würde. Um ein sicheres Arbeiten der Turmalinkristalle zu gewährleisten, werden dieselben von der Firma Zeiss nur in einer geeigneten Fassung, in die der Kristall unter genauer Wahrung der richtigen Elektrodenabstände eingeschlossen ist, geliefert (Abb. 112).

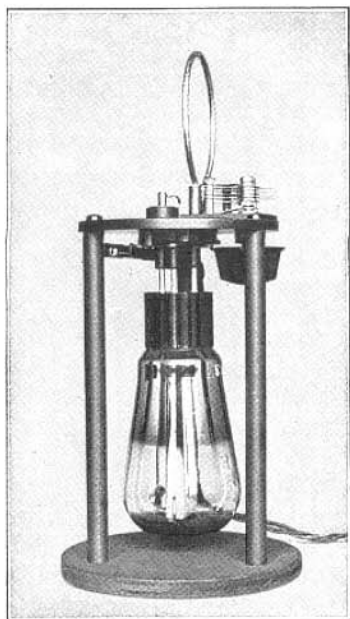


Abb. 114.

Ansicht eines turmalingesteuerten Senders.

Eine für die Erzeugung ultrakurzwelliger Schwingungen geeignete Schaltung, in der der Turmalin Tu den Gitterkreis einer Huth-Kühn-Anordnung bildet, zeigt die Abb. 113, während die Abb. 114 die praktische Ausführung

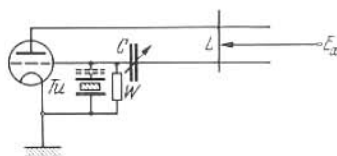


Abb. 115. Dreipunktschaltung mit Quarzsteuerung.

eines 7-m-Senders wiedergibt. Für Wellen unter 4 m ist die in Abb. 115 angegebene Schaltung besser geeignet, besonders wenn neben der Kapazität C auch die Induktivität L durch Brückenverschiebung veränderlich ist, um neben der Abstimmung auch die Rückkopplung auf den günstigsten Wert bringen zu können. Natürlich lassen sich auch

Gegentaktsender stabilisieren, indem der Piezokristall am einfachsten als Ersatz für den Gitterkreis eines Holborn-Senders zwischen die beiden Röhren geschaltet wird.

Bis herunter zu $\lambda = 2$ m eignen sich für die Schwingungserzeugung normale Empfängerröhren, für kürzere Wellen müssen kapazitätsarme Spezialröhren mit genügend großer Steilheit verwendet werden.

Als überaus vorteilhaft ist gerade bei den hohen Frequenzen die Tatsache zu bewerten, daß keinerlei verstimmende Wirkung der Handkapazität bemerkbar ist; erst beim direkten Berühren der Spule reißen die Schwingungen ab, um beim Loslassen sofort wieder mit der ursprünglichen Frequenz anzuschlagen. Der Wirkungsgrad eines direkt gesteuerten Turmalinsenders ist im allgemeinen 20—30% niedriger als der des gleichen unstabilisierten Senders. Die Ursache liegt in der großen statischen Kapazität der Kristallplättchen, welche die Phasenlage der Rückkoppelspannung soweit verschlechtert und letztere so stark herabsetzt, daß das Rohr entweder unstabilisiert weiterschwingt, oder überhaupt aussetzt. Der Durchmesser der Oszillatorscheiben darf daher bei gegebener Dicke nicht zu groß gewählt werden, zumal eine Vergrößerung über ein gewisses Maß hinaus bei ultrakurzen Wellen keine Steigerung der Steuerleistung mehr bringt. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die bei verschiedenen Wellenlängen und Röhren zweckmäßigen Durchmesser. Um die Kristalle nicht zu gefährden, stelle man den Sender zunächst bei möglichst niedriger Anodenspannung ein, und erhöhe dieselbe dann erst auf den vorschriftsmäßigen Wert.

Röhrentype	Anodenverlustleistung in Watt	Anodenspannung	Durchmesser in mm			
			λ	2-4 m	4-7 m	7-15 m
RE 134	3	200		8	10	12
REN 904	4	200		12	12	12
RE 604	10	250				15
RS 245	10	400		12	15	20

Eine Änderung der Senderwelle ist im wesentlichen auf den Temperaturkoeffizienten des Turmalins, der zwischen 20 und 60° C $46,6 \cdot 10^{-6}$ Hz/(Grad) beträgt, zurückzuführen. Erst nach längerer Einlaufzeit stellt sich ein dem jeweiligen Belastungszustand des Turmalins entsprechendes Temperaturgleichgewicht und damit eine konstante Frequenz ein. Ändert man jedoch die Belastung, wie es beispielsweise bei Modulation geschieht, so muß sich auch die Frequenz dauernd ändern.

Als Bezug für derartige Frequenzschwankungen kann ein zweiter Ultrakurzwellensender ohne Piezosteuerung dienen, der mit dem Prüfsender interferiert [38]. Da die direkte Einstellung eines Interferenztones einen zu geringen Meßbereich und auch nicht die erforderliche Genauigkeit ergeben würde, stellt man die beiden Sender zweckmäßig so ein, daß sie zunächst eine Zwischenwelle, beispielsweise von 1500 m ergeben. Dieser Welle wird wiederum eine zweite Welle überlagert, die dann erst einen akustischen Interferenzton gibt. Ändert sich die Frequenz des turmalingesteuerten Senders, so muß sich unter der Voraussetzung, daß der zweite Ultrakurzwellensender mit konstanter Frequenz weiterschwingt, die Überlagerungswelle proportional ändern. Die Messung des Frequenzgangs beruht nun darauf, daß auch die Sekundärwelle des zweiten Überlagerers um 1500 m geändert werden muß, um sich der Überlagerungswelle beider Ultrakurzwellensender wieder tonfrequent zu nähern, oder die Interferenzfrequenz zu Null zu machen. Man kann also die Welle des zweiten Überlagerers eichen und die

Frequenzänderungen des turmalingesteuerten Senders ablesen. Eine Temperaturänderung des Turmalins um 1°C würde ungefähr eine Frequenzänderung von 1000 Hz hervorrufen; um dies festzustellen, muß das Überlagerungsgerät eine Genauigkeit von $\pm 500\text{ Hz}$ aufweisen, was nach einiger Einlaufzeit mühelos zu erreichen ist.

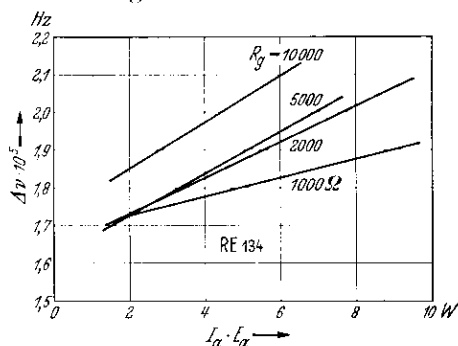


Abb. 116. Frequenzgang in Abhängigkeit der Anodenbelastung nach Beck.

erwärmt, weil sich bei kleineren Ableitungen nicht so hohe Wechselspannungen am Gitter ausbilden können.

Direkte Temperaturmessungen der Fassung ergaben an den wärmsten Stellen und zwischen 2 und 8 W Gleichstrombelastung einer RE 134 als Schwingröhre $26-54^{\circ}$. Diese Temperaturen stimmen größenordnungsmäßig mit den aus dem Temperaturkoeffizienten und den Frequenzschwankungen errechneten Beträgen überein.

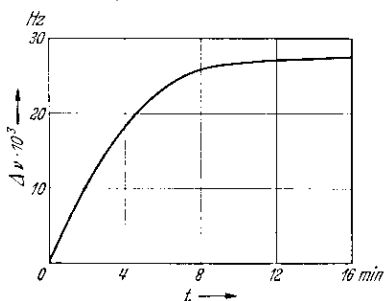


Abb. 117. Frequenzgang eines turmalingesteuerten Senders während der Einbreitperiode.

von 8 W konstant einstellt. Bei kleinen Unterbrechungszeiten ist die Frequenzschwankung der Zeit direkt proportional. Tastet man den Sender also anodenseitig beispielsweise mit 25 Worten in der Minute, das ergibt etwa 400 Unterbrechungen, so ist der Abb. 117 für $\frac{1}{400}$ Minute eine Frequenzänderung von 15 Hz zu entnehmen. Eine derartige Frequenzmodulation würde sich aber selbst bei ultrakurzen Wellen kaum bemerkbar machen.

Eine gewisse Schwierigkeit bei der Kristallsteuerung von ultrakurzen Wellen liegt in der großen statischen Kapazität der Turmalinplättchen, welche die zwischen Gitter und Kathode auftretenden Rückkoppelspannungen einfach kurzschließt. Einer Verminderung dieser schädlichen Kurzschlußkapazität durch Verringerung des Kristalldurchmessers

Wird die Frequenzänderung als Funktion der Anodenbelastung bei verschiedenen Gitterableitwiderständen gemessen, so ergeben sich Kurven vom Aussehen der Abb. 116. Offensichtlich nimmt das Verhältnis der Frequenzänderung zu der diese hervorrufoenden Änderung der Anodengleichstrombelastung mit kleineren Widerständen ab, was besagt, daß sich der Turmalin weniger

Schaltet man bei gleichbleibender Belastung den Sender nacheinander 1, 2, 4, 8 und 16 Minuten lang ab, nachdem sich die Frequenz jedesmal wieder konstant eingeschwungen hat, so erhält man die Kurve der Abb. 117. Wird der Sender eingeschaltet, ohne daß sich der Turmalin vorher erwärmt und der Betriebstemperatur angeglichen hat, so dauert es ungefähr 16 Minuten, bis sich die Senderfrequenz bei einer Belastung

stehen einmal die bei kleineren Plättchen immer mehr hervortretenden Randstörungen und zum anderen die gleichfalls sinkende Belastbarkeit des Kristalls entgegen. Man ist daher auf eine bestimmte Mindestgröße angewiesen und kann den Kurzschluß der Rückkoppelspannung nur durch Vorschalten von Widerständen verhindern [61]. Am besten eignet sich hierzu ein kleiner Festkondensator, der zu der Turmalinfassung in Serie gelegt wird, wie es in der Abb. 115 punktiert angedeutet ist. Mit einem Turmalinplättchen von 0,0125 mm Dicke und Anfachung durch ein Liliputröhrchen kann auf diese Weise eine Welle von 80 cm stabilisiert werden. Selbstverständlich nimmt mit der loseren Kopplung die Stabilisierung ab, doch stellt sie die einzige bisher bekannte Möglichkeit dar, im Gebiet der ultrakurzen Wellen die direkte Kristallsteuerung beizubehalten.

β) Frequenzvervielfachung. Die hochfrequente Steuerleistung eines ultrakurzwelligen Turmalinkristalls beschränkt sich nach dem Vorangehenden auf Bruchteile eines Watts, so daß ein direkt stabilisierter Ultrakurzwelligensender höchstens einige Watt abzugeben vermag. Will man größere Leistungen zur Verfügung haben, muß die vom Steuersender gelieferte Hochfrequenz in einer oder in mehreren Stufen kaskadenförmig verstärkt werden. Wie aus der zu Eingang dieses Abschnitts angeführten Tabelle (S. 61) hervorgeht, läßt sich noch bei Wellen von einigen Metern Länge eine gute Anpassung des Anodenkreises durchführen, und bis zu diesen Frequenzen ist demnach eine praktisch brauchbare Hochfrequenzverstärkung ohne Schwierigkeit möglich. Schaltungsmäßig unterscheiden sich derartige Senderanlagen nicht von den üblichen Einrichtungen für längere Wellen. Für ihren verlustfreien und kapazitätsarmen Aufbau sind dieselben Gesichtspunkte wie für den selbsterregten Sender maßgebend. Die Modulation findet ebenso wie bei längeren Wellen zweckmäßig in einer der Verstärkerstufen statt.

Besondere Sorgfalt muß bei den hier in Frage kommenden Frequenzen auf die Abschirmung und Neutralisation der einzelnen Röhrenstufen verwandt werden, damit dieselben nicht zu stark auf die vorhergehenden Stufen zurückwirken und sich in einer nicht mehr mit dem Steuersender zusammenhängenden Fremdwelle erregen. Um jede einzelne Stufe von vornherein möglichst symmetrisch zu gestalten und hierdurch schon unerwünschte Kopplungen tunlichst auszuschließen, empfiehlt es sich, den ganzen Sender vom Steuersender bis zur Endstufe als Gegentaktanordnung auszubilden, doch ist selbst dieses Hilfsmittel nicht als restlos einwandfrei zu bezeichnen.

Wie aus der Technik des Senderbaus bei normalen Frequenzen und Kurzwellen allgemein bekannt, lassen sich die Neutralisationsschwierigkeiten dadurch erheblich reduzieren, daß man die einzelnen Kaskadenstufen mit verschiedenen Frequenzen betreibt, indem man von einer längeren Grundwelle ausgeht und in jeder Stufe eine Frequenzverdopplung oder Vervielfachung vornimmt. Bei Ultrakurzwellen wird man die Steuerwelle von vornherein nicht zu lang wählen, um einen unnötigen Aufwand an Vervielfachungsstufen zu vermeiden. Trotzdem ist eine solche Senderanlage bei Ultrakurzwellen äußerst kompliziert und umfangreich, weil die Oberwellen so schwach sind, daß schon nach jeder

Verdopplung eine Verstärkung vorgenommen werden muß, ehe eine weitere Verdopplung erfolgen kann. Auch in diesem Fall ist eine

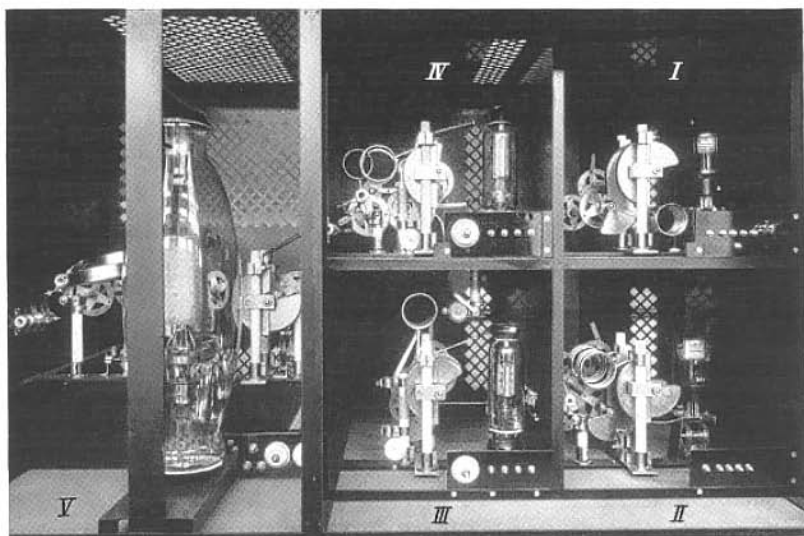


Abb. 118a. Stufe I—V eines Ultrakurzwellessenders mit Frequenzvervielfachung (Telefunken).

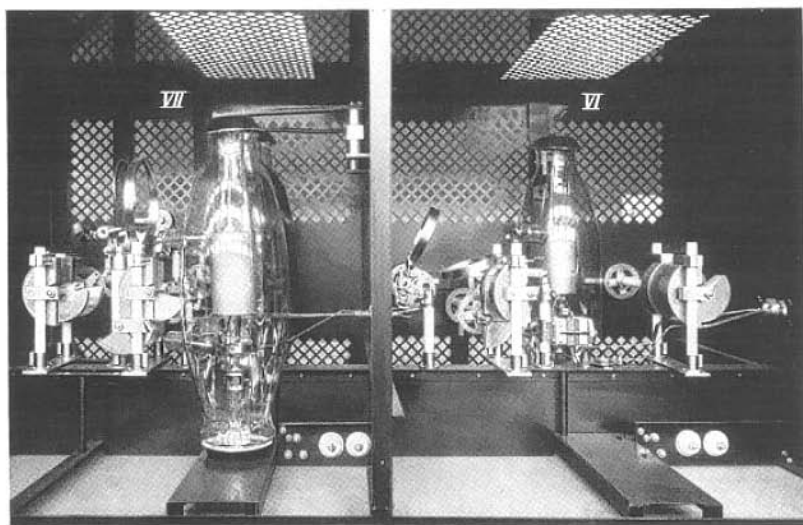


Abb. 118b. Stufe VI und VII.

sorgfältige Abschirmung und Neutralisation der einzelnen Stufen nicht zu umgehen, damit die ausgestrahlte Frequenz nicht durch die Steuerfrequenz moduliert wird.

Den Aufbau eines mit Kristallsteuerung ausgerüsteten siebenstufigen Ultrakurzwellensenders zeigen die Abb. 118a und b. Die verschiedenen Stufen erfüllen folgende Aufgaben:

Stufe I: Quarzgesteuerte Grundwelle von 42 m Länge.

Stufe II: Erste Vervielfachungsstufe $\lambda = 14$ m.

Stufe III und IV: Verstärkung $\lambda = 14$ m.

Stufe V: Frequenzverdopplung $\lambda = 7$ m.

Stufe VI: Verstärkung und Modulation der Ultrakurzwelle.

Stufe VII: Gegentakstendstufe mit 2 1,5-kW-Röhren, denen eine Dauerleistung von 600 W zu entnehmen ist.

Wird die Endstufe mit größeren Wasserkühlröhren ausgerüstet, so lassen sich auf diesem Wege quarzstabilisierte Ultrakurzwellen bis zu einer Leistung von 15 kW erzeugen.

Bei normaler Hochfrequenz und selbst bis herunter zu Meterwellen arbeitet die Frequenzvervielfachung durch Aussieben einer Harmonischen aus der in einer negativ vorgespannten Röhre gewonnenen stark verzerrten Anodenstromkurve mit gutem Wirkungsgrad, und es schien daher wahrscheinlich, daß sich auf diesem Wege auch bei extrem kurzen Wellen noch größere Leistungen erzeugen lassen müssen, als der selbst-erregte Sender zu liefern vermag. Auf Grund solcher Erwägungen wurde von der Radio Corporation of America eine Vervielfachungsmethode entwickelt, welche mit praktisch brauchbarem Nutzeffekt bis in das Gebiet der Dezimeterwellen reicht [15].

Bei der Vervielfachung niedrigerer Frequenzen wirkt das Gitter einfach als Steuerorgan, indem es den Elektronenstrom zur Anode durchläßt oder absperrt. Gleichzeitig arbeitet die Röhre als Verstärker, d. h. die an den anodenseitigen Oberwellenkreis abgegebene Hochfrequenzleistung entstammt der Anodenspannungsquelle. Wegen der Trägheit der Elektronen in der Röhre wird die Verstärkerwirkung nun aber mit wachsender Frequenz immer geringer und zudem gleicht die damit parallelgehende Verflachung der Anodenstromkurve die für einen hohen Reichtum an Oberschwingungen günstigen Verzerrungen wieder aus. Als weiter erschwerendes Merkmal kommt, sobald die Schwingungsperiode mit der Laufzeit der Elektronen zwischen Kathode und Gitter zusammenfällt, hinzu, daß ein Teil der während einer positiven Halbwelle der Steuerspannung zum Gitter hin beschleunigten Elektronen während der negativen Halbwelle, noch bevor sie das Gitter passiert haben, wieder zur Kathode zurückgetrieben wird. Dieser Wechsel in der Beschleunigungsrichtung bedeutet einen Leistungsverbrauch, der von der hochfrequenten Steuerspannung aufgebracht werden muß, und der teilweise in kinetische Energie umgesetzt wird und in Form von Wärme verloren geht, zum anderen Teil an das Oberwellensystem im Anodenkreis wieder abgegeben wird. Die Verzerrung und damit die Intensität der Oberschwingungen wird am größten, wenn auf die Elektronen überhaupt keine stationären Beschleunigungsfelder mehr einwirken, sondern wenn die Elektronenbewegung ausschließlich von der Grundschwingung beherrscht wird. Prinzipiell ist es dann gleichgültig, ob das Gitter oder die Anode das Grundschwingungsfeld erzeugt, und ob die Harmonischen anoden- oder gitterseitig abgenommen werden. Es hat sich gezeigt, daß der

Nutzeffekt eines nach diesen Gesichtspunkten aufgebauten Vervielfachers durch ein zusätzliches koaxiales Magnetfeld um das Dreifache verbessert werden kann.

Der Wirkungsgrad sinkt natürlich mit der Ordnungszahl der ausgesiebten Harmonischen außerordentlich rasch ab, und weil auf der anderen Seite die Leistung der Grundwelle um so schwerer aufzubringen ist, je näher der Steuersender an der Grenze der Selbsterregung arbeitet, ist man hinsichtlich der Erzeugung einer möglichst kurzen Welle von größter Energie zu einem Kompromiß gezwungen, der eine Frequenzverdreifachung als praktisch am günstigsten ergibt.

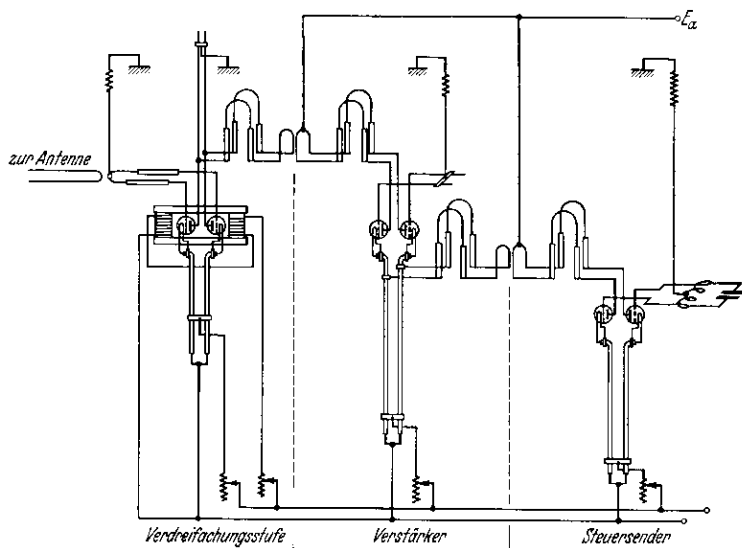


Abb. 119. Senderanordnung mit Frequenzverdreifachung nach Lindenblad.

In der Abb. 119 ist das Schema einer Senderanlage für Dezimeterwellen angegeben. Die von einem beliebigen Steuersender stammende Grundschwingung von $\lambda = 2\text{ m}$ wird zunächst in einer Gegentaktstufe verstärkt, weniger der Energie wegen, da die Verstärkung auf dieser Welle ohnehin nur gering ist, als zur Entlastung des Steuersenders von der darauffolgenden Verdreifachungsstufe. Diese ist ebenfalls im Gegentakt angeordnet, und die Grundwelle wird den Anoden zugeführt, während die dritte Oberwelle durch ein entsprechend abgestimmtes Gittersystem abgenommen wird. Mit zwei amerikanischen Röhren der Type UX 852 wurde eine Leistung von 15 W erhalten, während dieselben Röhren in der Barkhausenschen Bremsfeldschaltung nur 6 W lieferten. Für größere Leistungen sind Wasserkühlröhren erforderlich. Eine mit zwei derartigen Röhren (Type 846 der RCA) ausgerüstete Vervielfachungsstufe zeigt die Abb. 120 im Lichtbild. Nach oben führend sind die abgestimmten Heizleitungen zu erkennen, während von links das Anodensystem kommt, durch welches auch das Kühl-

wasser fließt, das über entsprechend lange Gummischläuche nach unten wieder abgeleitet wird. Die Stufe kann eine hochfrequente Steuerleistung von 1,5 kW aufnehmen und gibt dann auf 73 cm Welle 115 W ab. Indem man die Grundwelle unter 1 m verkürzt, läßt sich die Frequenzverdreifachung bis in das Gebiet von 10^9 Hz treiben. Natürlich wird man die Steuerwelle durch einen ultrakurzwelligen Turmalin stabilisieren oder von einem langwelligen Quarzsender ausgehend durch normale Frequenzvervielfachung erzeugen.

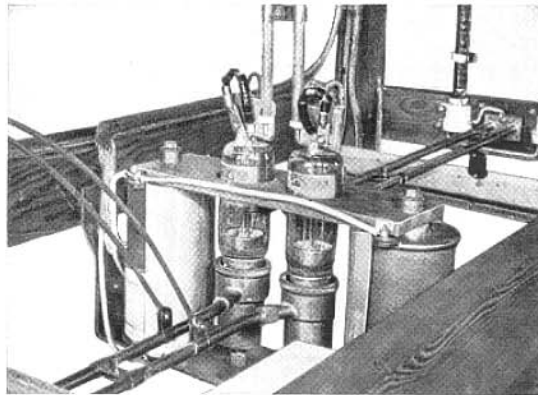


Abb. 120. Verdreifachungsstufe mit Wasserkühlung für $\lambda = 73$ cm und 115 W.

Die einfachste Vervielfachungsanordnung entsteht, wenn man die Vervielfachung in der Schwingröhre selbst vornimmt, d. h. den Anodenkreis auf eine Oberwelle des Steuerkreises oder des Steuerkristalls einstellt. Einen diesem Zweck dienenden Sender mit Liliputröhre zeigt die Abb. 121 [61]. Der Kristall, der eine Eigenwelle von 2 m hat, ist über zwei kleine Kondensatoren lose mit der Röhre gekoppelt. Damit die Abstimmung durch den Drehkondensator möglichst fein erfolgen kann, ist dieser nur zu einem Teil der Selbstinduktion des Anodenkreises parallel geschaltet. Die Einstellung und Auffindung der Resonanzstelle bereitet Schwierigkeiten, weil der Mitnahmebereich zwischen Sender und Kristall bei der losen Kopplung sehr schmal ist. Der Sender muß zunächst ohne Kristall auf der richtigen Welle schwingen; dann wird der Kristall eingesetzt, wobei die Schwingungen im allgemeinen abreißen, um erst bei genauer Einstellung wieder einzusetzen. Der Sender liefert eine stabilisierte Welle von 66 cm als dritte Harmonische der Turmalinwelle.

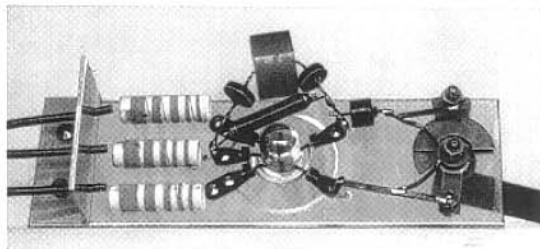


Abb. 121. Turmalingesteuerter Sender für $\lambda = 66$ cm von Straubel.

Unter günstigen Umständen kann man durch einfaches Aussieben von Harmonischen noch zu weitaus kürzeren Wellen gelangen und z. B. von einer Grundwelle von einigen Metern ausgehend noch die siebente Oberschwingung nachweisen [62]. Darüber hinaus wird die Intensität so gering, daß sich Oberwellen nicht mehr einwandfrei feststellen lassen.

Schließlich sei in diesem Zusammenhang noch eine andere Methode der Frequenzvervielfachung erwähnt, nämlich mittels eines über einer Bahn von mehreren abwechselnd miteinander verbundenen Kontakten abgelenkten Kathodenstrahls [63]. Die in Abb. 122 schematisch dargestellte Anordnung entsteht aus einem Kathodenstrahloszillographen, dessen Fluoreszenzschirm durch Kontakte, welche den Elektronenstrahl auffangen, ersetzt ist. Wird der aus der Blende A austretende Strahl durch die an den Ablenkplatten P liegende Wechselspannung von der

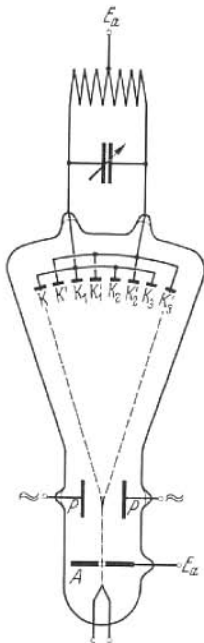


Abb. 122. Frequenzvervielfachung mit Kathodenstrahlschalter.

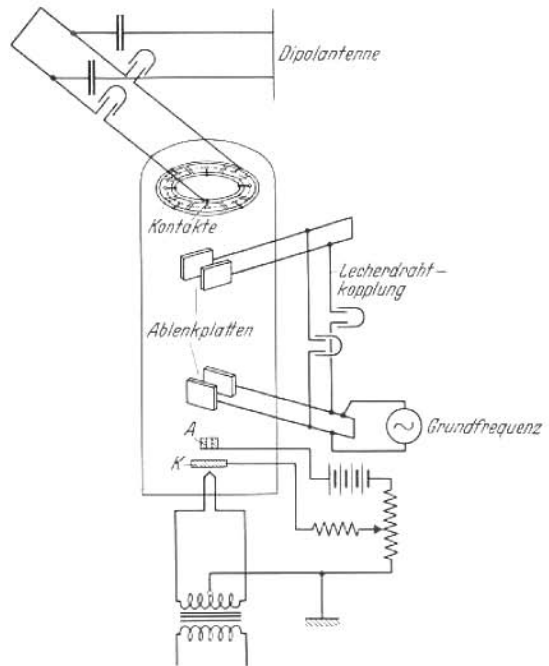


Abb. 123. Frequenzvervielfachung mit rotierendem Kathodenstrahl.

Frequenz n , die am zweckmäßigsten einem quarzstabilisierten Steuerender entnommen wird, periodisch abgelenkt, so treten in den Kontaktgruppen $K, K_1, K_2, \dots$ und $K', K'_1, K'_2, \dots$ Wechselströme von der Frequenz $n(m-1)$ auf, wenn m die Anzahl der Kontakte bedeutet. Ein an die Kontakte angeschlossenes Resonanzsystem kann also auf diese, ein Vielfaches der Grundschwingung betragende Frequenz abgestimmt werden.

Um die Intensität des Elektronenstrahls zu steigern, verwendet man zweckmäßig an Stelle des beim Oszillographen üblichen Fadenstrahls einen von einer Flachkathode ausgehenden und durch eine Schlitzblende hindurchtretenden Flachstrahl, wobei die Kontakte natürlich ebenfalls eine entsprechende Form erhalten müssen. Bei sinusförmiger Ablenkung müssen die Kontakte im Zentrum weiter auseinanderstehen, als an den Enden der Kontaktbahn, soll die resultierende Schwingung

möglichst frei von Oberwellen sein. Die Breite der Kontakte ist durch die Dicke des Kathodenstrahls begrenzt.

Nach Abb. 123 kann die Anordnung auch so getroffen werden, daß ein Fadenstrahl durch zwei mit 90° Phasenverschiebung gespeiste Ablenkfelder über einer kreisförmigen Kontaktbahn abgelenkt wird, in welchem Fall die Kontakte gleichmäßig verteilt werden können. Das Verfahren ist zwar erst bei längeren Wellen erprobt, doch ist zu erwarten, daß besonders konstruierte Kathodenstrahlschalter bis in das Ultrakurzwelligengebiet reichen werden.

d) Frequenzstabilisierung durch Lecher-Leitungen.

Eine Stabilisierung der Frequenz findet auch statt, wenn an Stelle eines Piezoquarzes eine lange Paralleldrahtleitung als frequenzbestimmendes Organ in eine Selbst-erregungsschaltung eingeführt wird [64]. Prinzipiell sind zwei praktische Ausführungen dieses Prinzips möglich:

Erstens kann die Drahtleitung als einfaches Resonanzsystem wirken und die sich erregende Frequenz ebenso wie ein Piezoquarz stabilisieren. An Hand der Gegenüberstellung eines Quarzgenerators (Abb. 124a) und einer mit einer konzentrischen Rohrleitung als Gitterkreis ausgerüsteten Sender-schaltung (Abb. 124b) ist der Grundgedanke der Frequenzstabilisierung ohne weiteres zu erkennen. An Stelle einer konzentrischen Rohrleitung kann natürlich ohne weiteres ein Drahtsystem oder eine aus zwei dicken Metallstäben hergestellte Doppelleitung treten [65]. Die Abb. 125 zeigt eine dementsprechend mit einer Lecher-Leitung stabilisierte Gegentaktschaltung.

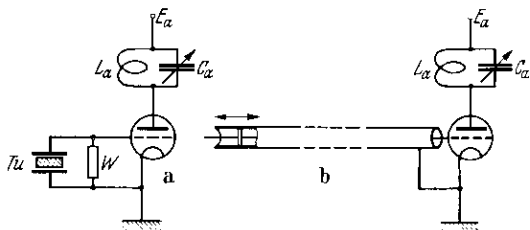


Abb. 124. Ersatz der Frequenzstabilisierung: a mit Quarz, b konzentrische Rohrleitung.

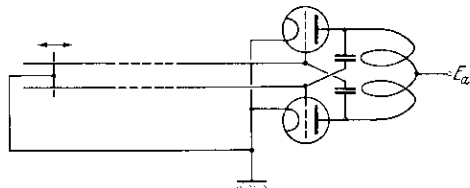


Abb. 125. Durch Lecher-Leitung stabilisierte Gegentaktschaltung.

Bei Einrohrschaltungen ist eine konzentrische Rohrleitung am vorteilhaftesten, deren äußeres Rohr geerdet werden kann und den inneren Leiter abschirmt, bei Gegentaktsendern sind jedoch zwei Paralleldrähte ihrer Symmetrie wegen vorzuziehen. Da am Gitter natürlich immer ein Spannungsbauch vorhanden sein soll, muß die Länge der Stabilisationsleitung ungerade Vielfache von $\lambda/4$ betragen. Als eigentliche Frequenznormale wirken die sich auf der Drahtleitung ausbildenden stehenden Wellen, deren Frequenz durch die Gesamtlänge der Leitung bestimmt wird. Es ist klar, daß eine um so größere Frequenzstabilität erwartet werden kann, je länger die Leitung ist, weil sich dann die Rückwirkungen des Senders auf das offene Leitungsende

auf zahlreiche Oberwellen verteilen. Zwecks Raumersparnis kann die Leitung zu einer Spule mit hinreichend weitem Windungsabstand aufgewickelt werden. Die einzigen Einflüsse, die sich in der Senderfrequenz auswirken können, sind thermischer Natur, wie es ja auch beim Piezoquarz der Fall ist. Experimentell wurde der Temperaturkoeffizient eines auf $\lambda = 6$ m und mit einer $10,25 \lambda$ langen Drahtleitung stabilisierten Senders zu $40 \cdot 10^{-6}$ Hz je Grad bestimmt, was mit dem Temperaturkoeffizienten eines ultrakurzwelligen Turmalinkristalls durchaus vergleichbar ist.

Die zweite Methode beruht darauf, die Paralleldrahtleitung als Rückkoppelkanal zu verwenden. Wird eine solche Leitung vom Anodenkreis zum Gitterkreis geführt und beiderseits so an die Schwingkreise angepaßt, daß sie aperiodisch arbeitet, so ist die Rückkopplung nur für die Frequenz phasenrein, die der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der längs der Leitung von der Anodenseite zum Gitter fortschreitenden Wellen entspricht.

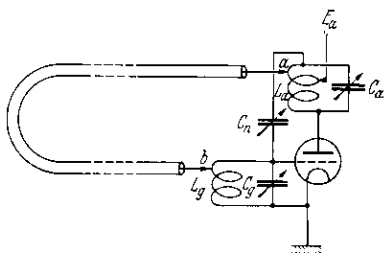


Abb. 126. Lecher-Leitung als Rückkoppelkanal.

Ein diese Methode veranschaulichendes Schaltungsschema ist in der Abb. 126 wiedergegeben. Es läßt sich sinngemäß auch auf Gegentaktschaltungen übertragen. Durch Wahl der Anschlußpunkte a und b kann die optimale Anpassung der Eingangs- und Endwiderstände an den Wellenwiderstand der Leitung vorgenommen werden. Die Rückkopplung darf natürlich nur über die Energieleitung erfolgen, weshalb jede innere Rückkopplung über die Röhre entweder durch den Neutralisationskondensator C_n oder durch eine Schirmgitterröhre nach Möglichkeit zu eliminieren ist.

Trotz des unhandlichen Aufbaus, der sich durch spulenartiges Aufwickeln der Lecher-Leitungen allerdings stark reduzieren läßt, liegt ein gewisser Vorteil der Paralleldrahtstabilisierung gegenüber der Piezosteuerung in der stetig veränderlichen Frequenzskala und in der großen Belastungsfähigkeit, die ohne weiteres die Stabilisierung von Ultrakurzwelleneinheiten bis zu vielen Kilowatt Hochfrequenzleistung erlaubt.

4. Die Elektronenträgheit.

A. Die Grenze der statischen Röhrenkennlinien.

Sämtliche bisher angestellten Betrachtungen über die Erzeugung ultrakurzer Wellen gingen ebenso, wie es bei niedrigeren Frequenzen üblich ist, von den statischen Röhrenkennlinien und den daraus abgeleiteten statischen Definitionsgrößen aus; hieran ändert sich im Prinzip auch durch die erst unter Einwirkung der äußeren Belastung entstehenden dynamischen Arbeitskennlinien nichts, weil sich auch diese letzten Endes auf die statischen Röhrencharakteristiken zurückführen oder aus denselben ableiten lassen.

Soll die Röhre indessen immer höhere Frequenzen steuern, so gelangt man allmählich in ein Gebiet, wo sie nicht mehr als quasistationär betrachtet werden kann, sondern wo die Abmessungen der Elektronenstrecke in die Größenordnung der Wellenlänge fallen. Dieser „Wellenlänge“ ist freilich nicht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c der elektrischen Wellen in Luft, sondern die Bewegungsgeschwindigkeit der Elektronen in der Röhre zugrunde zu legen: Es handelt sich infolgedessen nicht um die elektrische, sondern um eine in erster Annäherung im Verhältnis der Elektronengeschwindigkeit v zu c reduzierte Welle λ_{red} . In Wirklichkeit ist an Stelle der einzelnen Elektronen allerdings die ganze Raumladung zu betrachten, die wegen der abstoßenden Kräfte zwischen den Elektronen und wegen der Elektronenmasse ein elastisches Medium mit einer seiner Kompressibilität entsprechenden Fortpflanzungsgeschwindigkeit darstellt. Bedeutet d den Elektrodenabstand und v_m die mittlere Fluggeschwindigkeit der Elektronen, so gilt die statische Röhrencharakteristik nur solange

$$\lambda_{\text{el}} \gg \lambda_{\text{red}} = d \frac{c}{v_m}$$

ist. An einem Zahlenbeispiel seien diese Verhältnisse näher veranschaulicht. Da das Elektron von der Geschwindigkeit 0 V am Heizfaden an — die Austrittsgeschwindigkeit kann bei mehreren 100 V unberücksichtigt bleiben — bis zur Geschwindigkeit, die der vollen Anodenspannung entspricht, beschleunigt wird, ist die mittlere Fluggeschwindigkeit

$$v_m = \frac{1}{2} \sqrt{2 \frac{e}{m} E_a} = 3 \cdot 10^7 \sqrt{E_a} \text{ cm/s.}$$

Unter Einführung dieses Wertes erhält man dann im Entladungsraum eine reduzierte Welle von:

$$\lambda_{\text{red}} = \frac{d \cdot 1000}{\sqrt{E_a}} \text{ cm.}$$

Nimmt man, um ein praktisches Beispiel zu wählen, eine Spannung von 500 V und einen Elektrodenabstand von 0,5 cm an, so erhält man eine reduzierte Welle von rund 22 cm. Schon bei einer um eine Größenordnung längeren Welle von etwa 2 m an abwärts ist demnach die Anwendung der normalen Selbsterregungsschaltung unter den angeführten Verhältnissen äußerst problematisch. Die äußerste Wellengrenze, bei der eine Selbsterregung noch möglich ist, wird also nicht mehr allein durch die Anpassungsverhältnisse, sondern außerdem noch durch die Elektronenträgheit bestimmt, wobei beide Erscheinungen normalerweise etwa in demselben Frequenzbereich zusammentreffen. Gleichzeitig erkennt man aber auch die Mittel, die reduzierte Welle möglichst zu verkürzen, nämlich kleine Elektrodenabstände einerseits und hohe Fluggeschwindigkeiten, d. h. hohe Anodenpotentiale andererseits. Wendet man die vorstehende Betrachtung auf die Liliputröhren mit ihren Elektrodenabständen von 0,01 cm an, so erhält man für eine Anodenspannung von 100 V eine reduzierte Welle von 1 cm. Hier ist die Wirkung der Elektronenträgheit offensichtlich soweit herabgesetzt, daß in der Hauptsache die Anpassungsverhältnisse die erreichte Grenzwellenlänge von 30 cm bestimmen.

Zu demselben Ergebnis gelangt man, wenn man obige Ungleichung in der Form:

$$\lambda/c \gg d/v_m \quad \text{oder} \quad T \gg \vartheta$$

betrachtet. Diese Bezeichnung sagt aus, daß die Laufzeit ϑ der Elektronen zwischen den Röhrenelektroden gegen die Schwingungsdauer T des hochfrequenten Wechselstroms vernachlässigbar sein muß, was nach obigem bei Wellen von 1—2 m an nicht mehr mit absoluter Sicherheit der Fall ist. Wegen der Elektronenträgheit ändert sich der Anodenwechselstrom bei sehr hohen Frequenzen nicht mehr gleichzeitig mit der Steuerspannung, sondern eilt dieser nach, und zwar um so mehr, je länger die Laufzeit ϑ im Vergleich zur Schwingungsdauer T ist. Der diese Phasenverschiebungen bewirkende Energiespeicher ist nicht elektrischer oder magnetischer Natur, sondern beruht ausschließlich auf der Trägheit der mechanisch bewegten Ladungsträger: Aus diesem Grunde kann der Phasenwinkel beliebig große Werte annehmen.

B. Die Inversionstheorie.

a) Ultradynamische Kennlinien.

α) Kennlinieninversionen. Zu einem anschaulichen Bild von den Verhältnissen im Inneren einer Elektronenröhre bei extrem hohen Frequenzen gelangt man durch Einführung der „ultradynamischen Kennlinien“, wobei durch die Bezeichnung „ultra“ der Unterschied gegenüber den normalen dynamischen Arbeitskennlinien, welche die an sich statisch arbeitende Röhre in Zusammenwirkung mit ihrer komplexen Belastung erfassen, hervorgehoben werden soll [66].

Der sich aus der endlichen Elektronengeschwindigkeit ergebende Phasenwinkel φ , um den der Emissionsstrom gegen die Steuerspannung nacheilt, ergibt sich, wenn man der Einfachheit halber den Anodenstrom zunächst als reinen Konvektionsstrom, d. h. durch den Aufprall von Elektronen auf die Anode entstehend annimmt, zu:

$$\frac{\varphi}{2\pi} = \frac{\vartheta}{T} \quad \text{oder} \quad \varphi = 2\pi r \vartheta = \omega \vartheta$$

($\omega = \text{Kreisfrequenz} = 2\pi r$).

Da ω einerseits und ϑ mit der Vergrößerung des Elektrodenabstands und mit kleineren Elektronengeschwindigkeiten andererseits beliebig wachsen kann, kann auch φ sehr große Werte erreichen und beliebige Vielfache von π durchlaufen. Infolgedessen ergeben sich die ultradynamischen Kennlinien einfach als Superposition zweier phasenverschobener Winkelfunktionen, nämlich der Steuerspannung:

$$e_{st} = a \sin \omega t$$

und des Anodenstroms:

$$i_a = b \sin (\omega t + \varphi).$$

Durch Elimination von t erhält man daraus die allgemeine Gleichung einer Ellipse:

$$\frac{e_{st}^2}{a^2} - 2 \frac{e_{st}}{a} \frac{i_a}{b} \cos \varphi + \frac{i_a^2}{b^2} = \sin^2 \varphi.$$

Für $\varphi=0$ und $2n\pi$ ($n=1, 2, 3, \dots$) ergibt die Gleichung eine Gerade mit der Neigung oder Steilheit:

$$S = \frac{i_a}{e_{st}} = + \frac{b}{a},$$

während sich für $\varphi=\pi$ oder allgemein $(2n-1)\pi$ ergibt:

$$S = - \frac{b}{a}.$$

Zwischen diesen beiden möglichen Grenzfällen mit reeller positiver oder negativer Steilheit treten zyklische Kennlinien auf, d. h. die Steilheit oder der innere Röhrenwiderstand werden bei sehr hohen Frequenzen komplex. Die komplexe Steilheit kann als das Verhältnis der Projektionen der ultradynamischen Ellipse auf Ordinate und Abszisse definiert werden.

In Abb. 127 sind verschiedene ultradynamische Kennlinien gezeichnet unter der willkürlichen Voraussetzung $a=b$. Dabei sei im Arbeitspunkt A dem Gitter einer Dreipolröhre eine Steuerspannung von konstanter Amplitude aber veränderlicher Frequenz zugeführt und als Abszisse aufgetragen, während die Ordinate die Momentanwerte des zugehörigen Anodenstroms darstellt. Solange die Periodendauer der Steuerspannung größenordnungsmäßig über der in praktischen Fällen 10^{-8} bis 10^{-9} s betragenden Laufzeit bleibt, ist die Phasenverschiebung Null und die normale statische i_a/i_g -Charakteristik bleibt erhalten. Sobald φ indessen mit wachsender Frequenz merkbare Werte erreicht, wird die statische Kennlinie allmählich zu einer Ellipse deformiert und nimmt bei $\varphi=\pi/2$ Kreisgestalt an, in welchem Fall die mittlere effektive Steilheit gleich Null zu setzen ist. Mit weiter wachsendem φ zieht sich die ultradynamische Kennlinie wieder über die Ellipsenform zu einer reellen Geraden zusammen, die im Gegensatz zur statischen Kennlinie nunmehr aber fallend geworden ist, d. h. dem Maximum der Steuerspannung entspricht das Minimum des Anodenstroms und umgekehrt. Diese Umkehr des Richtungssinns der effektiven Steilheit wird als Kennlinieninversion bezeichnet [67], als deren Träger die sich innerhalb der Elektronenstrecke ansammelnden Raumladungswolken anzusehen sind. Wächst φ weiter bis 2π , so vollzieht sich der beschriebene Vorgang in umgekehrter Richtung, so daß die ultradynamische Kennlinie rückinvertiert und schließlich mit der ursprünglichen statischen Charakteristik wieder zusammenfällt. Analog wiederholen sich die Inversionen und Rückinversionen, wenn φ mehrere ungerad- oder geradzahle Vielfache von π durchläuft.

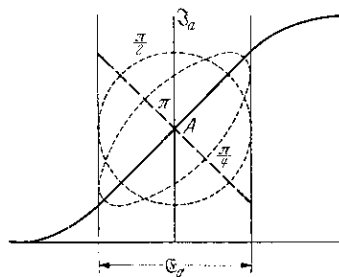


Abb. 127. Idealisierte ultradynamische Kennlinien.

β) Theorie der ultradynamischen Inversionen. Das bisher entwickelte und zu den idealisierten ultradynamischen Kennlinien führende Grundproblem der Kennlinieninversionen geht von dem reinen, durch den Aufprall von Ladungsträgern auf die Anode entstehenden Konvektionsstrom

aus. Nun verläuft aber der von einer gleichmäßig bewegten Ladung (Elektron) zu einer Elektrode (Anode) transportierte Strom keineswegs so, daß erst im Augenblick des Auftreffens der Ladung ein Stromstoß von der in Abb. 128a angegebenen Größe zustande kommt, vielmehr spielt sich der Vorgang so ab, daß das Elektron schon bei seinem Austritt aus der Kathode eine Influenzladung von der Größe $+e$ auf Kathode und Anode erzeugt. Je weiter sich das Elektron der Anode nähert, um so mehr sinkt die Influenzladung auf der Kathode und um so mehr wächst die auf der Anode. Die Influenzladung $+e$ wird der Anode während der Bewegung von $-e$ von der Kathode aus kontinuierlich zugeführt, so daß der Strom im Außenkreis bei gleichmäßiger Bewegung

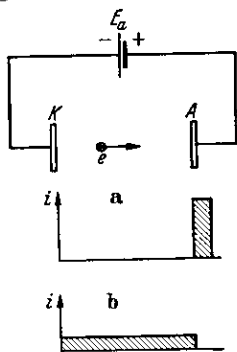


Abb. 128. Mechanismus des Stromübergangs bei Wanderung eines Ladungsträgers.

des Elektrons das in Abb. 128b gezeigte Aussehen hat. Im Moment, wenn das Elektron die Anode erreicht, reißt der Strom im Außenkreis ab, weil sich die Elektronenladung gegen die Influenzladung ausgleicht. Die kinetische Energie, die das Elektron beim Aufprall an die Anode abgibt, geht in Form von Wärme verloren.

Es ist klar, daß unter Berücksichtigung dieses Verschiebungsstroms die idealisierten Verhältnisse beträchtlich modifiziert werden müssen, und zwar wirkt sich dies einmal in dem ultradynamischen Phasenwinkel und zum anderen in der Intensität des Anodenwechselstroms und damit in der Steilheit der ultradynamischen Kennlinien aus.

Um zu einer möglichst einfachen mathematischen Interpretation der Verhältnisse zu gelangen, werde eine Dreipolröhre mit ebenen Elektroden betrachtet, deren Gitter sich so nahe an der Kathode befindet, daß der Durchgriff verschwindet. Ferner werde der Potentialverlauf zwischen den Elektroden als linear angesetzt; Raumladungen sollen also vernachlässigt werden. Schließlich soll das Gitter eine nur kleine Wechselspannung gegenüber dem Anodenpotential führen. Alle diese Voraussetzungen widersprechen zwar an sich einer statischen Raumladungskennlinie mit endlicher Steilheit, sind jedoch zulässig, sofern die aus der Theorie gezogenen Folgerungen auf die ultradynamischen Inversionen beschränkt werden. Es kann daher auch unbeschadet vorausgesetzt werden, daß dem Gitterruhepotential e_{g0} ein endlicher Ruhestrom i_{a0} entspricht, dem sich eine der Steuerspannung entsprechende Wechselkomponente superponiert.

Auf Grund der obigen Vereinfachungen kann auch die Fluggeschwindigkeit der durch das Gitter in das Anodenfeld eintretenden Elektronen gleich Null gesetzt werden, so daß sich das vereinfachte Röhrenmodell ohne weiteres in eine Diode mit einer trägheitslos emittierenden Glühkathode überführen läßt. In diesem Ersatzmodell ist dann an Stelle der Steuerspannung e_{st} die periodisch emittierte Ladungsmenge q zu setzen¹.

¹ Tatsächlich lassen sich auf Grund von Emissionssteuerung durch Rückkopplung des Heizstroms elektrische Schwingungen erzeugen, wegen der Wärmeträgheit des Heizfadens allerdings nur von ganz niedrigen Frequenzen [Ito Yoji: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 35 (1930) S. 12].

In der Abb. 129a und b ist diese Überführung der raumladungs-gesteuerten Triode in eine Diode mit Emissionssteuerung schematisch versinnbildlicht. A und K sind die im Abstand d voneinander befindlichen Anoden und Kathoden. Die Anode besitzt das konstante Potential E_a , während die Kathode pro Zeit- und Flächeneinheit die Ladungsmenge

$$q = q' + q_0 \sin \omega t$$

emittiere. Die weiteren Betrachtungen mögen sich lediglich auf die Wechselkomponente erstrecken ($q' = 0$), so daß man erhält:

$$q = q_0 \sin \omega t.$$

Die durch ein beliebiges Flächenelement im Abstand x von der Kathode hindurchtretenden Elektronen sind schon zur Zeit $t - \tau$ von der Kathode emittiert worden, wenn τ die zum Durchfliegen der Strecke x erforderliche Zeit bedeutet. Demnach tritt durch das betrachtete Flächenelement in der Zeiteinheit die Ladungsmenge:

$$q_x = q_0 \sin (\omega t - \omega \tau)$$

oder in der Zeit $d\tau$:

$$d q_x = q_0 \sin (\omega t - \omega \tau) d \tau$$

hindurch. Im Außenkreis entsteht eine dieser Ladungsmenge entsprechende Stromdichte vom Betrag:

$$dj = \frac{d q_x \cdot v}{d}.$$

Der gesamte Momentanstrom zur Zeit t wird aber von der ganzen, zwischen den Elektroden befindlichen Ladungsmenge beeinflusst, und ergibt sich aus der Integration über τ zwischen den Grenzen 0 und ϑ und unter Einsetzen von v als Funktion von τ bzw. x zu:

$$j(t) = \frac{2 q_0}{\vartheta^2} \int_0^{\vartheta} \tau \sin (\omega t - \omega \tau) d \tau.$$

Die Lösung des Integrals ist:

$$j(t) = \frac{2 q_0}{\vartheta^2} [\sin \omega t (\varphi \sin \varphi + \cos \varphi - 1) - \cos \omega t (\sin \varphi - \varphi \cos \varphi)]$$

oder

$$= \frac{2 q_0}{\vartheta^2} (A \sin \omega t - B \cos \omega t).$$

Dieses Ergebnis besagt, daß die momentane Stromdichte im Außenkreis gegen die Emission q_0 um einen bestimmten Winkel φ nacheilt, der sich ergibt zu:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{B}{A} = \frac{\sin \varphi - \varphi \cos \varphi}{\varphi \sin \varphi + \cos \varphi - 1}.$$

Nun sind aber für die weitere Betrachtung in erster Linie die durch $\varphi = n \cdot \pi$ gekennzeichneten reellen ultradynamischen Kennlinien mit positiver oder negativer Steilheit von Bedeutung. Man erhält infolgedessen für $\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} n \cdot \pi = 0$ diese Grenzzustände der Inversionen unter der Bedingung:

$$\sin \varphi - \varphi \cos \varphi = 0$$

oder

$$\operatorname{tg} \varphi = \varphi.$$

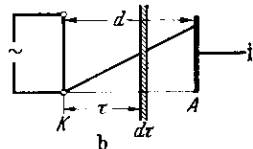
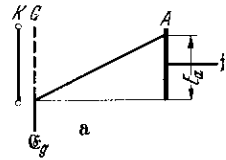


Abb. 129. Überführung einer raumladungs-gesteuerten Triode in eine Diode mit Emissionssteuerung.

Hiernach liegen die Inversionsmaxima nicht mehr einfach bei ganzzahligen Vielfachen von π , sondern die entsprechenden Winkel $\omega \theta$ schreiten nach folgender Tabelle fort:

$n = 0$	1	2	3	4	5
$\frac{\omega \theta}{\pi} = 0$	1,41	2,45	3,46	4,47	5,48
$N - \omega n_1 \omega_1 = 0$	1	1,74	2,45	3,17	3,89

Sieht man vom Ordnungsbereich Null ab, so sind die Inversionsmaxima zwar in erster Näherung um π gegeneinander verschoben, wenigstens wird die Abweichung mit höheren Ordnungszahlen immer geringer, trotzdem sei aber hier schon bemerkt, daß die den Inversionsmaxima zugeordneten Frequenzen ω_n nicht mehr in einfach ganzzahligen Verhältnissen zueinander stehen, sondern daß für ihr Verhältnis zu der

Frequenz des ersten Inversionsmaximums statt n die in der Tabelle angegebenen Zahlenwerte N bestimmend sind.

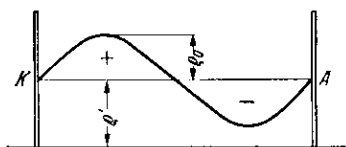


Abb. 130. Positive und negative Raumladungswelle zwischen Kathode und Anode.

Betrachtet man die Raumladungsverteilung in dem den vorstehenden Betrachtungen zugrunde liegenden Diodenmodell, so ergibt sich zu einem bestimmten Zeitpunkt und wenn man den theoretischen Voraussetzungen gemäß nur den Wechsel-

anteil berücksichtigt, das in Abb. 130 dargestellte Bild. Es ist klar, daß die von der positiven und negativen Raumladungswelle erzeugten Influenzladungen verschiedenes Vorzeichen haben, und sich gegenseitig aufheben werden, jedoch sind beide Influenzladungen, da sie von an verschiedenen Stellen x befindlichen und verschiedene Geschwindigkeiten aufweisenden Ladungswolken stammen, nicht einander gleich, sondern es bleibt in dem betrachteten Fall eine positive Differenzladung auf der Anode übrig. Diese Betrachtung führt daher zu dem Schluß, daß der Anodenwechselstrom nicht konstant bleibt, wie es in dem vorbesprochenen idealisierten Beispiel der Fall ist, sondern absinken muß. Wenn man weiterhin dieselben Betrachtungen bis zum Grenzfall, daß sich zwischen den Elektroden unendlich viele positive und negative Raumladungswellen ansammeln, ausdehnt, erkennt man, daß die Influenzwirkungen der Summe aller positiven Raumladungen und aller negativen Raumladungen gleich werden und sich kompensieren. Im Grenzfall $n \rightarrow \infty$ ist infolgedessen überhaupt kein Wechselstrom im Außenkreis mehr zu erwarten, mag die Dichte der einzelnen Raumladungswolken noch so groß sein.

Diese Folgerung kommt auch in der hier entwickelten Inversionstheorie zum Ausdruck. Um die Amplitude des ultradynamischen Verschiebungsstromes als Funktion von $\omega \theta$ zu erfassen, wird die obige Gleichung für $j_{(t)}$ auf die Form gebracht:

$$A \sin \omega t - B \cos \omega t - C \cos (\omega t + \varphi),$$

woraus der Scheitelwert C folgt zu:

$$C = \sqrt{A^2 + B^2}.$$

Durch Einsetzen der obigen Werte folgt daraus:

$$j = 2q_0 \frac{1}{q^2} \sqrt{(q \sin \varphi - 1)^2 + q^2 \cos^2 \varphi} - 2 \cos \varphi + 1.$$

Der Verlauf dieser Funktion ist in der Abb. 131 graphisch aufgetragen, indem $2q_0 = 1$ gesetzt wurde. Sie zeigt, wie die Amplitude des Inversionsstroms mit wachsender Phasenverschiebung stetig kleiner wird, und zwar in erster Näherung proportional $1/q$, wobei sich jedoch eine periodische und mit zunehmender Ordnungszahl n rasch abnehmende Störfunktion überlagert. Nimmt man wieder die statische Kennlinie mit der Steilheit 1 als gegeben an, so werden die ultradynamischen Kennlinien bei verschiedenen Phasenwinkeln gegenüber dem idealisierten Grundprinzip auf die aus Abb. 132 ersichtliche Weise deformiert. Diese neuen Kurven ergeben sich, wenn man in die Gleichungen für die ultradynamischen Kennlinien neben verschiedenen Phasenwinkeln auch für b entsprechende, aus Abb. 131 abzugreifende Werte einführt. Die Steilheit der ultradynamischen Kennlinien bleibt jetzt nicht mehr konstant, sondern wird mit zunehmenden Inversionen immer geringer.

Entsprechend den vereinfachenden Annahmen ist es natürlich nicht angängig, ohne weiteres eine quantitative Übereinstimmung mit dem Experiment zu erwarten. Hier kann nur eine viel weitergehende theoretische Erfassung des Problems unter Einbeziehung der durch die stationäre Raumladungskomponente bewirkten Potentialverteilung zwischen Zylinderelektroden größere Klarheit schaffen. Da indessen alle Größen ihrerseits wieder über „ultradynamische Arbeitskennlinien“, welche außer der inneren Phasenverschiebung auch noch die Belastung durch den komplexen Außenwiderstand erfassen, auf die Inversionsverhältnisse selbst zurückwirken und als Variable in die Integration mit eingehen, liegen die Verhältnisse außerordentlich kompliziert. Zwar sind in neuester Zeit Ansätze bekannt geworden, um neben der ultradynamischen Steilheit auch den Verstärkungsfaktor und den inneren Widerstand einer Dreipolröhre als komplexe Größen zu behandeln [68], und so gewissermaßen eine, auch für die höchsten Frequenzen gültige allgemeine Röhrentheorie aufzustellen, doch werden die physikalischen Grundprobleme durch diese Komplikationen nicht durchsichtiger, zumal eine quantitative

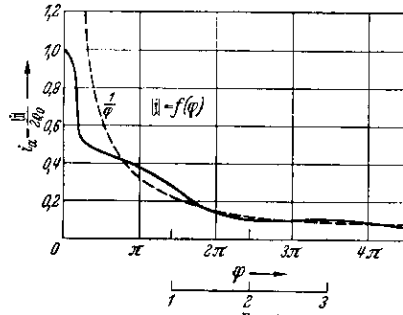


Abb. 131. Abfall des ultradynamischen Verschiebungsstroms.

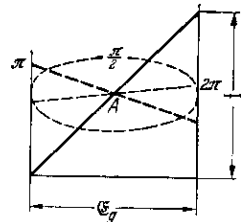


Abb. 132. Ultradynamische Kennlinien.

Übereinstimmung mit dem Experiment bisher auch auf diesem Wege noch nicht erzielt werden konnte. Bei dem gegenwärtigen Stand der Dinge erscheint jedoch die hier entwickelte Näherungslösung zur Beschreibung der die Anfachung extrem hoher Frequenzen beherrschenden Erscheinungen vollständig ausreichend.

γ) Messung der ultradynamischen Phasenverschiebung. Zum Schluß dieser theoretischen Betrachtungen seien noch einige Bemerkungen über die direkte Aufzeichnung von ultradynamischen Kennlinien, die natürlich von vornherein nur mit dem Kathodenstrahloszillographen denkbar ist, und über die Messung der Phasenwinkel angebracht. Trotz aller Versuche mit einer speziell für extrem hohe Frequenzen entwickelten Oszillographenröhre, in welcher innere, ebenfalls auf Inversionserscheinungen

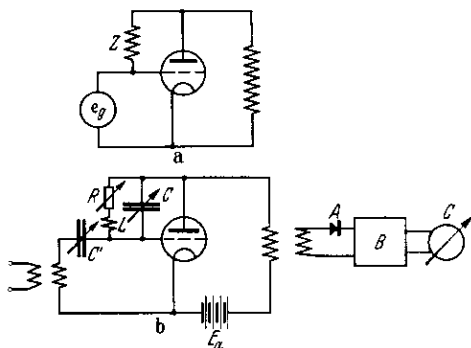


Abb. 133. Hochfrequenzbrücke zur Messung des ultradynamischen Röhrenwiderstands nach Llewellyn.

beruhende Phasenfehler durch besondere Ausgestaltung der Ablensysteme eliminiert worden sind¹, ist die direkte Aufzeichnung von ultradynamischen Kennlinien noch nicht gelungen. Die sich hierbei ergebenden Schwierigkeiten liegen zunächst in den geschil-
derten Anpassungsverhältnissen, denen zufolge keine genügenden Ablenkspannungen zu erhalten sind, sowie in den kapazitiven Nebenschlüssen über die Meßröhre und den Oszillographen, welche den Effekt der ultradynamischen Phasenverschiebung fast voll-

kommen überdecken. Hier kann vermutlich nur die Weiterentwicklung spezieller Ultrakurzwellenröhren mit kleinsten Innenwiderständen im Verein mit einer Kompensation der kapazitiven Nebenströme, z. B. in einer neutralisierten Gegentaktnordnung, einen Erfolg versprechen.

Beschränkt man sich hingegen auf längere Wellen von z. B. einigen Metern, so sind zwar innerhalb der Röhre nur Phasenverschiebungen um wenige Grad zu erwarten, doch besteht dann andererseits die Möglichkeit, diese Phasenwinkel in einer Art hochfrequenter Brückenschaltung genauer zu messen. Solche Versuche sind mit der in Abb. 133a schematisch angegebenen Anordnung durchgeführt worden [69], deren Wirkung darauf beruht, daß der komplexe ultradynamische Scheinwiderstand der Röhre durch eine parallel liegende Impedanz Z nach Größe und Phase kompensiert wird. Wird daher auf Minimum des Anodenstroms abgeglichen, dann ist die ultradynamische Leitfähigkeit $1/\mathfrak{Z}$ offenbar gleich Z , womit die Messung auf die Bestimmung von Z reduziert ist.

Eine praktische Anordnung zur Durchführung der Versuche stellt die Abb. 133b dar. Die Impedanz Z wird von dem Schwingradkreis LCR gebildet, der unmittelbar an den Elektroden einer Spezialröhre mit kurzen Zuführungen liegt. Um den Ausgangsstrom mit hinreichender

¹ Bd. II, Kapitel 6, Abschnitt 3, B, d.

Genauigkeit erfassen zu können, wird die dem Gitter der Meßröhre zugeführte Hochfrequenzspannung niederfrequent moduliert, so daß der Anodenstrom in einem Detektor *A* gleichgerichtet, und die Niederfrequenzkomponente nach Verstärkung in *B* mit einem Röhrenvoltmeter *C* gemessen werden kann. Der Kondensator *C'* dient zur Einstellung von Reihenresonanz des Eingangs- und Ausgangskreises.

Die Messung geht so vor sich, daß *C'* zunächst bei kurzgeschlossenem *Z* und bei abgeschalteter Röhre so abgestimmt wird, daß ein maximaler Ausgangsstrom I_1 gemessen wird. Wird nun der Kurzschluß aufgehoben, so kann *Z* auf Stromminimum I_2 abgeglichen werden, und es läßt sich zeigen, daß der Phasenwinkel von *Z* dann gleich:

$$\cos \Phi = I_2 / I_1$$

ist. Wird jetzt die Röhre eingeschaltet, so wird das Brückengleichgewicht gestört, und die Brücke muss von neuem abgeglichen werden, bis der Ausgangsstrom verschwindet. In diesem Fall ist die ultradynamische Phasenverschiebung in der Röhre gleich dem vorher ermittelten Wert.

Das Experiment bestätigt qualitativ die Vorhersagen der Inversionstheorie, daß der ultradynamische Phasenwinkel mit sinkenden Beschleunigungsspannungen größer wird, und dasselbe gilt auch für sinkende Wellenlänge. Besonders interessant ist die Abhängigkeit von Φ von der Raumladung, wie sie in dem Diagramm der Abb. 134 zum Ausdruck kommt, das als Abszisse den Heizstrom enthält. Über 2,4 A sinkt die Raumladung, wie die gleichzeitig eingetragene Anodenstromkurve beweist, d. h. die Röhre nähert sich der Sättigung. Die Elektronen gehen infolgedessen schneller von der Kathode zur Anode über, und die ultradynamische Phasenverschiebung wird geringer. Gelangt man in das Sättigungsgebiet selbst, so verliert das Gitter seine Steuerwirkung überhaupt, und die Röhre wirkt nur noch als Kondensator. Tatsächlich lassen die Messungen eine dem Wert $\Phi = 90^\circ$ zustrebende Tendenz erkennen. Es ist zu erwarten, daß sich die Versuche durch Einführung einer Lecher-Leitung für *Z* bis zu Frequenzbereichen, wo vollständige Inversionen auftreten, ausdehnen lassen.

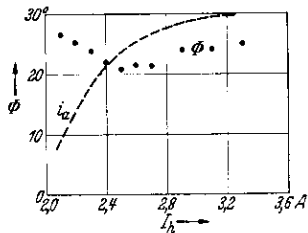


Abb. 134. Die ultradynamische Phasenverschiebung bei variabler Heizung.

b) Ultradynamische Schwingbereiche.

a) Der Einfluß der Elektronenlaufzeit an der Grenze der Selbsterregung.

Um die Selbsterregungsverhältnisse einer rückgekoppelten Elektronenröhre mit Raumladungssteuerung an der Grenze ihrer statischen Arbeitsweise und darüber hinaus auf Grund der Inversionstheorie zu untersuchen, braucht man nur die komplexe ultradynamische Steilheit $\tilde{S}$ in die Selbsterregungsformel einzusetzen. Im Rahmen der vorstehenden Theorie sei die Voraussetzung wiederholt, daß die am Belastungswiderstand im Außenkreis entstehende Wechselspannung klein gegen das Anodenpotential sei, oder, was auf dasselbe hinausläuft, daß die Röhre

einen vernachlässigbar kleinen Durchgriff habe. An Stelle der „ultradynamischen Arbeitskennlinien“ reichen dann die einfachen und sich lediglich auf die Röhre beziehenden ultradynamischen Kennlinien aus.

Wegen $\Re = \frac{1}{\mathfrak{S} \cdot \Re_a}$ muß sich, wenn die Steilheit komplex wird, auch der Rückkoppelfaktor ändern, was bei gegebener Schaltung aber nur bei Änderung der Selbsterregungsfrequenz eintreten kann. Damit ist notwendigerweise eine Änderung von $\Re_a$ verknüpft, d. h. eine Änderung von $\mathfrak{S}$ hat sowohl Einfluß auf die Aussteuerung als auch auf die Frequenz. Jedenfalls erschwert die komplexe Steilheit die Anpassung noch weiter, als es wegen der zu geringen Außenwiderstände bei extrem hohen Frequenzen an sich schon der Fall ist. Das erste Inversionsminimum,

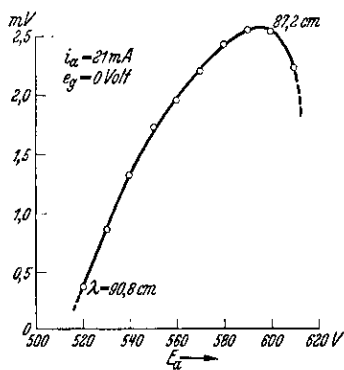


Abb. 135.
Anodenspannungsabstimmung nach
Kohl.

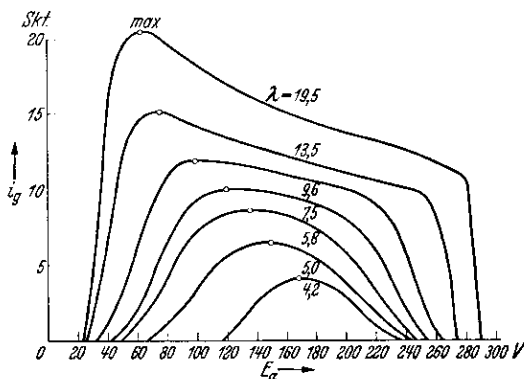


Abb. 136.
Verschiebung der Schwingbereiche verschiedener
Frequenz nach Maslennikov.

in dem der Realteil der ultradynamischen Steilheit beim Winkel $\varphi = \pi/2$ oder $\omega \vartheta \cong 1,41 \pi/2$ zu Null geworden ist, kann praktisch keinesfalls mehr erreicht werden, weil die Anfachung vorher schon zu schwach geworden ist, um die Energieverluste zu decken. Indem man die Kreisfrequenz durch die Wellenlänge ausdrückt, erhält man aus der obigen Bedingung:

$$\lambda = \frac{2840 \cdot d}{\sqrt{E_a}}$$

Hieraus ergibt sich für das zu Eingang dieses Abschnittes bereits diskutierte Beispiel von $d = 0,5$ cm und $E_a = 500$ V eine theoretische Grenzwellenlänge von 64 cm. Tatsächlich kommt die unter entsprechenden Bedingungen praktisch erhaltene Welle von 82 cm [54] diesem Grenzwert ziemlich nahe.

Daß wirklich an der äußersten Grenze der Selbsterregung die ultradynamische Steilheit nicht mehr reell, sondern bereits komplex ist, geht aus den von verschiedenen Seiten angegebenen Beobachtungen hervor, wonach bei Variation des Anodenpotentials, d. h. von ϑ ein Maximum der Schwingungsintensität festzustellen ist. So zeigt die Abb. 135 die Schwingungsenergie einer Dreipunktschaltung in Abhängigkeit von E_a bei konstantem Anodenstrom und Gitterspannung

Null [52]. Das erhaltene Maximum ist viel zu scharf, um aus dem Übergang vom unterpannten in den überspannten Zustand erklärt werden zu können. Außerdem deutet auch die kleine Wellenlängenabhängigkeit auf einen komplexen und den Außenkreis geringfügig verstimmden inneren Röhrenwiderstand hin.

Selbst bei Meterwellen lassen sich mit Röhren von verhältnismäßig großem Anodenradius diskrete Schwingbereiche über der Anodenspannung nachweisen, deren Verlauf nicht mehr allein durch die statischen Röhrenkennlinien bedingt sein kann, sondern einen deutlichen Gang mit der Frequenz aufweist. Eine derartige Messung zeigt z. B. die Abb. 136, in welcher der der Schwingintensität proportional zu setzende Gitterstrom als Funktion des Anodenpotentials für verschiedene Eigenwellen des Außenkreises als Parameter aufgetragen ist [70]. Aus dieser Kurvenschar ist die Verschiebung der Intensitätsmaxima mit kürzer werdenden Wellen nach höheren Spannungen hin besonders deutlich zu erschen, wobei für die den Maxima entsprechenden Anodenpotentiale die Beziehung $\lambda E_a^{3/2} = \text{const}$ erfüllt wird. Wenn Vorsorge getroffen wird, daß die Messungen auf den linearen Teil der Röhrenkennlinien beschränkt bleiben, geht diese Beziehung in:

$$\lambda^2 E_a = \text{const}$$

über [71]. Diese Gesetzmäßigkeit, die hier schon an der Grenze der statischen Selbsterregung auftritt, ist für alle Erzeugungsmethoden ultrakurzer Wellen, bei denen die Elektronenlaufzeiten eine Rolle spielen, von grundsätzlicher Bedeutung, wie im Verlauf der weiteren Betrachtungen noch oftmals zu zeigen sein wird.

β) Inversionsschwingungen. Die weitere Diskussion der ultradynamischen Kennlinien in ihrer Wirkung bei Selbsterregung führt zwangsläufig zu folgenden Ergebnissen: Zunächst ist ohne weiteres einzusehen, daß unter allen ultradynamischen Charakteristiken diejenigen mit reeller Steilheit, die also bei den Phasenwinkeln $n \cdot \pi$ auftreten, eine bevorzugte Rolle spielen müssen, weil in diesem Fall die effektive Steilheit jeweilig am größten wird. Nun verlaufen diese reellen Kennlinien bei allen ungeraden Ordnungszahlen n fallend, in den Rückinversionsbereichen hingegen wiederum steigend. Um den Neigungssinn dieser Grenzkennlinien bei den verschiedenen Ordnungszahlen zu definieren, bedient man sich am einfachsten der Formulierung:

$$S = (-1)^n S_{\text{stat}}.$$

Setzt man diesen Ausdruck in die auf $D=0$ reduzierte Selbsterregungsformel ein, so erhält man:

$$\mathfrak{K} = - \frac{\mathfrak{G}_g}{\mathfrak{G}_a} = \frac{(-1)^n}{S \cdot R_a}.$$

Dieses Ergebnis besagt nun, daß der Rückkoppelfaktor bei allen Inversionen ($n=1, 3, 5 \dots$) negativ, und die Wechselspannungen an Gitter und Kathode gleichphasig werden müssen, während in den Rückinversionsbereichen (n geradzahlig) Schwingungen ebenso wie bei der ursprünglichen statischen Kennlinie mit positivem K , d. h. mit gegenphasigen Wechselspannungen möglich sind. Kurz oberhalb der Grenze der statischen Selbsterregung müßten sich die Schwingungen infolgedessen

durch Umkehr der äußeren Rückkopplung wieder zum Einsatz bringen lassen, vorausgesetzt, daß die Energiebilanz noch hinreichend positiv zu erhalten ist. Betrachtet man andererseits die Verhältnisse in einer gegebenen Rückkoppelschaltung mit positivem Rückkoppelfaktor, so ist bei allen Rückinversionen eine positive Anfachung zu erwarten, während die Röhre in den Inversionsbereichen der Schwingungserzeugung entgegenarbeitet. Hier ist die Rückkopplung also phasenverkehrt, und die Röhre wirkt als reiner Verlustwiderstand. In den Zwischengebieten durchläuft die effektive ultradynamische Steilheit jedesmal den Nullwert, so daß der dynamische Röhrenwiderstand unendlich wird, und weder eine dämpfungsreduzierende, noch eine energieabsorbierende Wirkung auszuüben vermag.

Zieht man die Möglichkeit in Betracht, dem Rückkoppelfaktor durch Schaltungsmaßnahmen oder durch induktive oder kapazitive Abstimmung des Gitter- und Anodenkreises für jede Frequenz beliebig positives oder negatives Vorzeichen erteilen, und die Gitter- und Anodenspannung entweder in Phase oder gegenphasig einstellen zu können, so sind, wenn man der Anschaulichkeit halber die Korrekturen durch den Verschiebungsstrom außer acht läßt, sowohl bei den Inversionen, als auch bei

den Rückinversionen, d. h. bei allen Phasenwinkeln $\omega \vartheta = n \cdot \pi$ Schwingungen denkbar. Für die Intensitätsmaxima dieser „Inversions-schwingungen“ läßt sich dann die Beziehung ableiten:

$$\lambda^2 E_a = \frac{\text{const}}{n^2}.$$

Ein experimenteller Nachweis dieser, jenseits der statischen Rückkoppelgrenze liegenden Schwingungsgebiete höherer Ordnung in der

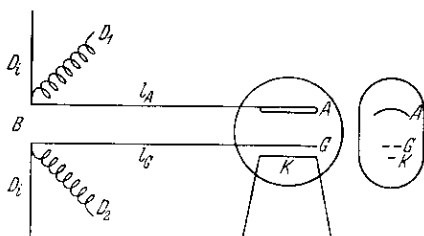


Abb. 137.
Ultrakurzwellenanordnung von Kroebel.

theoretisch geforderten periodischen Aufeinanderfolge, mag die ultradynamische Phasenverschiebung durch Frequenzsteigerung oder bei konstant bleibender Welle durch Spannungsvariation bewirkt werden, ist bisher noch nicht bekannt geworden. Die Schwierigkeiten liegen klar zutage, denn selbstverständlich können solche Inversionsschwingungen nur dann erwartet werden, wenn die Energiebilanz zur Überwindung der Verluste ausreicht, d. h. wenn entweder der äußere Belastungswiderstand oder die Kennliniensteilheit genügend groß ist. Da sich die ultradynamische Steilheit mit wachsender Ordnungszahl aber immer mehr verringert, erkennt man, daß die Anpassung, die ja bei der statischen Kennlinie schon kaum mehr genügt, in den Inversionsbereichen erst recht nicht mehr ausreichen kann. Auch hier ist nur durch Weiterentwicklung besonderer Ultrakurzwellenröhren mit außerordentlich kleinem Innenwiderstand und durch günstige Ausgestaltung der Schwingungssysteme ein der Inversionstheorie entsprechendes Ergebnis zu erhoffen.

Trotzdem sind vereinzelte Fälle bekannt geworden, wo mit normaler Rückkopplung bei positiver Anode Wellen unterhalb des statischen

Grenzwerte erhalten werden konnten, die nach obigem nur als Inversionsschwingungen zu deuten sind. Auf Grund der Erkenntnis, daß der Aufbau einer normalen Senderanordnung wegen der verschiedenen Elektrodenkapazitäten immer unsymmetrisch sein muß, und daß die Rückkoppelspannung deshalb zur Anodenspannung nicht mehr gegenphasig liegt, ist die in Abb. 137 dargestellte Anordnung entwickelt worden, die bei kleinsten Elektrodenkapazitäten einen vollkommen symmetrischen Schwingungszustand mit einem Schwingungsknoten bei B sichert [72]. Durch diese Maßnahme konnte die Anregungsgrenze von Rückkoppelschwingungen bis zu einer Welle von 31 cm verschoben werden, wobei es sich nach dem Vergleich der Elektronenlaufzeit mit der Schwingungsperiode um den zweiten Ordnungsbereich handelt.

In welcher Weise auch hier wieder die Schwingungserregung an bestimmte Elektronenlaufzeiten bzw. an bestimmte Elektrodenpotentiale gebunden ist, geht aus Abb. 138 hervor, welche für zwei verschiedene Wellen die Anodenspannung in Abhängigkeit von der Gitterspannung darstellt, wenn jeweils auf maximale Schwingenergie abgeglichen wird. Die Kurven zeigen, daß bei einer Erhöhung der Gitterspannung das Anodenpotential erniedrigt werden muß und umgekehrt, wie es das effektive Beschleunigungsfeld rechtfertigt. Weiter zeigt sich auch hier, daß die höheren Frequenzen eine kürzere Laufzeit und damit höhere Spannungen an Gitter und Anode erfordern.

In einzelnen Fällen, wenn nämlich das Anodenpotential hoch genug ist, werden Wellen von 10–20 cm Länge beobachtet [71, 73], bei deren Einsatz der Gitterstrom sein Vorzeichen umkehren kann, als ob das Gitter selbst Elektronen emittiert oder positive Ladungen auffängt. Diese Schwingungen beruhen auf der Anfachung eines innerhalb der Röhre befindlichen und nach Art der Abb. 139 aus der Gitterwendel und ihrer Halterung bestehenden Resonanzkreises. Es muß jedoch angenommen werden, daß außerdem auch der Anodenzyylinder noch kapazitiv oder induktiv gegenüber dem Gitter abgestimmt sein muß, damit ein bestimmter Rückkoppelfaktor vorliegt, und eine Anfachung in den Inversions- oder Rückinversionsbereichen ermöglicht wird.

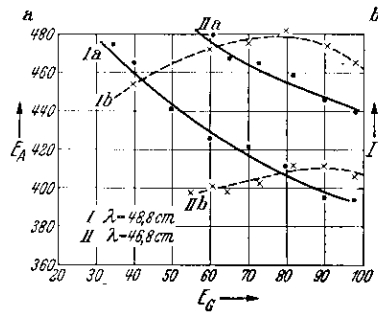


Abb. 138. Schwingbereiche der Anordnung nach Abb. 137.

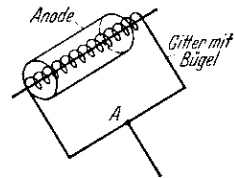


Abb. 139. Gitterschwingkreis.

c) Anfachungsmessungen.

Die Annahme einer zur Selbsterregung nicht mehr ausreichenden Anfachung in den Inversionsgebieten legt den Versuch nahe, die Dämpfung oder Entdämpfung einer Selbsterregungsschaltung bei Fremd-erregung zu messen, um auf diesem Umweg über die ultradynamischen

Inversionen Aufschluß zu erhalten. Zu diesem Zweck ist die in Abb. 140 schematisch abgebildete Anordnung entwickelt worden, deren Wirkung darauf beruht, daß ein Rückkoppelsender mit an sich gegenphasigen Wechselspannungen an Gitter und Anode von einem Hilfsender fremderregt wird, und je nachdem seine Anfachung positiv oder negativ ist, Schwingungsenergie nachliefert oder absorbiert. Am zweckmäßigsten wird dabei die Erregerfrequenz konstant gelassen, und die Phasenverschiebung wird durch Variation des Anodenpotentials geändert; natürlich ist im Prinzip auch der umgekehrte Weg, bei konstanten Elektroden-

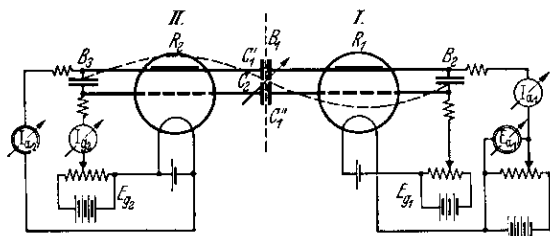


Abb. 140.
Anordnung zur Anfachungsmessung nach Hollmann.

potentialen die Frequenz zu variieren, gangbar, doch treten bei den in Frage kommenden Frequenzen in diesem Fall erhebliche Schwierigkeiten hinsichtlich Konstanthaltung der Erregerleistung und der Kopplung auf.

Der Hochfrequenzteil der Schaltung besteht aus einer Paralleldrahtleitung, welche in der Mitte durch eine Kapazitätsbrücke B_1 aufgeteilt ist, und deren rechte Hälfte I die eigentliche Meßanordnung mit der Röhre R_1 , und deren linke Hälfte II einen Bremsfeldgenerator mit der Schwingröhre R_2 bildet. Das System I stellt eine normale Drei-

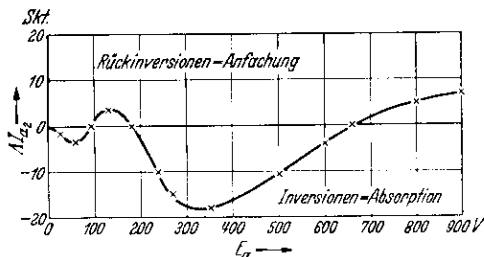


Abb. 141. Inversionsbereiche.

punktschaltung mit zwischen Gitter und Anode liegendem Resonanzkreis dar, nur sind beide Röhren abweichend von den sonst üblichen Anordnungen mit durchgehenden Elektrodenzuführungen versehen und in die Paralleldrahtleitung eingeschaltet. Die Lage der Abschlußbrücken B_2 und B_3 ist so zu wählen, daß beide Röhren in Spannungsbäuchen liegen, wobei

in der Mittelbrücke B_1 ein Schwingungsknoten auftreten muß. Die Brücke B_1 besteht neben zwei Längskapazitäten C'_1 und C''_1 , welche die Aufgabe haben, die Elektrodenpotentiale zu trennen, noch aus einer Querkapazität C_2 , welche die Kopplung zwischen System I und II einzuregulieren erlaubt. Der Bremsfeldgenerator arbeitet konstant auf einer Welle von etwa 70 cm, während die Elektrodenpotentiale der Meßröhre R_1 in weiten Grenzen variiert werden können. Zusammen mit E_{a1} ist dem Durchgriff von R_1 entsprechend auch die Gitterspannung E_{g1} nachzustellen, damit der Arbeitspunkt auf dem mittleren Teil der Anodenstromcharakteristik liegen bleibt.

Die Schwingintensität des gesamten Koppelsystems kann mittels eines Detektors oder Thermoelements kontrolliert werden. Als weitaus

einfacher hat sich jedoch die Beobachtung des Bremsstroms I_{a2} der Generatorröhre erwiesen, der in einem für die vorliegenden Messungen völlig ausreichenden Maß der Schwingenergie proportional angenommen werden kann.

Die Abb. 141 zeigt ein typisches Meßergebnis, und zwar die Abweichung des Bremsstroms von seinem bei abgeschalteter Meßröhre R_1 geltenden Ruhewert, wenn die Anodenspannung E_{a1} variiert wird. In vollkommener Bestätigung der Inversionstheorie läßt die Kurve mehrere, periodisch aufeinanderfolgende positive und negative Maxima erkennen. In den positiven Bereichen ist die Anfachung im System I offenbar positiv, und die Dämpfung des gesamten Koppelsystems wird vermindert. Die Bereiche sinkenden Bremsstroms zeigen eine Dämpfungserhöhung an, wie sie aus der phasenverkehrten Rückkopplung in den Inversionsbereichen zu erwarten ist. Bei niedrigen Anodenpotentialen werden die Verhältnisse zu unsauber, um weitere Inversionen deutlich werden zu lassen. Zwischen den einzelnen Maxima durchläuft die Anfachung im Meßsystem die Nulllinie, an welchen Stellen die Meßröhre weder energieabsorbierend noch dämpfungsvermindernd wirkt.

5. Die Modulation ultrakurzer Wellen.

Über die Modulation der mit Rückkopplung arbeitenden Ultrakurzwellensender ist im Vergleich zu den aus der normalen Hochfrequenztechnik bekannten Gesichtspunkten nichts Besonderes zu sagen. So ist neben der direkten Modulation des Gitterpotentials sowohl die Steuerung des Gittergleichstroms über eine Vorröhre, als auch die der Anodenspannung über eine oder mehrere Parallelröhren brauchbar. Um besonders leicht bei Quarzkontrolle auftretende Unstetigkeiten und Reißgebiete in den Modulationscharakteristiken zu vermeiden, empfiehlt sich bei mehrstufigen Sendern die Modulation einer der Verstärkerstufen, wobei der Steuersender konstant weiterschwingen kann.

A. Indirekte Modulation durch Energieabsorption.

Schwieriger wird das Modulationsproblem, wenn man in einem Frequenzbereich arbeitet, wo ein fremdgesteuerter Sender noch nicht gebaut werden kann, wo indessen die direkte Spannungsmodulation an der Schwingröhre eine zu starke Frequenzmodulation mit sich bringt, wie es auf Grund des komplexen Charakters der Röhre verständlich ist. Hier entsteht daher die Frage, ob nicht auch für extrem kurze Wellen ein Verfahren gefunden werden kann, daß eine Steuerung der Hochfrequenzenergie außerhalb der Schwingröhre z. B. durch Veränderung irgendwelcher Schwingkreiswiderstände ermöglicht, ähnlich wie es bei der bekannten Pungs-Drossel für lange Wellen geschieht.

Am nächsten liegt bei der starken Kapazitätsempfindlichkeit von Ultrakurzwellenkreisen der Gedanke, durch ein der Schwingkreis-kapazität parallel liegendes Kondensatormikrophon eine Verstimmung vorzunehmen [74]. Legt man dieses z. B. in den Gitterkreis eines Gegentaktsenders, so ist die Frequenzmodulation verhältnismäßig gering.

Besser wird das Mikrophon in einen Sekundärkreis eingeschaltet. Praktisch kommt dem Verfahren keine Bedeutung zu, weil ein Kondensatormikrophon äußerst geringe Abstände zwischen Membran und Gegenbelegung erfordert, soll es hinreichend empfindlich sein, weshalb es wegen der Überschlagsgefahr von Hochfrequenzfunken nur ganz geringe Leistungen zu verarbeiten vermag.

Bei sehr hohen Frequenzen um 10^9 Hz ist die günstigste Form eines Senderkreises das endliche Stück einer Doppelleitung mit einem gegen die Wellenlänge kleinen Drahtabstand und mit geeigneten Abschlußwiderständen, sei es, daß diese Doppelleitung als Lechersches Drahtsystem oder konzentrische Rohrleitung ausgebildet ist. Hier muß es also das Ziel sein, den Ohmschen oder induktiven Widerstand oder aber die Ohmsche bzw. kapazitive Ableitung durch geeignete Mittel möglichst trägheitsfrei zu beeinflussen.

In Anlehnung an die Wirkungsweise des bei kleineren Sendern zuweilen direkt in die Antenne geschalteten Kohlemikrophons läßt sich die Lecher-Leitung in einem kurzen Bereich, und zwar in der Nähe

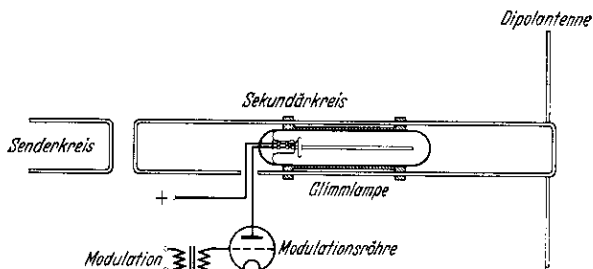


Abb. 142. Glimmlampenmodulation nach Pietscher und Haaß.

eines Spannungsbauches aus Kohlestäbchen bilden, die durch ein aufgelegtes Kohleplättchen überbrückt werden [75]. Unter dem Einfluß auftretender Schallwellen wird der Kontaktdruck des Plättchens und damit die Ableitung des Lecher-Kreises an der betreffenden Stelle periodisch geändert. Diese Modulation ist zwar empfangsseitig nachzuweisen, läßt jedoch keine praktisch brauchbare Aussteuerung zu.

Weitaus besser erscheint es, das Lecher-System durch einen im Rhythmus der Modulation pulsierenden Ohmschen oder kapazitiven Widerstand an einer spannungsempfindlichen Stelle zu überbrücken, zu welchem Zweck eine in ihrer Ausdehnung der Modulation proportional sich ändernde Glimmentladung, wie sie sich in einer langgestreckten Glimmlampe mit axialer Kathode ausbildet, geeignet ist. Eine derartige Glimmlampe wird mit zwei, an der Glasröhre längslaufenden Außenelektroden versehen, und die Kapazität zwischen diesen beiden Belegungen steigt bei verschiedenen Glimmstromstärken vom statischen Anfangswert bis fast auf das Doppelte an, um, wenn die Kathode völlig von der Glimmentladung bedeckt wird, in einen horizontalen Teil umzubiegen. Wird die Glimmlampe auf die aus Abb. 142 ersichtliche Weise in die von einem Ultrakurzwellensender zur Antenne führende Energieleitung eingeschaltet, so kann die statische Modulationskennlinie durch Messung

des Antennenstroms aufgenommen werden. Trotz der geringfügigen Kapazitätsänderungen läßt sich eine gute Durchsteuerung erreichen, woraus hervorgeht, daß die Wirkung nicht so sehr auf einer rein kapazitiven Verstimmung, als vielmehr auf eine Erhöhung der Ohmschen Ableitung und damit der Dämpfung zurückzuführen ist. Der Sekundärkreis mit der Glimmlampe arbeitet offenbar wie ein Filter, welches die

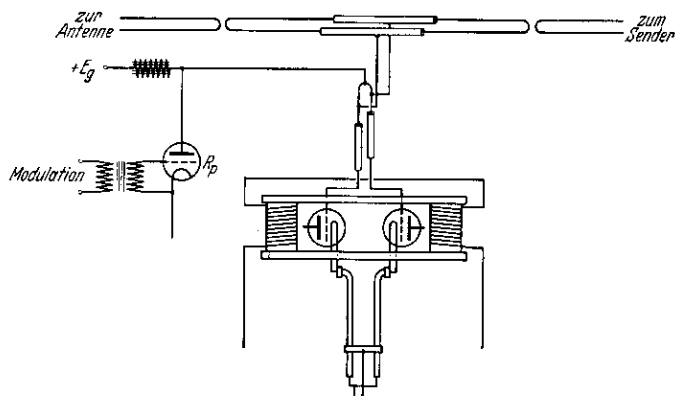


Abb. 143. Gegentakt-Absorptionsmodulator von Lindenblad.

Hochfrequenzenergie abwechselnd zur Antenne durchläßt und vernichtet. Durch Parallelschalten mehrerer Lampen in die einzelnen Spannungsbäuche einer längeren Koppelleitung kann der Wirkungsgrad des Modulationsverfahrens verbessert werden.

An Stelle der Glimmlampe kann natürlich auch eine Elektronenröhre treten, deren Elektronenstrom eine variable Ableitung und Energieabsorption bewirkt. Das Schema eines solchen, ebenfalls auf die Energieleitung zur Antenne wirkenden Gegentakt-Absorptionsmodulators zeigt die Abb. 143 [15]. Die beiden Röhren arbeiten gitterseitig als Absorptionsdioden, so daß ihre Anoden frei bleiben können. Die Gitter erhalten eine positive Vorspannung von 50 bis 100 V, die nach der Parallelröhrenmethode moduliert wird. Gitter- und Heizkreis sind auf die Senderwelle abzustimmen. Ein koaxiales Magnetfeld von einigen 100 G verstärkt die Steuerwirkung in ähnlicher Weise, wie bei der im Vorangehenden beschriebenen Frequenzvervielfachungsstufe. Das Verfahren erlaubt eine bis zu 35%ige lineare Amplitudenmodulation.

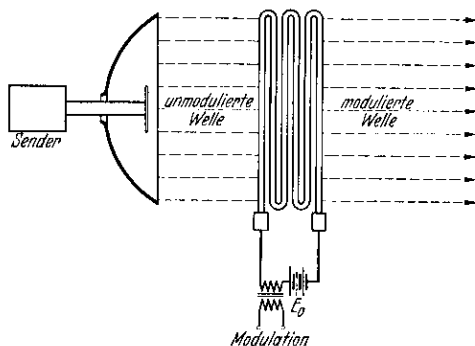


Abb. 144. Modulation durch ionisiertes Gas nach Linder.

In diesem Zusammenhang sei noch auf ein indirektes, auf der Absorption elektrischer Wellen durch ein ionisiertes Gas beruhendes Modulationsverfahren hingewiesen, welches, da es nicht den Sender selbst, sondern die bereits ausgestrahlten Wellen steuert, die geringste Rückwirkung auf die Senderfrequenz ausübt [76]. Ein solcher Gasabsorptionsmodulator besteht nach dem Schema der Abb. 144 aus einer mit Edelgas gefüllten Leuchtröhre, die in schlangenförmigen Windungen zusammengelegt und in das von einem an sich unmodulierten Sender ausgehende Strahlenbündel derart eingeschaltet ist, daß der ganze Strahlenquerschnitt bedeckt ist. Aus Gründen des technischen Aufbaus ist das Verfahren infolgedessen nur auf sehr kurze Wellen der Größenordnung von einigen 10 cm beschränkt. Durch eine Gleichspannung E_0 , der die Modulationsspannung überlagert ist, wird in der Leuchtröhre eine in ihrer Intensität schwankende Glimmentladung erzeugt, die eine der Ionendichte proportionale Absorption bedingt, so daß der aus dem Modulator austretende Strahl moduliert ist. Der Effekt beruht zwar in der Hauptsache auf Absorption, doch spielen zweifelsohne auch Dispersion, Brechung und Reflexion eine Rolle.

B. Zwischenfrequenzmodulation.

Während die Frequenzkonstanz von Meterwellen immer noch groß genug ist, um auf der Empfangsseite die Anwendung des Überlage-

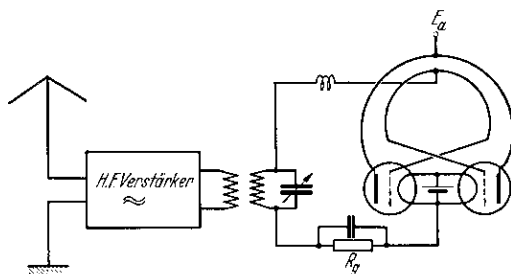


Abb. 145. Zwischenfrequenzmodulation.

rungsprinzips zu erlauben, reicht sie bei Wellen unter 0,5 m nur noch in den seltensten Fällen hierzu aus. Da andererseits auch eine wirk-same Verstärkung der ultrakurzen Trägerwelle empfangs-seitig nicht in praktisch brauchbarem Maße durch-zuführen ist, man vielmehr dort lediglich mit dem Emp-fangsgleichrichter rechnen kann, bleibt zur Erhöhung

der Empfindlichkeit des Empfängers nur die Verstärkung der ankommenden Signale, d. h. der Niederfrequenz hinter dem Gleichrichter übrig. Um trotzdem die Vorzüge einer empfangsseitigen Hochfrequenz-verstärkung, die das Überlagerungsprinzip praktisch so wertvoll machen, zu genießen, ist man auf den Ausweg verfallen, die Zwischenfrequenz, anstatt sie am Empfangsort zu erzeugen, gleich vom Sender mit aus-strahlen zu lassen [77]. Zu diesem Zweck wird dem ultrakurzwelligen Träger zunächst eine Zwischenwelle von einigen 100 oder 1000 m aufmoduliert, welche ihrerseits erst mit der eigentlich zu übertragen-den Niederfrequenz moduliert wird. Im Empfänger ist dann zunächst die modulierte Zwischenwelle von der Ultrakurzwelle zu trennen und nach einer selektiven Hochfrequenzverstärkung zum zweiten Male zu demodulieren. Die Zwischenfrequenz wird am besten einem kristall-

gesteuerten Hilfssender entnommen, und dem Ultrakurzwellensender unter Zugrundelegen eines beliebigen Modulationsverfahrens zugeführt.

Zu Versuchszwecken werden am einfachsten die von einer Empfangsantenne aufgenommenen Darbietungen eines Rundfunksenders ohne Gleichrichtung verstärkt und der ultrakurzen Trägerwelle aufmoduliert, wie es das Schema der Abb. 145 für den Fall der einfachen Gitterspannungsmodulation veranschaulicht.

Bei dieser Doppelmodulation handelt es sich um 3 Frequenzen, nämlich:

$\omega_0/2\pi$ = Sprechfrequenz mit Amplitude E_0

$\omega_1/2\pi$ = Zwischenfrequenz mit Amplitude E_1

$\omega_2/2\pi$ = Ultrakurzwellen mit Amplitude E_2 .

Zur Vermeidung von Übersteuerungen darf im ungünstigsten Fall, in dem die Zwischenwelle voll ausgesteuert ist, in dem sich E_0 und E_1 also einfach geometrisch addieren, die ultrahochfrequente Spannung E_2 nicht überschritten werden, d. h.

$$E_0 + E_1 \leq E_2,$$

wenn der Arbeitspunkt auf der Mitte der linear angenommenen Modulationskennlinie liegt.

Bedeutet:

$M = E_0/E_1$ den Modulationsgrad der Zwischenwelle

und $N = E_1/E_2$ den der Ultrakurzwellen,

so erhält man durch Einsetzen in obige Ungleichung:

$$N(1 + M) \leq 1.$$

Diese Formel regelt zwar die relative Beziehung zwischen M und N , sagt aber noch nichts über die günstige absolute Größe der beiden Modulationsgrade aus. Um diese zu ermitteln, sind die Verhältnisse im ganzen Übertragungskanal zu berücksichtigen [78]. Die EMK der doppelt modulierten Ultrakurzwellen wird beschrieben durch:

$$e = E_2 \{ 1 + N(1 + M \sin \omega_0 t) \sin \omega_1 t \} \sin \omega_2 t.$$

Wird diese EMK von einem Demodulator mit quadratischer Kennlinie $e_d = k e^2$ gleichgerichtet, so entstehen bekanntlich zahlreiche Kombinationsfrequenzen, von denen folgende von Wichtigkeit sind:

$$\begin{aligned} \frac{k}{2} N^2 M E_0 \sin \omega_0 t \text{ und} \\ k N E_1^2 (1 + M \sin \omega_0 t) \sin \omega_1 t \\ = \text{modulierte Zwischenfrequenz.} \end{aligned}$$

Diese nochmals über einen quadratischen Gleichrichter mit derselben Kennlinie demoduliert, ergibt:

$$e_d = k^3 N^3 M E_0^4 \sin \omega_0 t.$$

Als Optimum für beide Modulationsgrade folgt daraus, daß M gegenüber N möglichst groß sein soll. M ist also zweckmäßig gleich 1 zu wählen, in welchem Fall N der oben abgeleiteten Beziehung gemäß $= 0,5$ wird. Die Einstellung der günstigsten Doppelmodulation erfolgt am einfachsten über einen in der Nähe des Senders aufgestellten Kontrollempfänger mit zweifacher Demodulation. Grundsätzlich ist durch

sorgfältige Abschirmung und Entkopplung dafür zu sorgen, daß keine unmittelbare Hochfrequenzabstrahlung erfolgt, die natürlich eine Störung in der Nähe befindlicher Empfangsanlagen zur Folge hätte, und ein falsches Bild von den Modulationsverhältnissen im Kontrollempfänger geben würde.

Soll die richtige Einstellung genauer kontrolliert werden, so bedient man sich am besten des Braunschen Kathodenstrahloszillographen, indem man an das eine Plattenpaar die Modulationsfrequenz und an das andere die zu modulierende Frequenz legt. Auf diese Weise erhält man für die Zwischenfrequenz und die Ultrakurzwelle die bekannten Trapezfiguren, aus deren größter und kleinster Spannung a und b sich die Modulationsgrade errechnen zu [79]:

$$K_{N, M} = \frac{a - b}{a + b}.$$

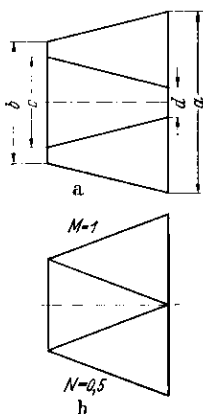


Abb. 146.
a. Doppeltrapezfigur
des Kathodenstrahl-
oszillographen.
b. Doppeltrapezfigur
bei voller Aussteuer-
ung.

Bei der Aufnahme von N sind die in Band II, Kapitel 6, Abschnitt 3, B, d behandelten Gesichtspunkte hinsichtlich der dynamischen Empfindlichkeit des Kathodenstrahloszillographen bei extrem hohen Frequenzen zu beachten.

Für die Zwecke der Praxis erscheint es bei der Doppelmodulation vorteilhafter, die beiden Messungen von M und N miteinander zu kombinieren, zu welchem Zweck man nur die Niederfrequenz ω_0 und die Ultrahochfrequenz ω_2 den beiden Lotplattenpaaren zuführt. Es entsteht dann eine Doppeltrapezfigur vom Aussehen der Abb. 146 a, in der sich die Zwischenfrequenz durch helle Linien von der Grundfläche abhebt. Die Modulationsgrade bestimmen sich aus den in dem Diagramm angegebenen Größen zu:

$$M = \frac{(a - b) + (c - d)}{(a + b) - (c + d)},$$

$$N = \frac{(a + b) - (c + d)}{(a + b) + (c + d)}.$$

Im günstigsten Fall kann die Doppeltrapezfigur die in Abb. 146 b angegebene Gestalt annehmen, für welche M und N gleich 1 und 0,5 werden.

C. Mehrfachmodulation.

Ebenso wie eine einzige Zwischenfrequenz läßt sich einer ultrahochfrequenten Trägerwelle eine Anzahl von Hochfrequenzbändern, deren jedes eine eigene Modulation trägt, aufmodulieren [80]. Ein solches Verfahren scheint zunächst zur gleichzeitigen Übermittlung verschiedener Programme und für die Zwecke des Fernsehens, nämlich zur Übertragung von Bild und Ton auf einem Träger geeignet, jedoch ist bei der Aufmodulation mehrerer Hochfrequenzen ebenso wie bei einer einzigen vorauszusetzen, daß auch im ungünstigsten Fall, d. h. bei Addition sämtlicher vorkommender Amplituden die Ultrafrequenz nicht mehr als 100%ig aus-

gesteuert werden darf. Hieraus folgt, wenn M wieder der Aussteuerungsgrad der Hochfrequenzen und n die Zahl der gleichzeitig aufmodulierten Hochfrequenzen ist, der Aussteuerungsgrad des Ultrakurzwellensenders, der für jede Hochfrequenz zulässig ist, zu:

$$N_n = \frac{100}{n(1+M)}.$$

Bei 2 Hochfrequenzen mit einem Aussteuerungsgrad von je 50% darf die Ultrakurzwelle also nur zu 33% je Komponente angesteuert werden. Hieran ändert sich auch nicht viel durch die Möglichkeit, den Modulationsgrad etwas größer als K/n wählen zu können, wenn K der größte vorkommende hochfrequente Gesamtmodulationsgrad ist. Der Fall, daß sämtliche Komponenten in Phase sind, und ihre Amplituden gleichsinnig addieren, kommt nämlich nur relativ selten vor, und außerdem schwingen die Resonanzkreise über diese Perioden der Übersteuerung mit etwas verringerter Amplitude weg. Durch eine geringe Übersteuerung kann man daher noch eine etwas bessere Energieausnutzung erreichen.

Soll die Empfangsfeldstärke unter der Mehrfachmodulation nicht leiden, so muß ein Mehrfachsender insgesamt die n^2 -fache Leistung wie ein einfach tonmodulierter Sender aufweisen. Anstatt einen ultrakurzwelligen Träger mit n verschiedenen Zwischenfrequenzen auszusteuern, ist es also wirtschaftlicher, n getrennte Ultrakurzwellensender mit nicht hörbar interferierenden Wellenlängen und mit rein niederfrequenter Einfachmodulation anzuwenden [81].

Drittes Kapitel.

Die Bremsfeldmethode.

1. Experimentelle und theoretische Grundlagen.

A. Reine Elektronenschwingungen nach Barkhausen und Kurz.

a) Das Grundprinzip.

Wie in dem vorangehenden Kapitel ausgeführt, schien zunächst bei etwa 1 m Wellenlänge durch die Elektronenträgheit in den zur Schwingungserzeugung benutzten Röhren eine theoretisch begründete Grenze gezogen, die mit den bis dahin bekannten Mitteln unüberwindlich erscheinen mußte. Da entdeckten Barkhausen und Kurz [1] und un-

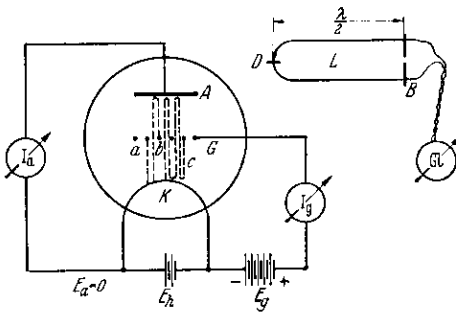


Abb. 147. Bremsfeldmethode nach Barkhausen und Kurz.

abhängig von diesen Zilitinke-witsch [2] durch einen glücklichen Zufall eine neue Art der Schwingungserzeugung in der sog. „Bremsfeldmethode“, bei der die Elektronenträgheit kein Hindernis für die extrem hohen Frequenzen mehr bildet, sondern im Gegenteil deren Anfachung überhaupt erst bewirkt. Damit setzt die Barkhausensche Bremsfeldmethode also gerade da ein, wo die normale Rückkopplungsmethode versagt, und

der Erfolg war ein bis in das Zentimetergebiet reichender Vorstoß nach kurzen Wellen.

Die Bremsfeldmethode unterscheidet sich von der normalen Betriebsweise einer Elektronenröhre dadurch, daß das Gitter die positive Spannung führt, während die Anode Kathodenpotential erhält oder auch negativ vorgespannt werden kann. Unter diesen Umständen ist ein Abfließen des gesamten Emissionsstroms zu dem höchsten positiven Potential, d. h. zum Gitter zu erwarten. Dabei wird man zunächst rein statische Verhältnisse annehmen, wonach ein bestimmter Prozentsatz der von der Kathode emittierten Elektronen direkt zum Gitter übergeht, während der restliche Anteil durch die Gittermaschen hindurchtritt und in den Raum vor der Anode eindringt. Hier wird er durch das Gegenfeld der Anode allmählich abgebremst, bis die Elektronen zur Ruhe kommen und nun erneut vom Gitter angezogen werden, wie es die Bahnkurven *a* und *b* in Abb. 147 veranschaulichen mögen. Befinden sich Spuren von Restgasen in der Röhre, so werden diese ionisiert. Die positiven Gasionen wandern zur Anode und ergeben einen Ionenstrom,

dessen Intensität Rückschlüsse auf den Gasdruck, d. h. eine Vakuumprüfung der abgeschmolzenen Röhre zuläßt.

Gelegentlich solcher Vakuumprüfungen bemerkten nun Barkhausen und Kurz eigentümlicherweise einen dem Ionenstrom gerade entgegengerichteten Elektronenstrom, der sogar bis zu negativen Anodenspannungen von 100 V erhalten blieb. Da das Anlaufen der Elektronen gegen so hohe Gegenspannungen aus den statischen Verhältnissen überhaupt nicht zu erklären ist, lag insbesondere im Hinblick auf Berührungsempfindlichkeit der Meßanordnung und auf Beeinflussung der Stromverteilung durch Handkapazität der Gedanke an „wilde Schwingungen“ nahe. Mit dem Wellenmesser ließen sich die Schwingungen allerdings nicht messen, erst mittels eines an die Röhre angekoppelten Lecherschen Paralleldrahtsystems L mit Detektor D und Galvanometer Gl in Abb. 147 konnte die Welle zu etwa 1 m bestimmt werden.

Die nähere Untersuchung ergab sogleich einen grundlegenden Unterschied gegenüber allen bisher bekannten Methoden der Schwingungserregung: Die Wellenlänge hing nämlich in keiner Weise von irgendwelchen äußeren Schwingungssystemen oder Leiterkreisen ab, sondern wurde ausschließlich vom Betriebszustand der Röhre selbst, d. h. von ihren Spannungen und Strömen abhängig gefunden. Auf Grund dieser Beobachtung stellten Barkhausen und Kurz die Hypothese auf, daß die rein mechanische Pendelbewegung der Elektronen um das Gitter als Entstehungsursache für die kurzwelligen Schwingungen gelten muß. Diese Erklärung ergibt sich aus den vorher angestellten Betrachtungen, wenn man bedenkt, daß die von der Anode zum

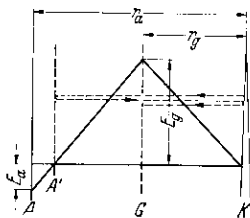


Abb. 148. Potentialverteilung bei ebenen Elektroden.

Gitter zurückkehrenden Elektronen dieses ein zweites Mal durchfliegen können. Für diese Elektronen mit umgekehrter Bewegungsrichtung wirkt dann der Gitter-Kathodenraum ebenfalls als Bremsraum, so daß sie wieder vor der Kathode zum Stillstand gelangen und erneut zum Gitter zurückfliegen, worauf sich der Vorgang beliebig oft wiederholen kann. Ein solches schwingendes Elektron mag sich also auf der Bahnkurve c in Abb. 147 z. B. zweimal hin und her bewegen, che es endgültig vom Gitter aufgefangen wird. Die Periodendauer der erzeugten Schwingung entspricht mithin einer vollen Pendelbewegung von der Kathode zur Kathode zurück, oder einem vollen Umlauf um das Gitter. Tatsächlich muß natürlich an Stelle eines einzelnen Elektrons die Gesamtheit aller von der Kathode emittierten Elektronen betrachtet werden, wobei die Tatsache der Wellenabstrahlung die Annahme einer synchron pendelnden Raumladungswolke rechtfertigt. Wie eine solche Ordnung in der an sich ungeordneten Elektronenbewegung zustande kommt, wird noch später der Gegenstand eingehender Betrachtungen sein.

Zur theoretischen Formulierung des Grundgedankens werde die Elektrodenanordnung zunächst als eben, und die Potentialverteilung unter Vernachlässigung der Raumladung als linear angenommen. Führt die Anode negatives Potential gegen die Kathode, so entsteht eine Potentialverteilung gemäß Abb. 148, bei der die Elektronen schon vor der Anode

in der Potentialnullfläche A' umkehren. Hat die Anode dasselbe Potential wie die Kathode, dann ist sie an der Stelle A' zu denken.

Auf ein in einem homogenen elektrischen Feld der Stärke $\mathfrak{E}$ befindliches Elektron mit der Masse m und der Ladung e wirkt die Kraft $e\mathfrak{E}$, welche dem Elektron eine konstante Beschleunigung

$$b = \frac{e}{m} \mathfrak{E}$$

erteilt. Die Bewegung des Elektrons in diesem Feld unterliegt demnach dem einfachen Fallgesetz, aus dem sich bekanntlich die Fallzeit ϑ bei der Beschleunigung b und einer durchfallenen Strecke r ergibt zu

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2r}{b}}.$$

Die Feldstärke beträgt im Gitter-Kathodenraum

$$\mathfrak{E}_{gk} = \frac{E_g}{r_g}$$

und im Anodenbremsraum

$$\mathfrak{E}_{ga} = \frac{E_g - E_a}{r_a - r_g}.$$

Die zugehörigen Beschleunigungen sind

$$b_{kg} = \frac{e}{m} \cdot \frac{E_g}{r_g} \quad \text{und} \quad b_{ga} = \frac{e}{m} \cdot \frac{E_g - E_a}{r_a - r_g}.$$

Mit diesen Werten erhält man für die Laufzeit zwischen Gitter und Kathode

$$\vartheta_{kg} = \sqrt{\frac{2r_g}{\frac{e}{m} E_g}}$$

und für die Laufzeit im Anodenbremsraum d. h. vom Gitter bis zum Umkehrpunkt

$$\vartheta_{ga} = \frac{\sqrt{2} (r_a - r_g)}{\sqrt{\frac{e}{m} E_g}} \cdot \frac{E_g}{E_g - E_a}.$$

Daraus folgt die volle, von einem Elektron für eine Hin- und Rückbewegung durch beide Elektrodenräume benötigte Periode zu:

$$\begin{aligned} T &= 2 (\vartheta_{kg} + \vartheta_{ga}) \\ &= \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\frac{e}{m} E_g}} \frac{r_a E_g - r_g E_a}{E_g - E_a}. \end{aligned}$$

Aus $\lambda = c \cdot T$, und durch Einsetzen von $e/m = 1,8 \cdot 10^8$ und von E_g in Volt $= E_g$ el. st. 10^7 erhält man schließlich:

$$\lambda = \frac{2000 r_a E_g - r_g E_a}{\sqrt{E_g} (E_g - E_a)},$$

oder wenn statt der Radien die Durchmesser eingesetzt werden:

$$\lambda = \frac{1000 d_a E_g - d_g E_a}{\sqrt{E_g} (E_g - E_a)}.$$

Setzt man hierin die Anodenspannung gleich Null, so vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\lambda = \frac{1000}{\sqrt{E_g}} d_a.$$

In Abb. 149 ist der von Barkhausen und Kurz gemessene Verlauf der Wellenlänge als Funktion des Anodenpotentials für eine konstante Gitterspannung dargestellt. Der Vergleich mit der theoretischen Kurve zeigt, daß der Gang der Abhängigkeit zwar richtig beschrieben wird, was analog auch für die Beziehung zwischen λ und E_g gilt, doch weichen die absoluten Wellenlängen um 30% voneinander ab. Barkhausen und Kurz schreiben diese Abweichung der Potentialverzerrung durch die Raumladung und den Potentialsenken vor Anode und Kathode zu, wodurch die Elektronenbahnen gegenüber den einfachen theoretischen Annahmen verkürzt werden.

Als grundlegendes Kennzeichen der Elektronenschwingungen in dem beschriebenen Sinne ist die sich aus der vorstehenden Theorie ergebende, als Barkhausen-Relation bezeichnete Gesetzmäßigkeit

$$\lambda^2 E_g = \text{const} = 10^6 d_a^2$$

anzusehen. Streng genommen gilt sie zwar nur für $E_a = 0$, kann jedoch unter

der Voraussetzung $\frac{E_g}{E_a + E_g} = \text{const}$ auf

beliebige Anodenpotentiale ausgedehnt werden. Gehorcht die Wellenlänge dieser Beziehung oder folgt sie auch nur einer Variation von E_g in dem durch die Barkhausen-Relation vorgeschriebenen Sinne, daß sich nämlich λ mit steigender Spannung, d. h. mit kürzeren Elektronenlaufzeiten verkürzt, so kann mit

Sicherheit auf Elektronenpendelungen geschlossen werden. Trotzdem muß bemerkt werden, daß unter bestimmten Umständen auch Abweichungen, ja sogar eine der Barkhausen-Relation entgegengerichtete Beziehung zwischen λ und E_g auftreten kann.

Charakteristisch für den Einsatz der Elektronenschwingungen bleibt auch bei allen späteren Untersuchungen der gegen die negative Anoden-spannung anlaufende, die Anodenbatterie also aufladende Elektronenstrom, den Barkhausen und Kurz auf die Amplitude der die Schwingungen bildenden Wechselspannungen zurückführen. Aus dieser Anschauung verdient ein wichtiger Hinweis, daß nämlich die an den Röhrenelektroden entstehenden Wechselspannungen überhaupt eine Rolle bei der Schwingungserzeugung spielen müssen, besonders hervorgehoben zu werden.

Als günstig für die Elektronenschwingungen werden zylindersymmetrische Anordnung der Elektroden und ein feinmaschiges Gitter erkannt. Mit den besonders die letzte Bedingung erfüllenden „Schott“-Röhren konnte schon bei den ersten Versuchen eine kürzeste Welle von 43 cm erzeugt werden, doch glaubten Barkhausen und Kurz durch Steigerung der Gitterspannung und Verkleinerung der Elektroden-dimensionen bis zu 10 cm Welle gelangen zu können. Leider hat sich diese Folgerung aus den einfachen theoretischen Vorstellungen im Verlauf der weiteren Entwicklung nicht bewahrheitet, sondern auch die

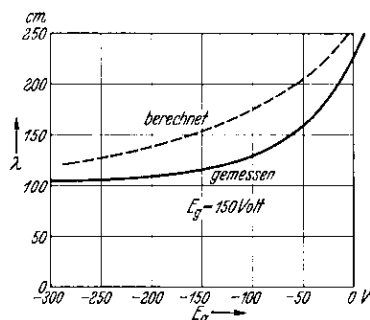


Abb. 149. Die Wellenlänge der Barkhausen-Schwingungen als Funktion des Anodenpotentials.

Bromsfeldmethode setzt der Erzeugung beliebig kurzer Wellen schon von der obigen Größenordnung große Schwierigkeiten entgegen.

b) Elektronenschwingungen zwischen Zylinderelektroden.

Wenn man von der vereinfachenden Annahme ebener Elektroden abgeht und statt dessen zylindrische Elektroden mit axialem Heizfaden und mit den Radien r_k , r_g und r_a betrachtet, so darf der Potentialverlauf nicht mehr linear angesetzt werden. Im Gitter-Kathodenraum konzentriert sich vielmehr, weil das Verhältnis r_k/r_g sehr klein ist, das ganze Spannungsgefälle auf die unmittelbare Nähe der Kathode,

und das Feld im übrigen Raum wird nahezu gleich Null. Auf der anderen Seite ist r_a/r_g verhältnismäßig groß (2,5—3), so daß das Feld im Gitter-Anodenraum nahezu konstant bleibt.

Potentialverlauf φ , Feldstärke $\frac{d\varphi}{dr}$ und Elektronengeschwindigkeit v haben daher das in Abb. 150 a—c dargestellte Aussehen. Das Potentialgefälle zwischen Kathode und Gitter wird durch die Formel:

$$\varphi_{kg} = E_g \left(\ln \frac{r}{r_k} - \ln \frac{r_g}{r_k} \right)$$

und das zwischen Gitter und Anode durch:

$$\varphi_{ga} = \frac{(E_a - E_g) \ln \frac{r}{r_g}}{\ln \frac{r_a}{r_g}} + E_g$$

Abb. 150 a. c. a. Potentialverteilung, b. Feldstärke und c. Elektronengeschwindigkeit zwischen Zylinderelektroden.

bestimmt. Scheibe [3] wendet die Barkhausensche Theorie auf diese Potentialverhältnisse an und erhält für die Flugzeit eines Elektrons von der Kathode zum Gitter:

$$\vartheta_{kg} = \frac{\sqrt{2} r_g}{\sqrt{\frac{e}{m} E_g}} f \left(\sqrt{\ln \frac{r_g}{r_k}} \right)$$

und vom Gitter zur Umkehrfläche:

$$\vartheta_{ga} = \frac{\sqrt{2} r_g}{\sqrt{\frac{e}{m} E_g}} g \left(\sqrt{\frac{E_g}{E_a - E_g} \ln \frac{r_a}{r_g}} \right).$$

Ist $E_a = 0$, so vereinfacht sich die letzte Formel zu:

$$\vartheta_{ga} = \frac{\sqrt{2} r_g}{\sqrt{\frac{e}{m} E_g}} g \left(\sqrt{\ln \frac{r_a}{r_g}} \right).$$

Die Funktionen $f(x)$ und $g(x)$ entsprechen den Ausdrücken:

$$f(x) = x e^{-x^2} \int_0^x e^{n^2} dn$$

und

$$g(x) = x e^{x^2} \int_0^x e^{-n^2} dn,$$

deren Verlauf für $x = \frac{r_g}{r_k}$ und $\frac{r_u}{r_g}$ in den Abb. 151a u. b angegeben ist. Aus $T = 2(\vartheta_{kg} + \vartheta_{ag})$ folgt die Wellenlänge zu:

$$\lambda = \frac{1000 a_g}{\sqrt{E_g}} \left\{ f \left(\sqrt{\ln \frac{r_g}{r_k}} \right) + g \left(\sqrt{\frac{E_g}{E_g - E_u} \ln \frac{r_u}{r_g}} \right) \right\}.$$

In der Abb. 152 sind für zwei verschiedene Gitterspannungen die als Funktion des Anodenpotentials gemessenen Wellenkurven gemeinsam

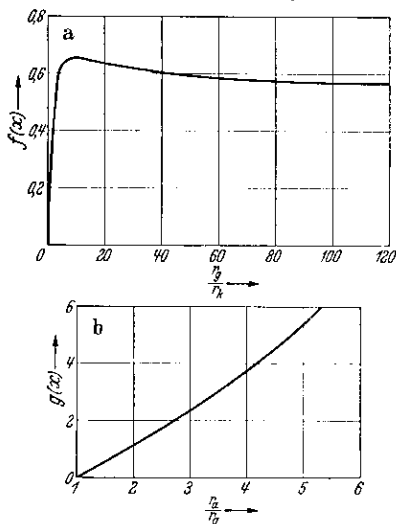


Abb. 151. Die Scheibesch'schen Funktionen $f(x)$ und $g(x)$.

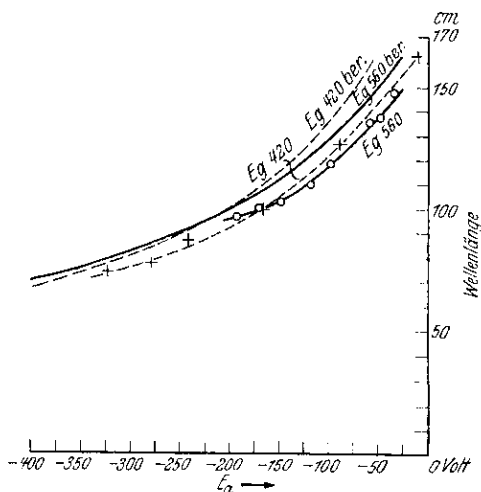


Abb. 152. Vergleich der Scheibesch'schen Theorie mit dem Experiment.

mit den errechneten Werten aufgetragen. Ersichtlich gleicht sich die Scheibesch'sche Wellenformel dem Experiment besser an als die einfache Barkhausensche Formel, wenn auch die Abweichungen immer noch bis zu 10% betragen können.

Eine beträchtliche Steigerung der nach außen abgestrahlten Nutzleistung läßt sich durch ein mit Gitter und Anode verbundenes Resonanzsystem erzielen. Dieses besteht nach Abb. 153 aus zwei direkt an die beiden Elektroden angeschlossenen und durch eine verschiebbare Reflektionsbrücke abstimmbaren Paralleldrähten. Sowohl beim Verschieben der Abstimmbücke als auch bei Variation der Elektronenfrequenz durch Änderung der Elektrodenpotentiale traten symmetrische Resonanzkurven mit scharfen Energiemaxima auf, ohne daß sich die Wellenlänge dabei meßbar änderte. Die von Barkhausen und Kurz ausgesprochene Erwartung, die Welle ohne weiteres durch Steigerung der Betriebsspannungen bedeutend verkürzen zu können, wurde durch das Experiment nicht beliebig, vielmehr erstreckten sich die Schwingungen nur über begrenzte, vom Emissionsstrom abhängige Spannungsbereiche, ohne daß die Theorie hierüber irgendwelche Aussagen zuläßt.

B. Die Erregung von Schwingungssystemen.

a) Schwingungen nach Gill und Morrell.

Beim Arbeiten mit der Barkhausenschen Bremsfeldanordnung machten verschiedene Forscher die zu den vorangehenden Versuchen in einem gewissen Widerspruch stehende Beobachtung, daß die Welle durch Verstimmung äußerer Leitersysteme in beträchtlichem Maße mitgezogen werden kann. Ist diese Einwirkung bei einem direkt an den Elektroden liegenden Resonanzkreis oder Paralleldrahtsystem am stärksten, so ist sie auch dann schon merklich, wenn nur zwei kurze Drähte als Antennen mit Gitter und Anode verbunden sind [4] und schließlich zeigt sie sich schon bei Verstimmung eines an diese Antennen angekoppelten Sekundärkreises [5]. Diese Feststellungen deuten darauf hin, daß die Barkhausensche Theorie den tatsächlichen Verhältnissen, bei denen man zwecks Energiesteigerung nicht auf ein äußeres Resonanzsystem verzichten will, nicht in ausreichendem Maße Rechnung trägt.

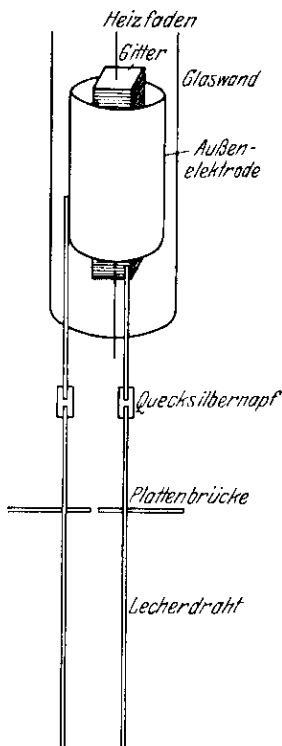


Abb. 153. Bremsröhre mit angeschlossenen Lecher-Drähten nach Scheibe.

Eine neue Richtung in den Untersuchungen und Vorstellungen von der Bremsfeldmethode wurde durch eine Arbeit von Gill und Morrell [6] eingeleitet. Ähnlich den in Kapitel 2 behandelten Rückkoppelschaltungen und der Scheibeschen Anordnung nach Abb. 153 schließen die genannten Autoren an Gitter und Anode einer Bremsröhre ein einseitig kurzgeschlossenes Lecher-System an, dessen Abstimmung nach Abb. 154 durch Veränderung seiner Länge l mittels teleskopartig ausziehbarer Rohre variiert werden kann. Außerdem

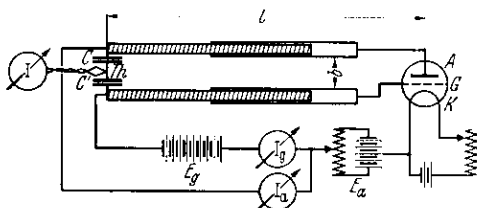


Abb. 154. Elektronengenerator nach Gill und Morrell.

so daß die im Strombauch auftretenden Schwingströme durch die Ausschläge des Galvanometers I gemessen werden können.

Die mit dieser Anordnung gewonnenen Resultate stehen zunächst im krassen Gegensatz zu der Barkhausenschen Theorie, denn die erzeugten Wellen erwiesen sich unabhängig von den Elektrodenpotentialen, wurden vielmehr nur durch die Resonanz des Lecher-Systems

erzeugten Wellen erwiesen sich unabhängig von den Elektrodenpotentialen, wurden vielmehr nur durch die Resonanz des Lecher-Systems

bestimmt und folgten dessen Verstimmung. Trotzdem bleibt jedoch die aus der Barkhausenschen Theorie abgeleitete Gesetzmäßigkeit in erweiterter Form erhalten, insofern nämlich, als der Wellenbereich des Generators, wie er durch Verstimmung des Außenkreises zu bestreichen ist, innerhalb bestimmter und von den Spannungen abhängiger Grenzen eingengt ist. So ergeben sich für eine konstante Gitterspannung beispielsweise die in Abb. 155 dargestellten Abstimmkurven [7], aus denen der grundlegende Unterschied gegenüber einem normalen Rückkoppelgenerator mit aller Deutlichkeit hervorgeht. Während bei diesem bekanntlich die Welle mit der Länge l der Paralleldrähte stetig zunimmt, reißen hier die Schwingungen ab, sobald eine kritische obere Welle λ' erreicht wird. Erst bei weiterer Verlängerung von l setzen die Schwingungen bei einer unteren Grenzwellenlänge λ'' wieder ein, bei welcher das Paralleldrahtsystem in seiner nächsthöheren Oberwelle schwingt, und dieser Bereich erstreckt sich wieder bis λ' usw. Auch hier ist der Schwingungseinsatz an einem negativen, gegen die Anodenspannung anlaufenden Anodenstrom i_a erkenntlich, der zudem, wie der Vergleich mit den Galvanometerströmen I lehrt, der Schwingungsintensität proportional verläuft, ähnlich, wie es beim Gitterstrom eines Rückkoppelgenerators der Fall ist.

Die kritischen Wellen λ' und λ'' werden nun abgesehen von später noch zu erörternden Anfachungsbedingungen in erster Linie durch die Röhrenspannungen bestimmt und verschieben sich allgemein mit höheren Spannungen nach kürzeren Wellen hin. Hält man infolgedessen die äußere Abstimmung, d. h. die Drahtlänge l konstant, so durchläuft man bei Steigerung von E_g nacheinander die verschiedenen Oberwellen des Außenkreises, wie es das Spektrum der Abb. 156 zeigt. Darin sind auch die den Schwingungsmaxima entsprechenden Wellenlängen, sowie die Werte $\lambda^2 E_g$ mit angegeben. Man erkennt, daß die Barkhausen-Relation $\lambda^2 E_g = \text{const}$ Gültigkeit hat, wenn man von den Abweichungen bei niedrigen Gitterspannungen, wo allein schon das Spannungsgefälle längs des Heizfadens zu sehr stört, absieht.

Theoretisch ist der Schwingungszustand einer einseitig kurzgeschlossenen und am anderen Ende durch eine Röhrenkapazität C_0 belasteten Doppelleitung, für die ein einseitig eingespannter und am freien Ende

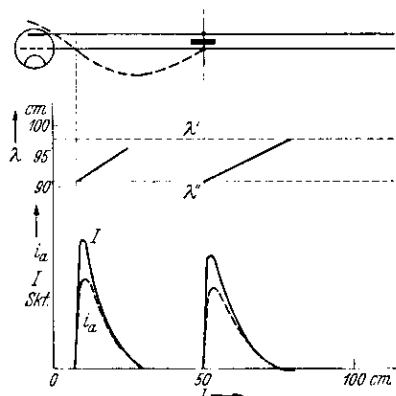


Abb. 155. Abstimmkurven nach Tank und Schlittknecht.

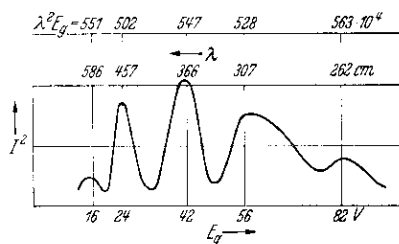


Abb. 156. Spannungsspektrum von Gill und Morrell.

durch einen Massenpunkt beschwerter Stab als mechanisches Analogon gelten kann, schon im vorhergehenden Kapitel behandelt worden [S. 75]. Die dort für die Grundschiwingung angestellten Betrachtungen lassen sich ohne weiteres auf die Oberwellen ausdehnen. Zu einer anschaulichen

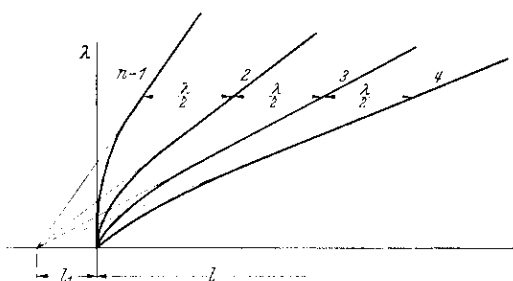


Abb. 157. Eichkurven einer durch die Schwingröhre belasteten Doppelleitung. (Vgl. Abb. 100.)

die „äquivalente Grenzlänge“ l_1 unterscheidet, Gültigkeit haben müssen. Wie die Abb. 157 andeutet, nähern sich infolgedessen die wirklichen Abstimmkurven asymptotisch den idealisierten, von dem durch $-l_1$ auf der Abszissenachse festgelegten Nullpunkt ausgehenden Eichgeraden.

$l = 47,5$ cm. Röhrendimensionen:
 $d_a = 12$ mm, $d_g = 4,88$ mm, $d_k = 0,1$ mm.
 Anodenlänge 30 mm, Gitterlänge 32 mm.

λ berechnet	λ gemessen	Bemerkungen
467,6	450	Anodenspannung 200 bis 220 V
286		Gitter positiv
205		E_u
158	181,5	0
128		
107,6		
90,6	94	0
81		
72,5	73,5	- 8,5
65		
59,5	60	0
54,6	57	0

Vorstellung von den Abstimmungsverhältnissen gelangt man am besten, wenn man davon ausgeht, daß für die Systemlänge $l = 0$ die Länge sämtlicher Oberwellen ebenfalls gleich Null werden muß und daß dieselben Anfangsbedingungen auch für den idealisierten Fall der unbelasteten Doppelleitung, der sich von den wirklichen Verhältnissen durch

Die einzelnen Kurvenzweige haben Abstände, parallel zur l -Achse gemessen, die gleich $\lambda/2$ sind, also proportional mit λ zunehmen.

In der nebenstehenden Tabelle sind die aus der Gleichung:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{C}{C_0}$$

für eine Doppelleitung von 47,5 cm Länge und eine bestimmte Röhre errechneten Oberwellen zusammengestellt [8]. Der Vergleich mit den darin ebenfalls eingetragenen, bei weitgehender Variation aller Betriebsgrößen tatsächlich auftretenden Oberschwingungen zeigt, daß deren Zahl wesentlich geringer ist, wobei man jedoch bedenken muß, daß die Rechnung alle überhaupt

möglichen Oberwellen erfaßt, ohne auf die Anfachungsmöglichkeit selbst einzugehen. Die niedrigste Oberschwingung war nur mit positiver Anode anzuregen, weil die entsprechende Elektronenwelle ein viel zu tief unterhalb der Sättigungsspannung liegendes Gitterpotential erfordert hätte.

Um zu zeigen, in welcher Weise sich die Wellenbereiche bei gleichzeitiger Verstimmung des Außenkreises und Änderung der Elektronenlaufzeiten verlagern, seien in Abb. 158 [9] und 159 [10] zwei Frequenzspektren angeführt, die durch Ausmessung der bei verschiedenen

Abstimmungen l als Funktion der Gitterspannung E_g auftretenden Wellenlängen erhalten worden sind. Auch hier beweist der Umstand, daß die Zentren der einzelnen Schwingbereiche auf einer Parabel liegen, die Gültigkeit der Barkhausen-Relation, wenngleich sich auch besonders

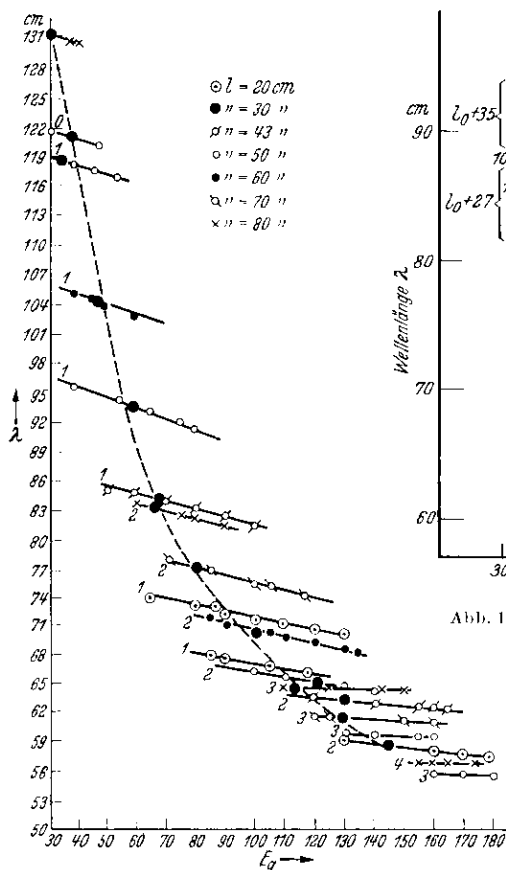


Abb. 158. Frequenzspektrum nach Grechowa.

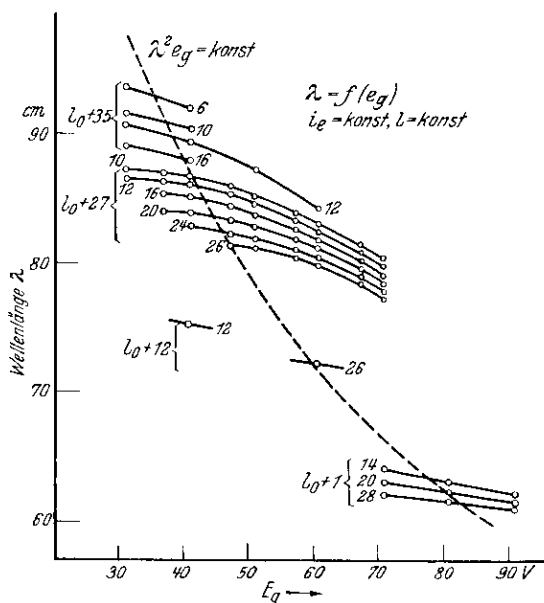


Abb. 159. Frequenzspektrum nach Hornung.

im oberen Gebiet der Abb. 159 die Welle durch die äußere Abstimmung über einen weiten Spannungsbereich mitziehen läßt. Schließlich sei noch auf die nach höheren Spannungen hin abfallende Tendenz der meisten Wellenkurven hingewiesen, die jedenfalls innerhalb eines zusammenhängenden Bereichs auf eine starke Mitwirkung der dynamischen Elektronenvorgänge in der Röhre schließen läßt.

b) Verteilung der Frequenzbereiche nach Barkhausen-Kurz und Gill-Morrell.

Durch einen besonderen Umstand wurde der weiteren Erforschung der Bremsfeldmethode eine neue Richtung gewiesen. Von verschiedenen Seiten wurde nämlich eine weitere Verknüpfung zwischen den Barkhausenschen „reinen“ Elektronenschwingungen („BK“-Schwingungen) und den Wellenbereichen nach Gill und Morrell („GM“-Schwingungen) festgestellt, derart nämlich, daß dieselben nebeneinander,

teilweise sogar einander überdeckend in ein und derselben Anordnung zu erhalten sind. Die Abb. 160 stellt ein diese Verhältnisse kennzeichnendes Diagramm dar [11]. Darin heben sich deutlich zwei Frequenzbereiche voneinander ab, nämlich bei niedrigen Gitterspannungen die „GM“-Schwingungen (*B*), deren Welle von der Spannung nahezu unabhängig ist, sich aber mit der äußeren Abstimmung ändert und die an ihrem parabel-förmigen Kurvenverlauf kenntlichen „BK“-Schwingungen (*A*). Zwischen diesen beiden Grenzzuständen besteht offenbar ein stetiger Übergang.

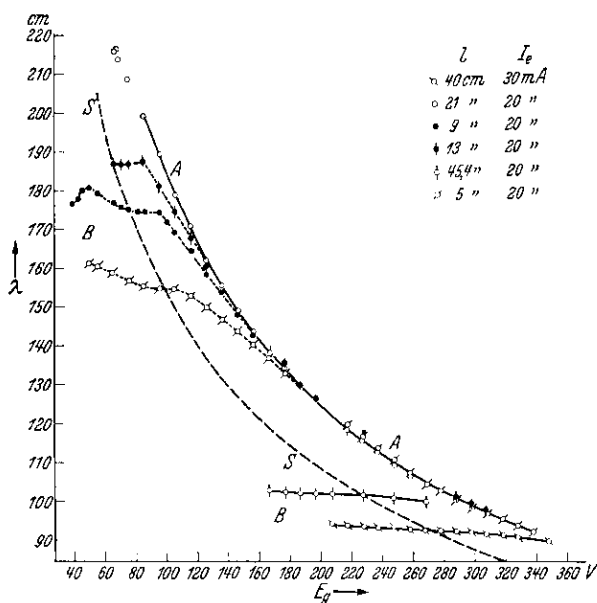


Abb. 160. Frequenzbereiche des Bremsfeldsenders nach Kapzov und Gwosdower.

Daß einzelne Wellengebiete allein auftreten, ist nur dem beschränkten Meßbereich zuzuschreiben.

Noch deutlicher sind die Verhältnisse zu übersehen, wenn die Betriebsverhältnisse der Röhre konstant belassen und die Wellen als Funktion der äußeren Abstimmung betrachtet werden [12]. Für verschiedene Gitterspannungen als Parameter ergeben sich so die Kurven der Abb. 161: Sie lassen umgekehrt wie vorher in den horizontal laufenden „A“-Bereichen die der Barkhausen-Relation gehorchende Zunahme der Frequenz mit E_g und in den „B“-Bereichen Resonanz mit den linearen Eichkurven der Paralleldrähte erkennen. Der stetige Übergang macht sich hier in dem allmählichen Abbiegen der Wellenkurve von den Eichgeraden bemerkbar. Besondere Beachtung verdient der mit eingezeichnete Anodenstrom i_a , der als charakteristisch für Elektronenschwingungen trotz des negativen Anodenpotentials von -20 V nie ganz verschwindet, mit dem Einsatz der GM-Schwingungen jedoch auf ein Vielfaches seines ursprünglichen Betrages anspringt. Die Energie der GM-Schwingungen übertrifft die reinen Elektronenschwingungen um Größenordnungen,

wurden doch z. B. mit den ursprünglich auch von Barkhausen benutzten „Schott“-Röhren in der Abstimmbrücke der Abb. 154 Hochfrequenzströme bis zu 0,6 A bei einer Welle von 70 cm gemessen. Wird statt E_g das Anodenpotential geändert, so werden analoge Kurven erhalten.

Im allgemeinen grenzt die Sprungstelle die beiden Wellenbereiche scharf gegeneinander ab, bisweilen tritt aber auch der merkwürdige Fall ein, daß die BK-Welle noch ein Stück in den GM-Bereich hineinreicht, so daß dann also beide Wellen gleichzeitig erregt werden. Die Ursache für diese, allerdings nur vereinzelt auftretende Anomalie ist

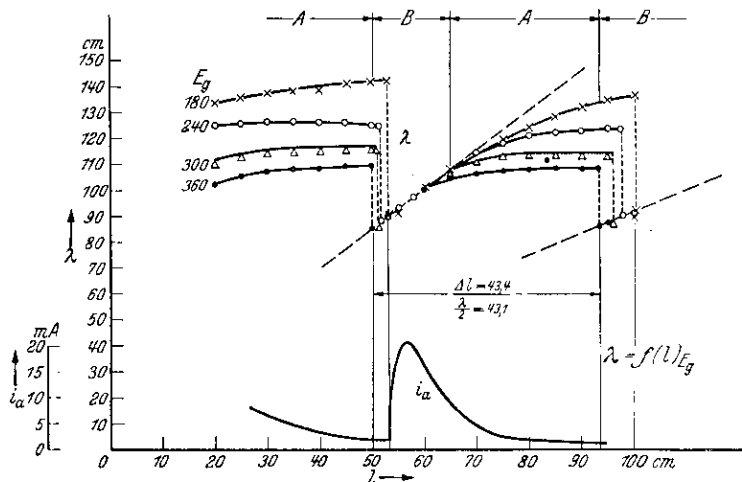


Abb. 161. Abstimmkurven nach Hoffmann.

wahrscheinlich in Unsymmetrien der „Schott“-Röhren mit ihren quadratischen Gittern zu erblicken.

Die Ausdehnung der GM-Bereiche hängt nicht allein von dem Betriebszustand der Bremsröhre, sondern auch von den elektrischen Verhältnissen des äußeren Abstimmkreises selbst, d. h. von seiner Dämpfung ab, denn die Anfachung durch die Bremsröhre wird naturgemäß um so stärker sein, je schwächer das Außensystem gedämpft ist. Vergrößert man daher die Dämpfung allmählich, beispielsweise durch Ankopplung eines Verbrauchswiderstandes oder durch Einschalten Ohmscher Widerstände oder schließlich auch durch Vergrößerung des Drahtabstands, so ziehen sich die GM-Bereiche immer mehr zusammen, wie Abb. 162 veranschaulicht. Wird die Dämpfung schließlich zu stark, so verschwinden die Frequenzsprünge vollständig, und es bleiben nur die „reinen“ Elektronenschwingungen im Sinne der Barkhausenschen Theorie erhalten. Diese Beobachtungen mögen eine Erklärung für die Angaben Scheibes geben, der im Prinzip die gleiche Anordnung benutzte, wie sie bei Aufnahme der vorliegenden Kurven Verwendung fand und dementsprechend auch analoge Frequenzsprünge hätte finden müssen. Welche Ursachen eine abnorm starke Dämpfung bei Scheibe freilich

hatte, ob sie in dielektrischen Verlusten oder in dem unzureichenden Reflexionsvermögen der Abstimmbrücke zu suchen sind, ist nicht mit Sicherheit festzustellen.

Es wurde schon angedeutet, daß auch ohne ein besonderes Außensystem von der Barkhausenschen Theorie abweichende Wellensprünge möglich sind, nämlich dann, wenn die Elektroden allein oder in Ver-

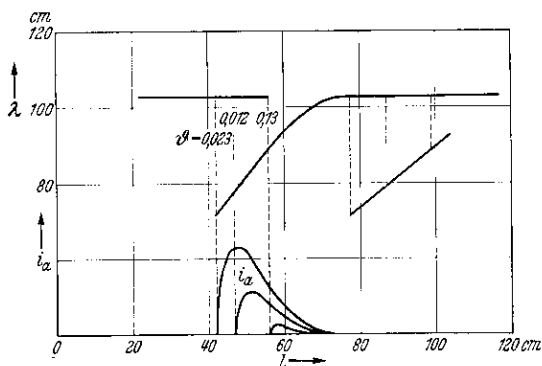


Abb. 162. Abstimmkurven bei verschiedener Dämpfung.

bindung mit ihren Zuleitungen Resonanzstellen in dem untersuchten Frequenzbereich aufweisen. Weil schließlich jedem Leitergebilde eine Eigenwelle zuzuschreiben ist, bleibt als einziger Ausweg, solche Resonanzeffekte mit Sicherheit auszuschließen, die Verlegung der Eigenperiode der Elektroden weit über die Elektronenfrequenz übrig. Zu diesem Zweck kann man Anode

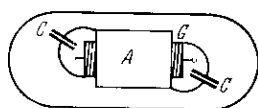


Abb. 163. Kapazitiv kurzgeschlossene Elektroden.

und Gitter nach Art der Abb. 163 an beiden Enden durch zwei kleine Kondensatoren kurzschließen, wodurch die Eigenwelle dieses Elektrodengebildes bei einer Länge von wenigen Zentimetern auf $\lambda=10-20$ cm herabgesetzt werden kann [12] oder man bildet das Gitter als freischwingenden Dipol aus [13], wodurch es eine Eigenwelle von 4–6 cm erhält. In solchen „aperiodischen“ Röhren treten nur reine, d. h. ausschließlich durch die Spannungen bestimmte Elektronenschwingungen auf, deren Frequenz sich durch alleinige Variation der Potentiale bei annähernd gleichbleibender Energie fast über eine ganze Oktave ändern läßt.

In dem soweit behandelten experimentellen Beobachtungsmaterial ist noch ein Widerspruch zu klären, denn es drängt sich die Frage auf, warum Gill und Morrell sowie andere Forscher an Stelle der vollständigen Wellenkurven in der Abb. 161 nur die beschränkten GM-Bereiche erhalten haben. Man wird die Erklärung nur in der Röhre selbst suchen können, da die äußere Anordnung Gill und Morrells keine, solch abnormales Verhalten rechtfertigende Besonderheit enthält. Hier gibt die bereits erwähnte Bemerkung von Barkhausen und Kurz, daß die Elektronenschwingungen vorzugsweise in Röhren mit besonders feindrächtigen Gittern auftreten, einen Fingerzeig, denn Gill und Morrell verwandten bei ihren Untersuchungen ausschließlich Röhren mit verhältnismäßig groben Gittern.

Diese Vermutung wird durch das in Abb. 164 beschriebene Experiment vollauf bestätigt. Dabei wurde so vorgegangen, daß in ein und dieselbe Röhre nacheinander drei verschiedene Gitter eingesetzt wurden, ohne daß die Betriebsverhältnisse oder die sonstige äußere Anordnung irgendwie geändert wurde. Die Gitter besaßen alle annähernd

gleichen Durchmesser und unterschieden sich nur durch die Stärke ihrer Bewicklung. Um trotzdem in allen Fällen wenigstens annähernd konstante statische Verhältnisse z. B. gleiche Durchgriffe beizubehalten, wurde die Ganghöhe der Gitterwendel ihrer Drahtstärke jeweilig so angeglichen, daß die Gitteröffnung, d. h. das Verhältnis des gesamten Zwischenraums zu der von den Gitterdrähten bedeckten Fläche konstant blieb. Das feinste Gitter bestand, wie bei den „Schott“-Röhren aus 4 quadratisch angeordneten Längsstegen, die pro Zentimeter Länge eine Bewicklung von 10 Windungen eines 0,08 mm starken Drahtes trugen. Dieses Gitter ergab die mit den früheren Beobachtungen übereinstimmende Wellenkurve *A*. Sein Ersatz durch eine Bewicklung von 5 Windungen auf den Zentimeter und mit einem Draht von 0,2 mm Durchmesser

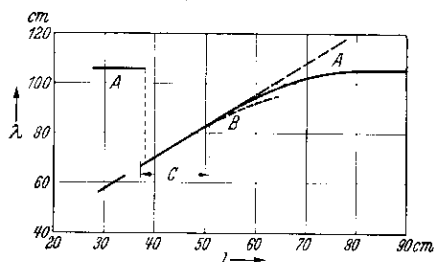


Abb. 164. Schwingbereiche von Röhren mit verschiedenen Gittern.

ließ nach Kurve *B* die reinen BK-Schwingungen bereits vollkommen verschwinden, wenn sich auch die Wellenkurve mit ihrem Abbiegen von der Eichgeraden der Paralleldrähte der ursprünglichen Kurve *A* noch in gewissem Maße angleicht. Wenn jedoch als Gitter eine Wendel aus 0,45 mm starkem Draht und mit einer Ganghöhe von etwa 5 mm eingesetzt wird, zieht sich der ganze Schwingbereich des Elektronengenerators auf ein die Eichgerade nicht mehr verlassendes Stück *C* zusammen. Ein grobes Gitter vermag also nur noch die GM-Bereiche anzuregen, womit die einander widersprechenden Angaben eine plausible Erklärung finden. Offenbar reichen zur Charakterisierung der kinematischen Elektronenvorgänge die üblichen statischen Definitionsgrößen einer Elektronenröhre, wie Durchgriff und Steilheit allein nicht mehr aus, sondern die Elektronenschwingungen setzen außerdem eine möglichst homogene Feldverteilung im Innern der Röhre voraus.

C. Schwingungen höherer Ordnung.

a) Aussiebung von Oberwellen.

Aus der Barkhausenschen Theorie ist ohne weiteres ersichtlich, daß die Elektronenpendelungen nicht unbedingt sinusförmig zu sein brauchen, weil die Halbperioden im Gitter-Kathodenraum $2\vartheta_{gk}$ und im Gitter-Anodenraum $2\vartheta_{ga}$ im allgemeinen voneinander abweichen. Infolgedessen lassen die Elektronenschwingungen einen großen Reichtum an Oberwellen erwarten, die durch entsprechend abgestimmte Kreise auszublenden sein müssen. Die Abbildung 165 zeigt eine besonders zu diesem Zweck entwickelte Generatoranordnung [14]. Das in der üblichen Weise zwischen Gitter und Anode

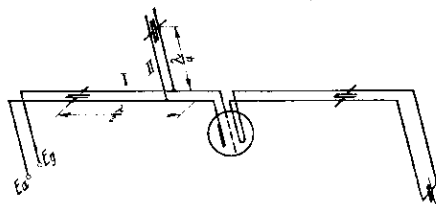


Abb. 165. Oberwellengenerator von Heim.

liegenden Lecher-System *I* schwingt in mehreren Halbwellen, so daß sich ungefähr im ersten Knotenpunkt ein weiteres, auf $\lambda/4$ abgestimmtes Drahtsystem *II* galvanisch ankoppeln läßt. Auf diese Weise konnten neben der Grundwelle von 120 cm die zweite Harmonische mit $\lambda = 36$ cm

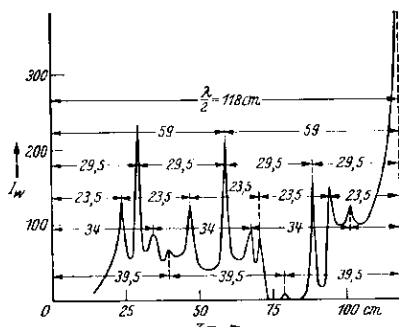


Abb. 166. Oberwellenspektrum von Tank und Schiltknecht.

läßt Abb. 166 erkennen [7]. Die auf den ersten Blick völlig zusammenhanglos erscheinende Verteilung der Maxima ist bis zur neunten Harmonischen zu analysieren.

b) Elektronenschwingungen höherer Frequenz.

Während die Aussiebung höherer Harmonischer aus der Barkhausenschen Grundwelle im Hinblick auf die Erzeugung möglichst kurzer Wellen von hinreichender Energie wenig Aussicht auf Erfolg hat, wurde schon frühzeitig erkannt [3, 12, 15, 16], daß die Röhre unter bestimmten Bedingungen selbst bereits, d. h. ohne Mitwirkung äußerer Kreise reine Elektronenschwingungen von etwa der doppelten Barkhausen-Frequenz zu erregen vermag. Dieselben verhalten sich im übrigen ganz analog den Grundschwingungen: Ihre Welle nimmt mit wachsender Spannung ab, und mit äußeren Kreisen sind sie sprunghaft in Resonanz zu bringen. Weil sie aber zumeist ohne die Grundwelle auftreten, müssen sie als selbständige Elektronenschwingungen angesehen werden, wenngleich ihre Entstehungsursache bis heute noch nicht zweifelsfrei geklärt ist. Experimentell ist zwar erwiesen, daß besonders feinmaschige Gitter die höhere Frequenz vor der Grundschwingung bevorzugen, so daß es den Anschein hat, als ob die kürzere Elektronenwelle nur im Gitter-Anodenraum entstünde, eine Hypothese, die durch Untersuchung der Schwingungsperioden bei verschiedenen Anodenradien eine Erhärtung erfährt. Hält man nämlich den Gitterradius konstant und vergrößert nur den Anodendurchmesser, so verlängert sich zwar die Halbperiode $2\vartheta_{ga}$ des Gitter-Anodenraums und dementsprechend auch die Periode der Barkhausenschen Grundschwingung

$$T = 2\vartheta_{ga} + 2\vartheta_{kg},$$

der dem Gitterraum entsprechende Anteil ϑ_{kg} muß jedoch konstant bleiben. Unter Zugrundelegung obiger Theorie ist man in der Lage,

diesen Anteil ϑ_{ky} aus der Differenz beider Wellen experimentell zu bestimmen. Die Abb. 167 gibt eine solche Messung wieder, indem die Grundwelle und die kürzere Welle für zwei verschiedene Anodendurchmesser von $d_a = 18$ und 26 mm bei gleichen Gitterradien von $3,5$ mm als Funktion von E_g aufgenommen sind [12]. Tatsächlich erweist sich die Differenz zwischen beiden Wellenlängen in beiden Fällen als gleich und über den ganzen Spannungsbereich konstant. Die Frage, ob es sich bei der kurzwelligen Schwingung um eine nur einmalige Hin- und Herbewegung der Elektronen im Bremsraum etwa der Bahnkurve b in Abb. 147 entsprechend oder um mehrere Pendelbewegungen mit jedesmaliger Umkehr der Elektronen vor dem Gitter handelt, muß offen bleiben.

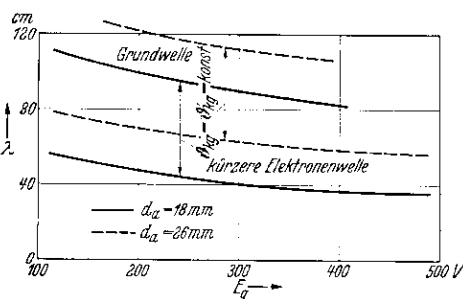


Abb. 167. Die Elektronenwellen bei verschiedenen Anodendurchmessern.

c) Anregung der Gitterwendel.

Steht die vorerwähnte „kürzere“ Elektronenwelle durch ihr feststehendes Frequenzverhältnis zu der Barkhausenschen Grundwelle in einer gewissen Beziehung, so wurde bald ein dritter Wellenbereich gefunden, der bei den vorhandenen Röhren zwischen etwa 16 und 19 cm Wellenlänge lag [17, 18], und der sich zunächst auf keine Weise der Barkhausen-Relation $\lambda^2 E_g = 10^6 d_a^2$ angleichen ließ. So war nicht nur die Wellenlänge einer gegebenen Röhre konstant und nahezu unabhängig von den Betriebsverhältnissen, was von vornherein auf die Anfachung eines bestimmten Resonanzgebildes im Innern der Röhre hindeutete, sondern der Zahlenfaktor der Barkhausen-Relation ergab sich weit unter dem für die Grundschwingung gültigen Wert. Besonders ausgeprägt zeigte diesen Frequenzbereich die französische Röhrentype TMC der „Compagnie des Lampes Métal“ (Abb. 78). Alle Versuche, die Wellenlänge durch irgendwelche äußeren Abstimmmaßnahmen zu beeinflussen, blieben erfolglos, nur konnte durch Abstimmen der Gitterzuleitung beispielsweise durch Verschieben einer darauf gleitenden Reflexionsplatte oder durch Variation ihrer freien Länge den Schwingungen Energie entzogen werden, was sich in periodischen Maxima und Minima des Anodenstroms in Abständen von $\lambda/2$ auswirkte. Im Verlauf der weiteren Untersuchungen wurde als maßgebendes Resonanzsystem innerhalb der Röhre die freitragende und durch ihren U-förmigen Halterungsbügel um die Anode herum kurzgeschlossene Gitterwendel erkannt, wie sie auch bei positiver Anode in Schwingungen geraten kann (vgl. S. 107). Den ganzen Elektrodenaufbau der französischen TMC-Röhre zeigt die Abb. 168. Der Haltebügel für die freitragend gewickelte Gitterwendel wird in seiner Mitte von einer metallischen, auf dem Quetschfuß verankerten Stütze getragen und besitzt in demselben Punkt die nach oben verlaufende Spannungszuführung.

Der experimentelle Beweis für die Anfachung des Wendelschwingkreises wurde erbracht, indem die ganze Drahtlänge durch Variation der Ganghöhe der Gitterwendel verändert wurde, ohne die sonstigen Röhrenabmessungen zu beeinträchtigen [8].

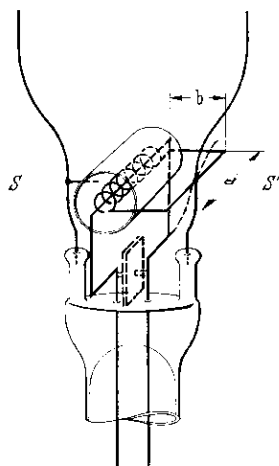


Abb. 168. Wendelschwingkreis der TMC-Röhre.

am einfachsten erbringen, indem man die von beiden Wendelhälften abgestrahlten Raumwellen in der Symmetrieebene $S-S'$ zur Interferenz

bringt und die Intensitätsmaxima mit einem Detektorresonator nachweist.

Genauere Messungen an einer sehr großen Zahl von Röhren haben das Verhältnis λ/s im Durchschnitt zu 1,24 ergeben [19], ohne daß der Wikkelschritt und sonstige Daten stärkere Abweichungen bewirken, solange die Länge der Gitterwendel etwa 10mal größer als ihr Durchmesser ist. Außerdem hängt die Welle noch etwas von der Breite a und der Länge b des Schließungsbügels ab, und indirekt wirkt auch die Anode auf die Resonanzlage ein, weil ihre Kapazität der Windungskapazität der Gitterwendel parallel liegt [20]. Infolgedessen vergrößert sich die gesamte wirksame Kapazität des Gitterkreises mit kleiner werdendem Anodenradius etwas, so daß die Wellenlänge wächst. Wird die Gitterwendel durch einen metallischen Längssteg in sich kurzgeschlossen, dann verschwinden die Wendelschwingungen natürlich.

d) Zwergwellen.

Die Feststellung eines weit oberhalb der Barkhausenschen Grundfrequenz liegenden Schwingbereichs ist ein Hinweis darauf, daß die ursprünglichen Laufzeitbedingungen von Barkhausen und Kurz nicht allen Fällen gerecht werden. Es ist das Verdienst Potapenkos [21],

Drahtlänge des Wendel- schwingkreises	λ cm	E_H V	$\lambda^2 E_H$ 10^9
28,5	24	180	103
23,5	20	230	92
21,5	19	270	97,5
16,5	15,5	386	93
Mittel: $96 \cdot 10^3$			

erkannt zu haben, daß in diesen Fällen die Laufzeit der Elektronen ein Vielfaches der angeregten Schwingungsdauer beträgt. Solche Wellen mit einer Periodendauer von Bruchteilen der aus den Spannungen direkt resultierenden Laufzeiten bezeichnet Potapenko als „Zwergwellen“.

Präzisiert man diese Vorstellung dahin, daß die aus der Barkhausen-Theorie folgenden Laufzeiten ganzzahlige Vielfache der Schwingungsdauer sein sollen, und kennzeichnet man die Ordnungszahl n dieser Vielfachen durch die Reihe der ganzen Zahlen, so bedeutet dies, daß die Zwergwellen zur Grundwelle im Verhältnis $1/n$ stehen müssen, und daß das Barkhausensche Produkt $\lambda^2 E_g$ auf den n^2 -ten Teil sinken muß. Dementsprechend ist die Barkhausen-Relation in der Form:

$$\lambda_n^2 E_g = C_n = C_0 / n^2$$

auf die Zwergbereiche zu erweitern. Auch hier stellt diese einfache Theorie alle Zwergwellen nur als möglich hin, ohne über die tatsächlichen Anregungsbedingungen irgendwelche Aussagen zu machen.

Die Erfassung aller oder richtiger möglichst vieler Anregungszustände erfordert eine weitgehende systematische Variation aller in Frage kommender Faktoren, nicht nur des Emissionsstroms und der Röhrenspannungen, sondern gleichzeitig auch der äußeren Abstimmung. Um die Anfachung auch der schwächsten Schwingung zu erleichtern, arbeitete Potapenko ursprünglich mit einer Gegentaktschaltung zweier Schwingröhren. Es ergab sich aber bald, daß deren Schwingcharakteristiken

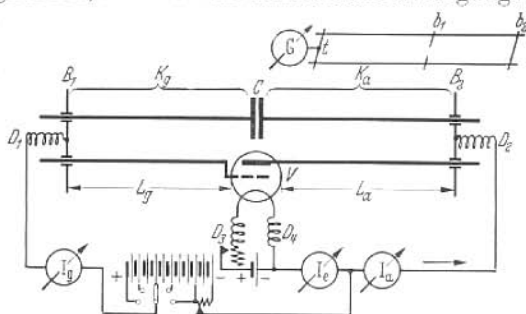


Abb. 169. Elektronenoszillator von Potapenko.

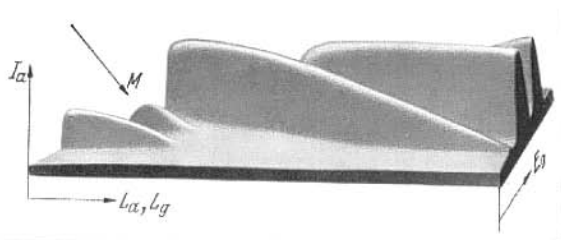


Abb. 170. Raumarbeitsdiagramm nach Potapenko.

nicht genau gleich zu erhalten waren, was unzuträgliche, die Beobachtungen sehr erschwerende Überlappungen zur Folge hatte, indem sich z. B. einzelne Schwingbereiche in zwei oder mehrere Maxima aufspalteten. Um aber auch bei einer Röhre zwei getrennte Paralleldrahtsysteme für Gitter und Anode beizubehalten, ersetzte Potapenko die zweite Röhre durch eine Ballastkapazität von 0,1—0,2 cm und erhielt so das Schema der Abb. 169. Durch sorgfältige Beobachtung des

Anodenstroms bei Variation der Gitterspannung und der beiden Drahtlängen L_a und L_g , die jeweils gleichmäßig verändert wurden, entstanden „Raumarbeitsdiagramme“ von der Gestalt der Abb. 170.

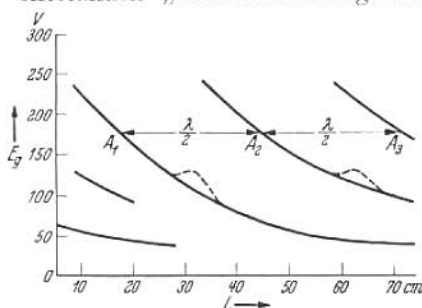


Abb. 171. Vereinfachtes Arbeitsdiagramm.

sind als Zwergwellen aufzufassen, wobei es sich zumeist um Resonanzeffekte innerhalb der Röhre handelt. Die äußeren Abstimmverhältnisse spielen dann nur insofern noch eine sekundäre Rolle, als sie die

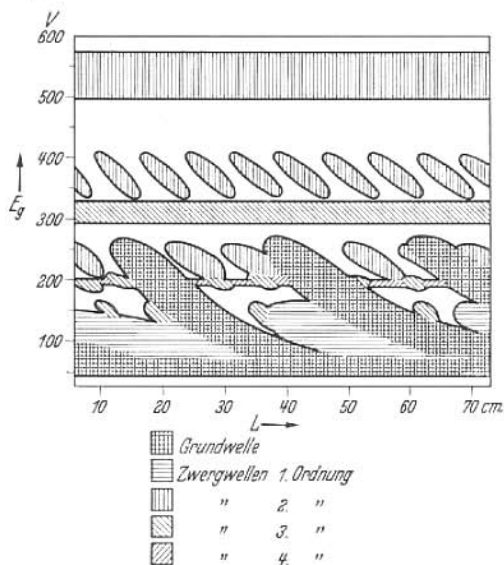


Abb. 172. Vollständiges Arbeitsdiagramm einer russischen R 5-Röhre.

welle λ_0 aus der Barkhausen-Relation errechnet und ihr Verhältnis zu den jeweiligen Zwergwellen λ_0/λ_n in der letzten Spalte der Tabelle aufgeführt. Man erkennt, daß diese Verhältniszahlen bis auf wenige Prozent an die Ordnungszahlen n herankommen. Das Gebiet $n=1$ stellt offenbar die Grundschwingung selbst dar. Die Bestimmung der Ordnungszahl eines beliebigen Frequenzgebiets bietet also bei Vergleich mit der Grundwelle keinerlei Schwierigkeiten.

Nur die kleine Erhebung M bildet einen Zwergbereich, während die übrigen Höhenzüge den normalen Barkhausen-Wellen entsprechen.

Beschränkt man sich auf die Zentren der einzelnen Schwinggebiete, wie sie durch die jeweiligen Intensitätsmaxima oder die diesen entsprechenden maximalen Anodenströme gegeben sind, so entstehen vereinfachte Arbeitsdiagramme nach Art der Abb. 171. Alle unterhalb der Normalwellen A liegende Bereiche durch Energieentziehung unterdrücken oder durch Resonanz hervorheben.

Die Abb. 172 zeigt als Beispiel das vollständige Arbeitsdiagramm einer russischen R 5-Röhre, welches besonders reich an Zwergwellen ist. Inwieweit das Experiment die Theorie erfüllt, sei an Hand der Zahlenwerte in der Tabelle auf S. 135 diskutiert. Darin sind für verschiedene Gitterspannungen E_g die Werte angegeben für die entsprechenden Drahtlängen $L_a = L_g = L$, die sich jeweils erregende Welle λ sowie das Produkt $\lambda^2 E_g$, und zwar nach den Ordnungszahlen n zusammengestellt. Ferner ist die Barkhausensche Grund-

n	E_{μ} V	L cm	λ cm	$\lambda^2 E_{\mu}$ 10^5	λ_0	λ_0/λ_a
1	105	33	74,0	5,75	85,1	1,15
	121	29	69,6	5,86	79,3	1,14
	142	26	64,0	5,82	73,2	1,14
	150	53	62,2	5,80	71,2	1,14
	158	19	60,2	5,73	69,4	1,15
	182	18	56,0	5,71	64,6	1,15
	187	17	55,4	5,74	63,8	1,15
	190	71	55,0	5,75	63,2	1,15
	196	16	54,0	5,72	62,3	1,15
	200	69	54,0	5,83	61,6	1,14
	200	15	54,2	5,88	61,6	1,14
Mittel: 5,78						
2	104	15	43,7	1,99	85,5	1,96
	107	21	42,7	1,95	84,3	1,97
	109	27	42,4	1,96	83,5	1,96
	122	21	40,4	1,99	78,9	1,95
	123	15	39,8	1,95	78,6	1,97
	137	9	38,1	1,99	74,5	1,96
	142	15	37,1	1,95	73,2	1,97
	143	42	37,4	2,00	72,9	1,95
	150	6	36,2	1,97	71,2	1,97
	153	9	35,6	1,94	70,5	1,98
Mittel: 1,97						
3	200	39	20,7	0,857	61,6	2,98
	212	8	19,8	0,831	59,9	3,02
	237	72	18,8	0,838	56,6	3,01
	243	70	18,6	0,841	55,9	3,01
	247	69	18,4	0,836	55,5	3,02
	327	13	16,1	0,848	48,2	2,99
	334	21	16,0	0,855	47,7	2,98
	528	22	12,7	0,852	37,9	2,98
	530	15	12,7	0,855	37,9	2,98
	532	5	12,65	0,851	37,8	2,99
Mittel: 0,846						
4	140	6	18,8	0,495	73,7	3,92
	150	19	18,0	0,486	71,2	3,96
	160	9	17,35	0,481	68,9	3,97
	160	61	17,5	0,490	68,9	3,94
	185	65	16,2	0,485	64,1	3,96
	190	30	15,7	0,468	63,2	4,02
	190	6	15,8	0,474	63,2	4,00
	195	52	15,4	0,462	62,4	4,05
	197	36	15,4	0,467	62,1	4,03
	198	12	15,5	0,475	62,0	4,00
	200	59	15,6	0,487	61,6	3,95
	204	28	15,4	0,484	61,0	3,96
	205	34	15,3	0,480	60,9	3,99
	303	8	12,8	0,496	50,1	3,91
	305	15	12,55	0,480	49,9	3,98
Mittel: 0,481						
5	200	33,6	12,4	0,308	61,8	4,97
	330	13	9,4	0,292	48,0	5,10
Mittel: 0,300						

Die Mittelwerte der Produkte $\lambda_n^2 E_g$ weichen freilich beträchtlich von dem theoretischen Verhältnis $1/n^2$ ab. Der Grund ist in der Rückwirkung der in den Elektroden induzierten Wechselspannungen auf die Elektronenpendelungen zu suchen, was im theoretischen Teil noch näher zu erläutern sein wird.

In der Auswertung läßt sich dieser Störeffekt auf Grund der schon mehrfach erwähnten Tatsache eliminieren, daß die Schwingintensität und damit auch die Amplituden der Resonanzspannungen in guter Annäherung dem negativen Anodenstrom proportional verlaufen. Trägt man daher die den verschiedenen Zwergbereichen entsprechenden Produkte $\lambda^2 E_g$ als Funktion von i_a auf, wobei man die Intensität durch

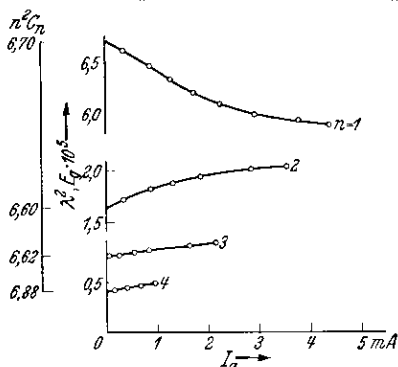


Abb. 173. Extrapolation der $\lambda^2 E_g = f(i_a)$ -Kurven.

Variierung der Heizung regelt, so entstehen die Kurven der Abb. 173, die offenbar eine direkte Extrapolation bis $i_a = 0$ zulassen, an welchem Punkt die Wechselspannungen also ebenfalls auf Null abgesunken sein müssen. Bei den auf diese Weise korrigierten Werten sind demnach die Rückwirkungen der Wechselspannungen auf den Pendelmechanismus der Elektronen vollkommen eliminiert. Experimentell läßt sich dieser Fall natürlich überhaupt nicht realisieren, weil ja die Zwergwellen gerade die Anfängung eines Resonanzsystems zur Vorbedingung haben. Die in der

Abb. 173 angegebenen Werte für $n^2 C_n$ weisen tatsächlich eine befriedigende Konstanz auf und rechtfertigen die theoretischen Überlegungen aufs Schönste.

Die verschiedene Zahl der in den Arbeitsdiagrammen verschiedener Röhren auftretenden Schwingbereiche, selbst wenn diese derselben Type angehören, ist durch die zeitlichen Differenzen von ∂_{ag} und ∂_{gk} zu erklären. Unmittelbar damit hängt auch die Forderung nach einem vollkommen coaxialen Elektrodenaufbau zusammen, denn ein Unsymmetrie des Heizfadens von 0,5 mm hat im ersten Ordnungsbereich schon einen Unterschied von 20% zwischen den Flugzeiten in verschiedenen Ebenen zur Folge, der im zweiten Ordnungsbereich schon auf 80% anwächst.

Eine weitere Schwierigkeit, die das Aufsuchen aller von der Theorie vorausgesagten Zwergbereiche erschwert, liegt darin, daß vielfach die Bereiche höherer Ordnung von den niedrigeren Ordnungszahlen überdeckt werden. So zeigt die folgende Tabelle beispielsweise alle Gitterspannungen, bei denen die angegebenen und durch Schwingssysteme in der Röhre vorgeschriebenen Resonanzwellen in den verschiedenen Ordnungsgebieten zu erwarten sind. Demgegenüber sind die experimentell beobachteten Anregungsspannungen durch die Umrahmung abgegrenzt. Man erkennt, daß sich die Welle 9,5 cm z. B. für $n=4$ bei 530 V erregen müßte, wenn dieses Spannungsgebiet von 500—550 V nicht von der Welle 12,5 cm beansprucht wäre. Aus demselben Grund sind für

n	$\lambda^2 E_g$	$\lambda = 9,5 \text{ cm}$	12,5 cm	15,5 cm	18,5 cm
2	$1,97 \cdot 10^5$	2200 Volt	1300	820	580
3	0,846	940	540	450	250
4	0,481	530	310	200	240
5	0,300	330	190	120	90
6	0,210	230	130	90	60

$n = 2$ überhaupt keine Zwergwellen zwischen 9,5 und 18,5 cm Länge zu erhalten.

Im Gegensatz zu Potapenko, der in Anlehnung an die für $E_a = 0$ aufgestellte Barkhausen-Relation vorzugsweise mit diesem Anodenpotential arbeitete, zeigte sich, daß die Intensitäten einzelner Zwergbereiche um mehrere Größenordnungen ansteigen, wenn die Anodenspannung negativ wird, wobei dann die Gitterspannung um entsprechende Beträge herabgesetzt werden kann [22]. Innerhalb begrenzter Bereiche ist die Beziehung zwischen E_a und E_g linear, so daß man die Barkhausen-Relation in der Form:

$$\lambda^2 (E_g - a \cdot E_a) = \text{const}$$

erhält, wobei a den Proportionalitätsfaktor bedeutet. Diese Verhältnisse werden bei der Modulation des Elektronengenerators noch von Wichtigkeit sein.

Für einzelne Röhren konnten bis zu sieben verschiedene Bereiche von E_a und E_g für ein und dieselbe Welle nachgewiesen werden. Die nebenstehende Abb. 174 zeigt vier derartige Gebiete für $\lambda = 12,6 \text{ cm}$ [23]. Die geschlossenen Kurven begrenzen jeweils das Gebiet von Gitter- und Anodenspannung, in dessen Innerem die Röhre bei einer bestimmten Emissionsstromstärke Schwingungen dieser einen Frequenz erregt. Mit wachsender Emission werden die Bereiche der stärkeren Anfachung wegen immer ausgedehnter, während sie mit sinkendem Strom immer schmaler werden, um sich schließlich bei einer bestimmten Emission auf einen einzigen Betriebspunkt der Gitter-Anodenspannung mit stetig gegen Null gehender Energie zusammenzuziehen.

Betrachtet man an Hand der Abb. 175 einen Elektronengenerator mit einfachem Paralleldrahtsystem, wie er bei den früher beschriebenen Messungen benutzt worden ist (Abb. 154), so erkennt man, daß ein solcher

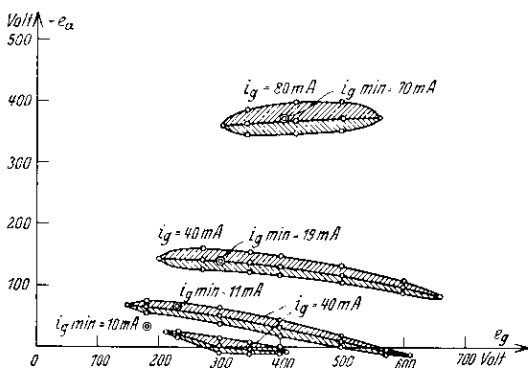


Abb. 174. Schwingbereiche für $\lambda = 12,6 \text{ cm}$ nach Collenbusch.



Abb. 175. Schwingungszustände der normalen Generatoranordnung.

eine ganze Reihe verschiedener Resonanzsysteme aufweist. Der Grundschwingung der Lecher-Drähte mitsamt der Röhre entspricht die punktierte Spannungsverteilung mit dem Spannungsknoten in der

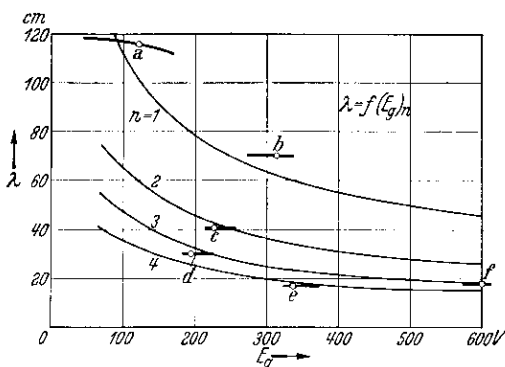


Abb. 176. Frequenzspektrum bei fester Abstimmung nach Hollmann.

Kurzschlußbrücke B und dem Spannungsbauch an den Elektroden. Außerdem kann das Drahtsystem noch in seinen verschiedenen Oberwellen schwingen, wie es früher schon erläutert worden ist. Als konstantes Schwingssystem innerhalb der Röhre müssen Gitter und Anode mit ihren Zuleitungen bis zum Röhrenfuß gelten, die unabhängig vom Außensystem ebenfalls in $1/4$ Welle schwingen können. Ferner bildet die Gitterwendel mit ihrem

Haltebügel einen weiteren Resonanzkreis, dessen Hälften im Gleichtakt schwingen können, und schließlich muß auch dem Anodenzyylinder eine bestimmte Eigenwelle zugeschrieben werden. Offenbar stehen alle diese Eigenwellen in keinerlei

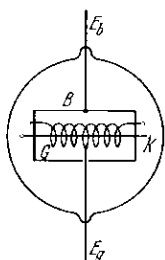


Abb. 177. Röhre mit freischwingender Gitterwendel nach Hollmann.

Beziehung zueinander, sondern ergeben sich aus den zufälligen Dimensionierungen des Elektrodenaufbaus. Die Abb. 176 zeigt das Frequenzspektrum eines solchen Generators mit einer Philips Senderöhre TA 0810, wie es durch alleinige Variation der Betriebsverhältnisse, vorzugsweise der Gitterspannung bei festem Außenkreis erhalten wurde [24]. Bildet man für die Schwingungszentren den Mittelwert der Konstanten $C_n = n^2 \lambda^2 E_g$, so lassen sich in das Diagramm die λ/E_g -Kurven gleicher Ordnungszahl einzeichnen, auf die sich dann die Zwergbereiche an den durch die zufälligen Elektrodenresonanzen und äußeren Abstimmungsverhältnisse gegebenen Stellen verteilen. Bei Änderung der äußeren Abstimmung verschieben sich einzelne Bereiche längs der $n = \text{const.}$ -Kurven, während alle durch die Elektroden-

resonanzen bestimmten Schwingbereiche liegen bleiben. Irgendwelche weiteren Folgerungen etwa in bezug auf die den Schwingungszentren entsprechenden Spannungen oder auf das Verhältnis der einzelnen Zwergfrequenzen zueinander dürfen nicht gezogen werden.

Den Abschluß der vorstehenden experimentellen Untersuchungen über die Zwergwellen mögen einige Messungen an der in Abb. 177 schematisch dargestellten Röhre bilden, deren Gitterwendel in der Mitte an

die Zuleitung angeschlossen und an ihren Enden isoliert gehalten ist, so daß sie frei als Dipol schwingen kann. Offenbar sind die Anfachungsbedingungen für diesen Gitterdipol besonders günstig, denn aus der

λ cm	E_g V	n	$n^2 \cdot \lambda^2 \cdot E_g$ 10^5
29,4	112	4	15,6
13,1	273	6	17,0
13,1	128	9	17,9

vorstehenden Tabelle erkennt man, daß sich die kürzeste Gitterwelle von 13,1 cm Länge schon bei einem Gitterpotential von nur 128 V erregt, was nach der Rechnung den neunten Ordnungsbereich ergibt.

D. Der Einfluß der Raumladung.

a) Instabile Raumladungszustände beim Auftreten von Elektronenschwingungen.

Die mehrfachen Pendelbewegungen der Elektronen um das Gitter haben zunächst unmittelbar eine bedeutend längere Verweilzeit zwischen den Elektroden zur Folge, als wenn die Elektronen direkt vom Gitter oder von der Anode abgefangen würden. Infolgedessen erhöht sich die negative Raumladung beträchtlich gegenüber dem schwingungslosen Zustand, was sich auf die aus Abb. 178 ersichtliche Weise nachweisen läßt. Darin sind zwei statisch gemessene Sättigungskennlinien $i_{cm} = f(E_g)$ aufgetragen, und zwar einmal bei infolge schwach positiven Anodenpotentials nichtschwingender Röhre, das andere Mal im Schwingungszustand mit negativem E_a . Man erkennt die durch die Elektronenpendelungen verstärkte Raumladung an der Verflachung dieser zweiten

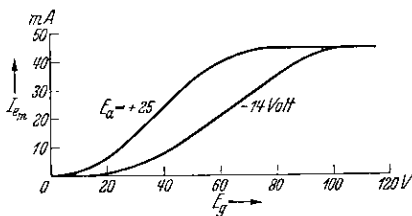


Abb. 178. Sättigungskennlinien der Bremsfeldröhre im schwingenden und nichtschwingenden Zustand.

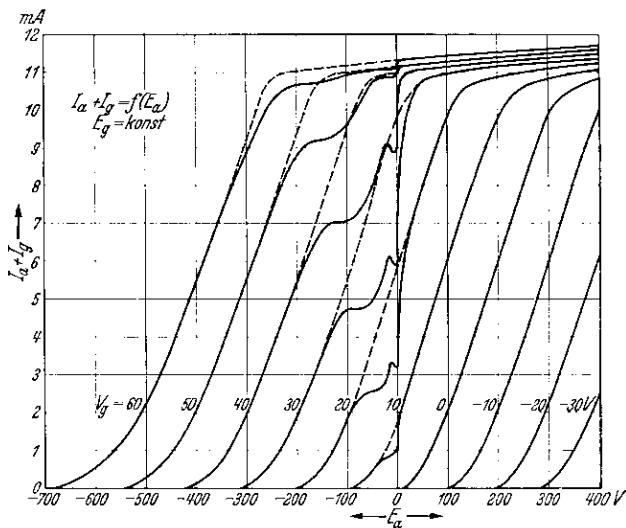


Abb. 179. Emissionscharakteristiken nach v. d. Pol.

Kennlinie und an der höheren Sättigungsspannung, was auf Grund des geringen Durchgriffs der Anode durch das Gitter allein nicht zu deuten ist.

Die Abb. 179 zeigt eine ganze Schar von Emissionskennlinien $i_{cm} = I_a + I_g = f(E_a)$ für verschiedene Gitterspannungen E_g als Parameter [25].

Auch hier ist in dem Bereich von $E_a = -4,6 E_g$ bis E_g das Absinken des Emissionsstroms unter den gestrichelten Kurvenverlauf, wie er bei proportionaler Parallelverschiebung der Raumladungscharakteristiken aus dem Gebiet $E_a > E_g$ zu erwarten wäre, stark ausgeprägt. Offensichtlich reichen die labilen Raumladungszustände jedoch nach positiven Anodenpotentialen über den im allgemeinen durch $E_a = 0$ oder höchstens wenige Volt positiven Potentials begrenzten Bereich der Elektronenschwingungen hinaus. Daher muß geschlossen werden, daß hier zwar

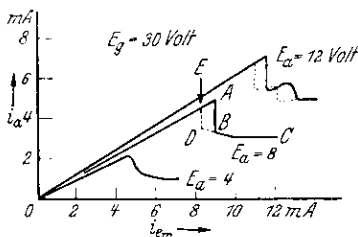


Abb. 180. Instabile Raumladungszustände nach Gill.

noch Elektronen aus dem Bremsraum in den Gitter-Kathodenraum eindringen und weitere Pendelbewegungen ausführen, jedoch vollständig ungeordnet, ohne den für die Schwingungserzeugung und Abstrahlung erforderlichen Synchronismus aufrecht halten zu können.

Ähnliche labile Verteilungszustände der Raumladung zeigen sich auch, wenn man den Anodenstrom i_a als Funktion des Emissionsstroms $i_e + i_g$ betrachtet [26]. Einige solcher

Kennlinien gibt die Abb. 180 wieder; besonders die dabei auftretenden Ziehschleifen weisen auf instabile Schwingungserscheinungen hin.

b) Der Einfluß der negativen Raumladung.

Was den Einfluß der Raumladung auf die Potentialverteilung zwischen den Elektroden und darüber hinaus auf die Elektronenfrequenz anbelangt, so wurde darauf, wie schon mehrfach erwähnt, die Differenz zwischen den beobachteten und errechneten Wellenlängen zurückgeführt. Die Verhältnisse werden leicht verständlich, wenn man sich die durch die Raumladungen herbeigeführten Potentialänderungen in der Schwingröhre an Hand der Abb. 181 vergegenwärtigt.

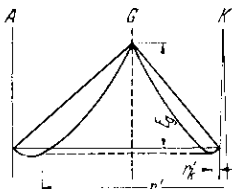


Abb. 181. Wirkung der Raumladung auf die Potentialverteilung.

Alle bisherigen Betrachtungen gingen von einem Potentialfeld ohne Raumladungsstörung aus, d. h. sie nahmen bei ebenen Elektroden den Potentialverlauf einfach linear und bei zylindrischen logarithmisch an.

Sobald indessen zwischen den Elektroden ein Elektronenstrom übergeht, gleichgültig in welcher Richtung, werden auch die Potentialkurven ebener Elektroden gekrümmt, denn die Raumladung ist mit dem für die Krümmung maßgebenden zweiten Differentialquotienten durch die Beziehung:

$$\Delta \varphi = \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -4\pi \rho$$

verbunden, wobei $\rho = j/v$ ist. Der Langmuirschen Raumladungstheorie entsprechend gehorcht der Potentialverlauf dann der Formel:

$$j = \frac{12}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{E^{3/2}}{x^2}$$

Im Gegensatz zur einseitigen Elektronenströmung ist nun aber für j nicht der einfache, über die Elektroden abfließende Strom, sondern die

durch die Pendelbewegung der Elektronen um ein Vielfaches erhöhte Stromdichte einzusetzen, wie es ja durch die im vorhergehenden Absatz angeführten Sättigungskennlinien als berechtigt nachgewiesen worden ist. Hierzu kommt weiter, daß die Gesamtzahl der schwingenden Elektronen ja ebenso einen bestimmten, im wesentlichen durch die Gitteröffnung gegebenen Prozentsatz des gesamten Emissionsstroms darstellt und infolgedessen auch eine direkte Funktion der Heizung sein muß. Betrachtet man also die Potentialverteilung einer Bremsröhre, so hängen die Potentialkurven mit zunehmender Heizung immer mehr durch. Damit rücken die Umkehrflächen immer näher an das Gitter und die Pendelamplitude verkürzt sich, was unmittelbar eine Frequenzsteigerung zur Folge hat.

Die Verhältnisse werden ungleich verwickelter, sobald man die Zylinderform der Elektroden in Rechnung stellt. Am einfachsten lassen sich die Vorgänge diskutieren, wenn man in der Scheibischen Theorie an Stelle der Radien des Heizfadens r_k und der Anode r_a die Radien der beiden Umkehrflächen r'_k und r'_a einsetzt, womit das Problem auf eine sinngemäße Variation der Elektrodendimensionen reduziert ist. Auf Grund dieser Vereinfachung sei zunächst der Bremsraum betrachtet: Die Scheibische Funktion $g(r'_a/r_g)$ und damit auch die Periodendauer im Bremsraum nimmt mit kleiner werdendem r'_a stetig ab, bis die Schwingungen schließlich ganz abreißen, sobald das Verhältnis r'_a/r_g den für die Anfachung und für einigermaßen symmetrische Laufzeiten beiderseits des Gitters erforderlichen Betrag unterschreitet (vgl. Abb. 151b).

Demgegenüber hat der Radius des Potentialminimumzylinders im Kathodenraum eine nicht so durchsichtige Wirkung. Denn die Funktion $f(x)$ steigt nach der von Scheibe in Abb. 151a angegebenen Kurve mit ihrem Argument nur von 0 bis 1,5. Bei $x > 1,5$ fällt $f(x)$ erst stark, und dann schwächer. Wenn man also durch Steigerung der Emission den Radius r'_k allmählich vergrößert, so übt das zunächst eine vergrößernde Wirkung auf λ aus, bis x den Betrag 1,5 oder was dasselbe ist, bis r_g/r'_k den Wert 9,5 erreicht. Eine weitere Verschiebung des Potentialminimums läßt dann die Welle sehr schnell abfallen. Beide Funktionen überlagern sich wieder und beeinträchtigen die für ebene Elektroden aufgestellten Folgerungen. Als Beispiel sind in der Abb. 182 zwei unter verschiedenen Versuchsbedingungen erhaltene Beziehungen zwischen Wellenlänge und Heizstrom aufgetragen. Während die von Barkhausen angegebene Kurve der theoretischen Forderung in etwa entspricht, bleibt die von Scheibe gemessene Frequenz fast unabhängig von der Heizung, deutet vielmehr bei schwachen Emissionsströmen eher auf ein Abfallen der Frequenz im Sinne der vorstehenden Diskussion hin.

Natürlich haben solche Untersuchungen über den Einfluß der Heizung auf die Frequenz nur dann eine mit der Theorie in Einklang zu bringende Berechtigung, wenn es sich wirklich um reine Elektronenschwingungen handelt, und wenn dieselben nicht etwa durch äußere Resonanzeffekte

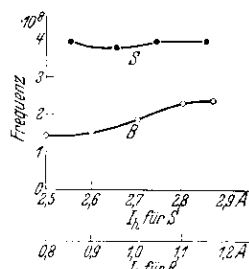


Abb. 182. Die Elektronenfrequenz als Funktion des Heizstroms nach Barkhausen (B) und Scheibe (S).

stabilisiert sind. Zwar lassen sich diese in manchen Fällen durch Nachstimmen des Außenkreises auf maximale Energie in ihrer Wirkung einigermaßen abschwächen, ist das aber nicht möglich, so werden die theoretisch zu erwartenden Kurven durch Resonanzeffekte vollständig überdeckt. Praktisch treten solche Erscheinungen in besonders starkem Maße bei den Zwergwellen zutage, die ja von vornherein auf der Anfachung eines festen Resonanzgebildes im Innern der Röhre beruhen. Die Zwergwellen ergeben daher, wie die nebenstehende Abb. 183 erkennen läßt, völlig anormale Kurven; nur die Grundschiwingung ($n = 1$) nimmt den theoretischen Verlauf [21].

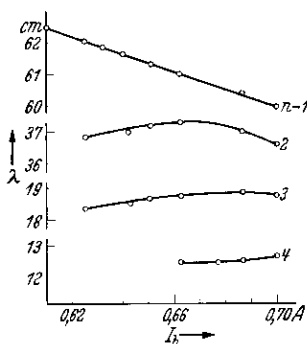


Abb. 183. Die Wirkung von Heizstromänderungen auf Zwergwellen nach Potapenko.

c) Umkehr der Barkhausen-Relation.

Während sich die Raumladung im allgemeinen in einer Verkürzung der experimentell gemessenen Wellenlängen gegenüber der Theorie um 10–30% auswirkt, beeinträchtigt sie die Barkhausensche Gesetzmäßigkeit $\lambda = \text{const}/\sqrt{E_g}$ im großen und ganzen nur wenig. In bestimmten Fällen sind indessen Ausnahmen denkbar, wenn man sich nämlich vergegenwärtigt, daß die Ladungsdichte im Raumelement ja nicht allein von der Stromdichte j , sondern nach der Kontinuitätsgleichung $\rho = j/v$ auch von der Elektronengeschwindigkeit v abhängt. Es ist daher zu

erwarten, daß sich unter bestimmten Voraussetzungen eine Verringerung der Voltgeschwindigkeit in ähnlicher Weise wie eine Verstärkung des Emissionsstroms auswirken kann. Dies führt aber zu einer der Barkhausenschen Theorie gerade entgegengesetzten Beziehung zwischen λ und E_g , d. h. die Welle muß mit steigender Gitterspannung etwa nach dem Gesetz $\lambda = \text{const} \sqrt{E_g}$ länger werden.

Natürlich wird diese Erscheinung von vornherein nur dann zu verifizieren sein, wenn die Raumladung die Potentialverteilung in ganz entscheidender Weise beherrscht und auf die Elektronenpendelungen einen so starken Einfluß gewinnt, daß die aus der Barkhausen-Relation folgende Zunahme der Frequenz mit wachsender Voltgeschwindigkeit überdeckt wird.

Diese Voraussetzungen sind in zwei Fällen in nahezu gleicher Weise erfüllt, nämlich erstens, wenn der Bremsraum oder das Verhältnis d_{a1}/d_g sehr groß (> 3) und wenn gleichzeitig die Gitterspannung niedrig ist und zweitens, wenn überhaupt keine besondere Brems Elektrode vorhanden ist, d. h. wenn die Röhre lediglich aus Kathode und Gitter besteht. Im letzten Fall sammelt sich um das Gitter eine solche Raumladungswolke an, daß sie zur Bildung einer Potentialnullfläche und zur Abbremsung der das Gitter passierenden Elektronen ausreicht. Allerdings hat der Effekt einen hinreichend weiten Glaskolben zur Bedingung (Durchmesser $> 10 d_g$), weil sich sonst auf den Glasflächen negative Wandladungen absetzen, welche die Wirkung einer festen Brems Elektrode mit undefiniertem Potential ausüben können.

Je mehr nun die Gitterspannung ansteigt, um so geringer wird auf Grund der Kontinuitätsgleichung die Raumladungsdichte in der Umgebung des Gitters, und um so weiter rückt infolgedessen die Umkehrfläche vom Gitter ab. Die ausgezogene Kurve der Abb. 184 stellt die an einer solchen Gitterdiode gemessene Beziehung zwischen Elektronenwelle und Gitterspannung dar [27]. Obwohl die Periodendauer des Gitter-Kathodenraums mit zunehmendem E_g in normaler Weise absinkt, überwiegt das Ansteigen der Laufzeiten außerhalb des Gitters auf Grund der beschriebenen Verschiebung des Potentialminimums, so daß die Welle entgegen der Barkhausen-Relation mit steigendem E_g länger wird.

Zur theoretischen Erfassung der Verhältnisse liegt es nahe, in Analogie zu den Gesetzen des senkrechten Wurfs im Gravitationsfeld der Erde Beschleunigung und Feldstärke in erster Näherung konstant zu setzen:

$$\mathfrak{E} = \frac{E_g}{(r_u + r_g)} = \text{const.},$$

woraus der Radius r_u der Umkehrfläche folgt zu:

$$r_u = \frac{E_g}{\mathfrak{E}} + r_g.$$

Man erhält also an Stelle der Barkhausenschen Wellenformel die Gleichung:

$$\lambda = \frac{2000}{\sqrt{E_g}} \left(\frac{E_g}{\mathfrak{E}} + r_g \right).$$

Hierin ist die Feldstärke $\mathfrak{E}$ selbst unbekannt und läßt sich nur auf Grund der experimentellen Unterlagen ermitteln. Die so für einige Meßpunkte errechneten Werte von $\mathfrak{E}$ sind in der Abb. 184 angegeben. Ihre befriedigende Konstanz rechtfertigt den der vorstehenden Wellenformel zugrunde liegenden Ansatz vollauf. Der Durchmesser des Umkehrkreises steigt in dem ausgemessenen Bereich von 2,28 cm bei $E_g = 180$ V auf 4,8 cm bei 475 V.

Bei geeigneter Resonanzabstimmung eines zwischen Gitter und Kathode geschalteten Lecher-Systems vermochte die Röhre auch Elektronenschwingungen höherer Frequenz zu erregen. Auf S. 130 wurde schon die Anschauung ausgesprochen, daß sich diese Schwingungen mit großer Wahrscheinlichkeit nur außerhalb des Gitters abspielen, wenn der exakte Mechanismus auch noch ungeklärt bleiben muß. Auf den vorliegenden Fall der Gitterdiode angewandt, würde das bedeuten, daß die Frequenz dieser schnellen Elektronenpendelungen nur dem ersten Term der Barkhausenschen Wellenformel gehorcht, ohne daß die sich mit E_g verkürzende Periodendauer des Gitter-Kathodenraums entgegenwirkt. Demnach vereinfacht sich die Wellenformel zu:

$$\lambda' = \frac{2000 \sqrt{E_g}}{\mathfrak{E}} = \text{const} \sqrt{E_g} \quad \text{oder} \quad \frac{\lambda'^2}{E_g} = \text{const.}$$

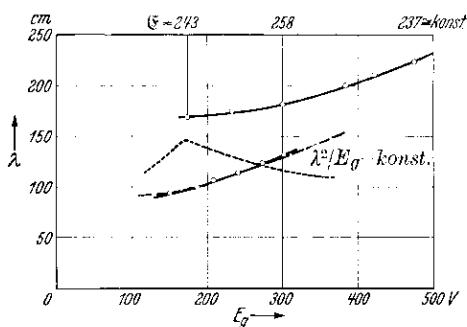


Abb. 184. Die Wellenlängen einer Gitterdiode nach Hollmann.

Hier liegt also tatsächlich die vollkommene Umkehr der Barkhausen-Relation vor und wird, wie die errechnete, in Abb. 184 gestrichelt eingetragene Kurve beweist, durch das Experiment bestätigt.

In analoger Weise kann diese Erklärung auch auf den ersten Fall, nämlich auf eine Bremsröhre mit großem Anodendurchmesser Anwendung finden. Auch hier wird die Raumladungsdichte im Bremsraum bei niedrigen Voltgeschwindigkeiten der Elektronen offenbar so groß, daß sich die Umkehrfläche zunächst näher am Gitter ausbildet, und mit steigender Spannung von diesem fortrückt. Gegenüber der Diode besteht allerdings ein Unterschied, denn durch die statische Potentialverteilung ist hier eine Grenze gezogen, über die die Potentialnullfläche unter keinen Umständen hinaus kann. Bei Annäherung an diese Grenze muß der Effekt also mehr und mehr verschwinden, um bei höheren Spannungen wieder normale Verhältnisse eintreten zu lassen. Die punktierte Kurve in Abb. 184 gibt eine experimentelle Bestätigung der entwickelten Anschauung [12], denn die Elektronenwelle steigt von niedrigen Gitterspannungen ausgehend zunächst wie bei der Diode an, bis schließlich Gleichgewicht mit der normalen Barkhausen-Relation eintritt, von wo ab diese volle Gültigkeit erlangt.

E. Der Einfluß von Gasen.

Bei allen bisherigen Untersuchungen und Betrachtungen wurde ein Faktor vollkommen außer acht gelassen oder als vernachlässigbar angesehen, nämlich die in der Schwingröhre vorhandenen Restgase. Zwar hat man schon frühzeitig erkannt, daß diese Restgase auf die Elektronenschwingungen einen gewissen Einfluß ausüben, und manche Forscher sind sogar so weit gegangen, die Restgase als unerläßliche Voraussetzungen für die synchronen Elektronenpendelungen anzusehen, was heute indessen experimentell als widerlegt gelten muß.

a) Ionenschwingungen.

Bevor auf die Beziehungen zwischen Energie und Frequenz der Elektronenschwingungen und zwischen dem Gasdruck eingegangen wird, ist ein Hinweis angebracht, daß auch in normalen, nicht in Bremsfeldschaltung arbeitenden Drei- und sogar auch in Zweipolröhren beim Übergang vom Raumladungs- in das Sättigungsgebiet Schwingungen auftreten können, allerdings von erheblich längeren Wellen zwischen etwa 500 und 5000 m [28, 29]. Da die Schwingungsform und Frequenz auch hier unabhängig von äußeren Kreisen ist, sich indessen mit den Betriebsverhältnissen und darüber hinaus auch mit dem Gasdruck stark ändert, muß zwangsläufig geschlossen werden, daß sich der Mechanismus dieser langwelligen Schwingungen vollkommen im Inneren der Röhre vollzieht, und in einer periodischen Ionenbewegung oder in einem Ionentanz seine Ursache hat. Ob es sich dabei um instabile Raumladungsstörungen der durch Zusammenstöße mit Elektronen entstehenden Gasionen oder um eine Steuerung der Elektronenemission durch die zur Kathode wandernden und auf dieselbe aufprallenden oder auch nur in das Potentialminimum vor der Kathode eindringenden Ionen, oder schließlich um Pendelbewegungen von Gasionen um dieses

Potentialminimum handelt, muß bei dem gegenwärtigen Stand der Versuche dahingestellt bleiben. Jedenfalls deutet der Umstand, daß zumeist statt einer monochromatischen Sinusfrequenz ein ganzes Frequenzgemisch auftritt, welches vielfach eine genaue Wellenmessung unmöglich macht, auf äußerst verwickelte Vorgänge hin. Trotzdem konnte die Beziehung $\lambda^2 E = \text{const}$ erwiesen werden, was auf eine Analogie mit den Elektronenschwingungen hinweist, nur daß eben die trägen Gasionen weitaus längere Wellen erregen, nämlich den Wurzeln ihrer Massen proportional. Neben dem Druck wird die Welle also noch von der Art des Restgases mitbestimmt.

b) Schwingbereiche und Wellenlängen.

Wenn auch ein Mitschwingen der schweren Gasionen mit den um mehrere Größenordnungen schnelleren Elektronen nicht in Betracht kommt, so ist wegen der Zusammenstöße zwischen Elektronen und Ionen doch eine Beeinflussung der Schwingungsenergie zu erwarten, wogegen jede Veränderung der Raumladungsverteilung sich hauptsächlich in der Frequenz auswirken muß.

Der experimentellen Erfassung dieser Einflüsse stehen große Schwierigkeiten entgegen, so daß trotz einer Reihe von Untersuchungen zahlreicher Autoren in manchen Punkten Unklarheiten und stellenweise sogar Widersprüche geblieben sind. Insofern ist das nicht allzu verwunderlich, als die untersuchten Effekte mit den an sich schon komplizierten Funktionen des Elektronenoszillators untrennbar gekoppelt sind. Eine weitere Schwierigkeit besteht in der gegenseitigen Wechselwirkung zwischen den statischen Betriebszuständen und dem Gasdruck. So werden bekanntlich schon beim Einschalten einer Röhre okkulierte Gasreste frei, die bei aktiven Gasen eine chemische Reaktion mit dem Heizfaden eingehen, und durch Ionenbombardement oder durch Bildung besonders aktiver Oberflächenschichten die Emission erhöhen, oder durch Doppelschichtbildung vor den Elektroden auch erniedrigen können. Die stabilsten Betriebszustände lassen sich mit Edelgasen einstellen, da hierbei keine chemischen Reaktionen auftreten können.

In welcher Weise die Potentialverteilung durch Gasionen verändert werden kann, sei an Hand der Abb. 185 gezeigt [30]. Alle Elektronen, deren Geschwindigkeit die Ionisierungsspannung des in der Röhre befindlichen Restgases übersteigen, ionisieren die Gasmoleküle, und die positiven und negativen Ionen wandern je nach ihrem Vorzeichen zum Gitter oder zur Kathode und zur Brems Elektrode. Am Gitter gibt die Mehrzahl der Ionen ihre Ladung ab, der Rest haftet indessen fest auf der Gitteroberfläche und bildet beiderseits eine Doppelschicht, die gelegentlich bis zu 100 V Spannungsunterschied gegen das Gitter erreichen kann. Eine analoge Doppelschicht umgekehrten Vorzeichens bilden die positiven Ionen vor der Anode. Möglicherweise ist eine Pendelbewegung von Elektronen zwischen diesen beiden Doppelschichten der Anlaß für die kurzwelligen Elektronenschwingungen.

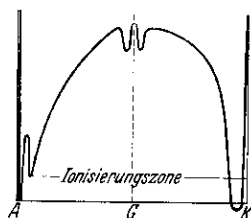


Abb. 185. Doppelschichten nach Knipping.

Die Zusammenstöße zwischen Elektronen und Ionen erfolgen in der Umgebung des Heizfadens und der Brems Elektrode rein elastisch, weil die Elektronen noch nicht oder nicht mehr die zur Ionisierung erforderliche Geschwindigkeit besitzen. Innerhalb dieser von der Gasart abhängigen Ionisierungszone werden sich die ionisierten Atome oder Moleküle wieder neutralisieren und mit einer den Gasgesetzen entsprechenden Geschwindigkeit in die übrigen Elektrodenräume zurückdiffundieren. Wenn nun auch innerhalb der Ionisierungszone eine größere Gasdichte herrschen muß, so wird sich andererseits allmählich ein Gleichgewichtszustand ausbilden zwischen den sich stets neu ergänzenden Ionen einerseits und der gaskinetischen Wanderungsgeschwindigkeit der neutralen Atome aus der Ionisierungszone heraus andererseits. Obwohl die freie Weglänge bei den im übrigen Raum herrschenden Drucken ein Vielfaches der Röhrendimensionen beträgt, können die

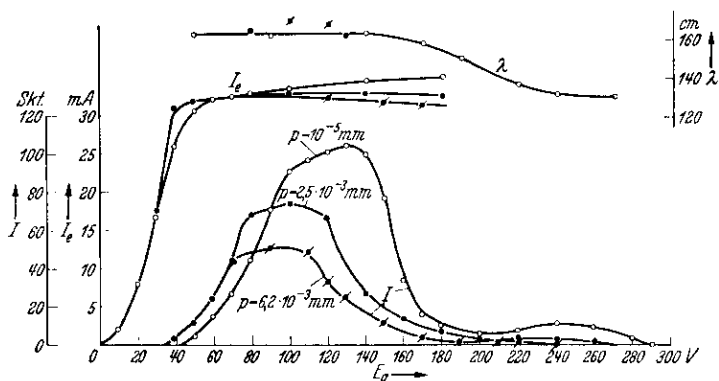


Abb. 186. Verschiebung der Schwingbereiche bei verschiedenen Gasdrucken nach Rindfleisch.

elastischen Zusammenstöße die schwingende Elektronenwolke zerstreuen und eine Verminderung der Schwingintensität herbeiführen.

Man mag aus dieser prinzipiellen Betrachtung ermessen, wie verwickelt der Schwingungsmechanismus durch die ionisierten Restgase gestaltet werden kann, denn außer den für die Frequenz maßgeblichen Beschleunigungs- und Bremspotentialen vermindern die Doppelschichten auch die Gitteröffnung, was ebenfalls die Schwingintensität beeinträchtigen muß. Jedenfalls erlaubt das Experiment nur dann allgemeingültige Rückschlüsse auf den Einfluß der Restgase, wenn man sich zuvor durch eine genaue Untersuchung des Elektronengenerators im Hochvakuum über seine Anhebungsbedingungen und Schwingbereiche einen Überblick verschafft hat. Um sekundäre, d. h. durch Verschiebung der Elektronenfrequenz gegenüber den äußeren Resonanzfrequenzen bewirkte Frequenz- und Intensitätssprünge auszuschließen, sind die Außenkreise jeweils auf maximale Schwingintensität nachzustimmen.

Was nun die verschiedenen experimentellen Beobachtungen betrifft, so stimmen zunächst alle darin überein, daß bei niedrigen Drucken von 10^{-4} bis 10^{-8} mm Hg keine bedeutende Änderung der Schwingungserscheinungen eintritt [9]; erst wenn der Gasdruck über 10^{-4} bis 10^{-3} mm

steigt, ändert sich der Charakter der Schwingungen gegenüber dem Hochvakuum, bis diese schließlich bei noch höheren Drucken vollkommen abreißen. Eine feste Grenze läßt sich hierfür nicht angeben, weil dieselbe offenbar allzusehr von den allgemeinen Anfachungsverhältnissen mit abhängt. In einzelnen Fällen bleiben die Elektronenschwingungen noch nachweisbar, wenn der negative Anodenstrom zum Ionenstrom wird, ja sogar bis zur Glimmentladung. Diese beginnt zwischen Gitter und Anode und breitet sich mit steigendem Druck oder mit steigenden Spannungen allmählich über den ganzen Röhrenkolben aus.

Am deutlichsten läßt sich der Zusammenhang zwischen Schwingbereichen und Gasdruck übersehen, wenn man gleichzeitig die statischen

Strom-Spannungscharakteristiken des Gitters zum Vergleich heranzieht. Einige bei verschiedenen Gasdrucken durchgeführte Messungen sind in der Abb. 186 wiedergegeben [31]. Der steile Verlauf der Sättigungskennlinien folgt aus der elektrostatischen Wirkung der positiven Gasionen, welche die negative Raumladung zum Teil neutralisieren. Da die Elektronenschwingungen im allgemeinen erst bei beginnender Sättigung auftreten, erklärt sich die Verschiebung der Schwingbereiche nach niedrigeren Gitterspannungen hin zwanglos aus den statischen Kennlinien, während die Verflachung der Intensitätsmaxima auf die vorher erwähnten Geschwindigkeitsverluste und Richtungsänderungen zurückzuführen sind. Je höher die Gitterspannung

an sich wird, um so stärker ist die Ionisation und um so mehr tritt die Energieabnahme zutage. Arbeitet man beispielsweise im oberen Teil des Raumladungsgebietes, so nähert man sich mit steigendem Druck der Sättigungsgrenze, und die Schwingintensität nimmt zu.

Die Welle wird im allgemeinen mit wachsendem Gasgehalt um einige Prozent länger, was auf Grund der Raumladungsneutralisation und der hierdurch bewirkten Verlagerung der Potentialschwellen vor Kathode und Anode ebenfalls verständlich erscheint.

Wie schon erwähnt, haben chemisch aktive Gase im Gegensatz zu den Edelgasen einen äußerst starken Einfluß auf die Emission und auf

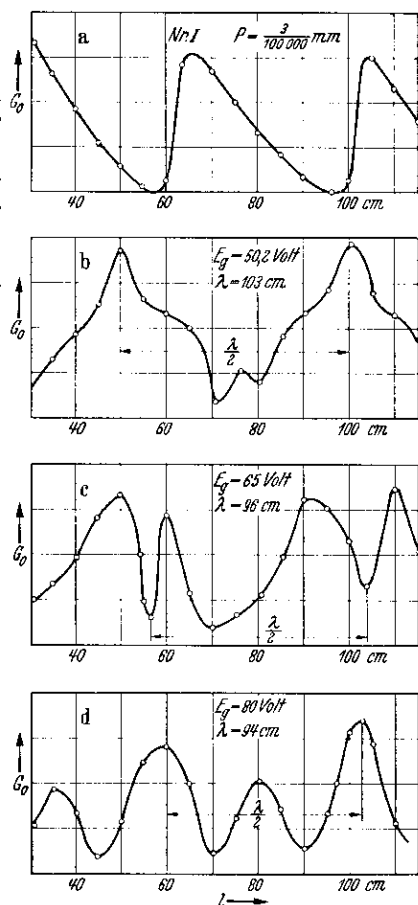


Abb. 187. Deformation der Abstimmkurven durch Restgase nach Morita.

den Schwingungsmechanismus. Dieser Umstand ist wahrscheinlich die Ursache für die von manchen Forschern bei bestimmten Drucken beobachteten Intensitätsmaxima und das Aussetzen der Schwingungen bei niedrigen Drucken [4].

Bei starker Belastung der Röhre werden okkludierte Gase frei und bei Aufnahme der Strom-Spannungscharakteristiken treten Ziehschleifen auf, wenn man nicht sorgfältig den Temperatúrausgleich abwartet. Im übrigen zeigen die Abstimmkurven eines Generators mit gashaltiger Röhre äußerst komplizierten Charakter. Als Beispiel hierfür zeigt die Abb. 187 a—d einige bei Verstimmung des äußeren Paralleldrahtsystems erhaltene Kurven und zwar a für eine Hochvakuumröhre und b—d) für

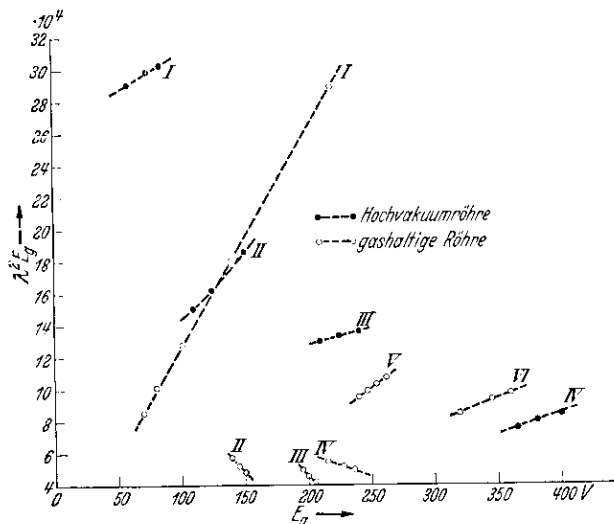


Abb. 188. Schwingbereiche einer Hochvakuum- und einer gashaltigen Röhre nach Kalinin.

eine Röhre mit Wasserstofffüllung von $5 \cdot 10^{-4}$ mm Hg Druck bei verschiedenen Gitterpotentialen [32]. Auffälligerweise tritt in Kurve d neben der Grundschwingung plötzlich die erste Oberwelle auf.

Noch verwickelter werden die Verhältnisse, wenn sich die Untersuchungen nicht nur auf die Grundschwingung, sondern auch auf die Zwergbereiche erstrecken. Hier läßt sich nur durch den unmittelbaren Vergleich zweier Röhren, von denen die eine hochevakuiert ist, während die andere merkliche Spuren von Restgasen enthält, ein Überblick gewinnen [33]. Das Produkt $\lambda^2 E_g$ nimmt zwar in jedem Schwingbereich einen anderen Wert an, ist jedoch, wie man aus Abb. 188 erkennt, eine lineare Funktion der Gitterspannung, so daß es sich durch die Beziehung darstellen läßt:

$$\lambda^2 E_g = a \cdot E_g + b,$$

worin die Größen a und b die einzelnen Bereiche kennzeichnen. Die Gleichung stellt eine gewisse Verallgemeinerung der Barkhausen-Relation dar, denn setzt man $a = 0$, so ergibt sich das Gesetz für reine, nur von E_g abhängige Elektronenschwingungen, ist hingegen $b = 0$, so

handelt es sich um Schwingungen nach Gill-Morrell mit von E_y unabhängiger Wellenlänge.

Auffällig sind in der Abb. 188 drei Arten von Schwingbereichen, nämlich:

1. Bereiche mit $a > 0$ und $b \neq 0$, die aber nur in der Hochvakuumröhre vorhanden sind, während

2. die Bereiche mit $a > 0$ und $b = 0$, d. h. mit konstanter Wellenlänge und solche mit

3. $a < 0$ und $b \neq 0$ offenbar nur in der gashaltigen Röhre auftreten.

Zusammenfassend ist über den Gasdruck zu sagen, daß die Restgase zwar eine merkliche Wirkung auf die Elektronenpendelungen ausüben vermögen, daß der Gasgehalt selbst aber für die Erzeugung der Schwingungen nicht wichtig erscheint.

F. Spezielle Röhrenanordnungen.

Als Abschluß der experimentellen Untersuchungen über die Bremsfeldmethode seien noch einige besondere Anordnungen angeführt, die geeignet sind, den Mechanismus der Elektronenpendelungen weiter zu klären.

a) Mehrgitterröhren.

Ist in einer Vierpolröhre in Raumladegitterschaltung die Anode mit dem zweiten Gitter verbunden, und führen beide Elektroden schwach positives oder negatives Potential gegen die Kathode, so sind ebenso wie in der Dreipolröhre die Bedingungen für Elektronenschwingungen gegeben, nur daß die Anodenbremsfläche infolge der Kombination mit dem Steuergitter keine einheitliche Zylinderfläche mehr bildet [34]. Der negative Anodenstrom verteilt sich nach Maßgabe der Gitterdurchlässigkeit und der Potentialverhältnisse auf die beiden gemeinsamen Brems Elektroden.

Liegt zwischen den beiden Gittern ein Resonanzsystem, und besteht zwischen Steuergitter und Anode eine Potentialdifferenz, so bewirken die Resonanzspannungen eine periodische Ladungsaufteilung vor dem Steuergitter, indem ein Teil der in den Bremsraum eintretenden Elektronen während der positiven Halbwelle durch das Steuergitter hindurchtritt, während der Stromanteil I_1 bei negativen Steuerspannungen bereits vor dem Steuergitter umkehrt. Der durch das Steuergitter hindurchtretende Stromanteil I_2 kehrt vor der Anode ebenfalls um und gelangt in einem späteren Zeitpunkt wieder in den Zwischenraum zwischen beiden Gittern zurück, wie die Abb. 189 schematisch darstellt. Je nachdem dieser zweite Elektronenstrom mit I_1 in Phase oder gegenphasig liegt, findet eine Verstärkung oder Schwächung der Schwingungen statt. Als Bedingung für die phasenrichtige Superposition der beiden Umkehrströme erkennt man leicht, daß die Verweilzeit der Elektronen zwischen Steuergitter G_2 und Anode A offenbar eine ganze Periodendauer betragen muß. Die Verhältnisse werden damit beherrscht von dem Potentialunterschied zwischen G_2 und A .

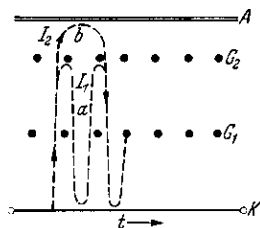


Abb. 189. Elektronenschwingungen in Doppelgitterröhren.

Trägt man dementsprechend die Schwingintensität als Funktion dieser Spannung E_{ag2} auf, so erhält man für verschiedene äußere Abstimmungen und Beschleunigungsspannungen E_{g1} Kurven von der in Abb. 190 wiedergegebenen Form [35]. Die periodischen Maxima und

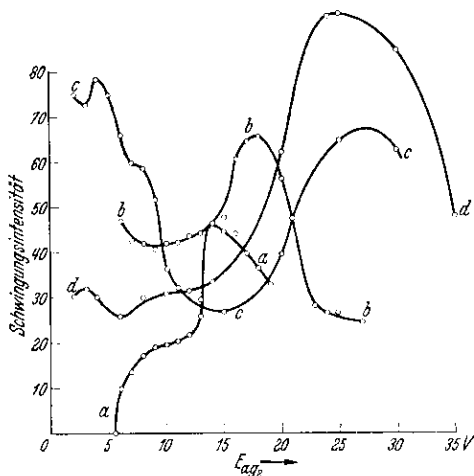


Abb. 190. Spannungsabstimmung einer Doppelgitterröhre nach Sahaneck.

Minima der Intensität rechtfertigen zwar die obigen Überlegungen, lassen jedoch gleichzeitig an ihrem unsymmetrischen Verlauf die Komplikationen erkennen, die z. B. durch Verkettung des Aufteilungsvorganges vor G_2 mit den induzierten Wechselspannungen und durch die gleichzeitige Abhängigkeit der Elektronenperiode von E_{ag2} verursacht werden. Die Schwingbereiche ziehen sich gegenüber der dreipoligen Bremsröhre zusammen unter gleichzeitiger Zunahme ihrer Intensität.

Anders liegen die Verhältnisse, wenn alle Gitter einer Vier- oder Fünfpolröhre positive Spannungen führen und in geeigneter Weise mit mehreren Außensystemen verbunden sind, wie es die Abb. 191 z. B. für eine Dreigitterröhre angibt [36]. Am einfachsten ist die Anfachung eines solchen Mehrfachgenerators zu übersehen, wenn man von der pendelnden Raumladungswolke als Primärsystem und von den verschiedenen Lecher-Leitungen als Sekundärsystemen ausgeht, die alle über die Elektronenwolke mit einer durch die räumliche Anordnung der einzelnen Gitter gegebenen Phasenlage miteinander gekoppelt sind. Auf diese Weise erklären sich die experimentellen Versuchsergebnisse, nämlich erstens, daß man bei Einzelabstimmung der

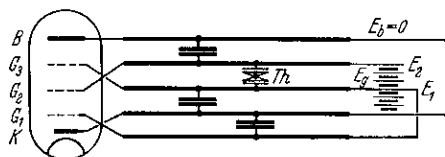


Abb. 191. Mehrgittergenerator nach Hamburger.

verschiedenen Lecher-Leitungen dieselben Wellenbereiche erhält, und zweitens, daß bei gleichzeitiger Abstimmung aller vier Kreise der Schwingstrom im Thermoelement Th infolge der festen Kopplung mit der Raumladungswolke praktisch auf fast den vierfachen Betrag ansteigt. Schließlich ist auf die günstigere Ankopplung auch die leichte Schwingneigung eines solchen Mehrfachgenerators zurückzuführen.

b) Raumladungsschwingungen in Fadenröhren.

Während die bisherigen Schwinganordnungen ausnahmslos mit ausgedehnten Elektroden in Ebenen senkrecht zu den Elektronenbahnen arbeiten, lassen sich auch in Röhren mit drahtförmigen Anoden Schwingungen erzeugen [37]. Eine solche Anordnung zeigt die Abb. 192, wobei

die Röhre in den Gang einer beiderseits kurzgeschlossenen Lecher-Leitung direkt eingeschaltet ist. Die Verschiebung der Abstimmbrücken muß natürlich jeweils so erfolgen, daß sich die Röhre immer in einem Spannungsbauch befindet. Zwar handelt es sich in diesem Fall nicht mehr um reine Bremsfeldschwingungen, doch zeigen die Fadenröhren alle charakteristischen Eigenschaften der Bremsröhren,

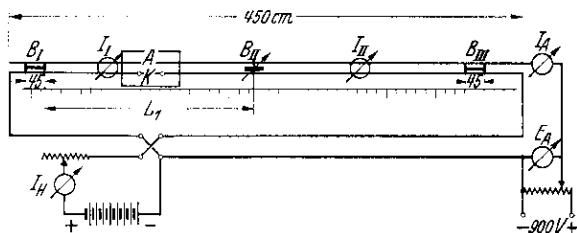


Abb. 192. Elektronengenerator mit Fadenröhre nach Gerber.

so daß analoge Raumladungsschwingungen vorliegen müssen, deren Diskussion eine Erweiterung der allgemeinen Barkhausenschen Theorie bildet.

Nach Abb. 193 wird die Relation $\lambda^2 E_a = \text{const}$ auch hier über einen Spannungsbereich bis zu 700 V bestätigt, von welchem Punkt die Welle allerdings auf einen abweichenden Betrag springt, und in manchen Fällen konnte sogar noch eine dritte Welle erregt werden. Im Gegensatz zur normalen Bremsröhre, die nur bei Annäherung an die Sättigung Elektronenschwingungen erzeugt, erstrecken sich die Schwingbereiche aller Fadenröhren fast über den ganzen Raumladungsteil der Strom-Spannungscharakteristik. Die längere Welle λ_1 liegt ausschließlich im Sättigungsgebiet und verkürzt sich mit zunehmender Heizung, während die kürzere Welle λ_2 im Raumladungsteil der I_a/E_a -Kennlinie auftritt und von der Heizung unabhängig ist.

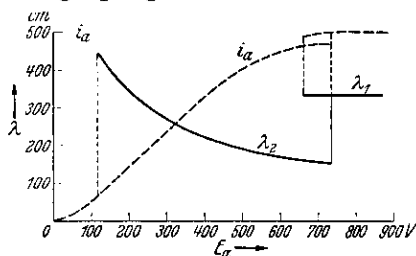


Abb. 193. Wellenbereiche einer Fadenröhre.

Als typische Abstimmkurven des Fadengenerators zeigt die Abb. 194 die Welle, den Anodenstrom und die Schwingungsamplitude E als Funktion des Abstands L_1 zwischen den beiden Reflexionsbrücken. Offensichtlich treten auch hier die vom normalen Elektronenoszillator bekannten Frequenzsprünge, begleitet von Schwankungen des Anodenstroms und der Intensität sowie von Zieherscheinungen auf, doch ist ihre Lage spiegelbildlich vertauscht, indem sich die beim Barkhausen-Generator bei Verlängerung der Lecher-Leitung ergebenden Erscheinungen hier bei Verkürzung zeigen. Daraus ist zu schließen, daß die Raumladungen der Fadenröhren nur bei induktiver Phase der Lecher-Leitung schwingen, und daß der Rückwirkungsmechanismus zwischen schwingender Raumladung und Lecher-System kapazitiv sein muß. Die stärksten Schwingungen liefern „Spiralfadenröhren“ mit

parallelen, im einzelnen ganz eng gewundenen Wolframwendeln (wie bei Halbwattlampen).

Die Ursache der Raumladungsschwingungen in Fadenröhren sind periodische Umläufe von Elektronen auf den in Abb. 195a und b

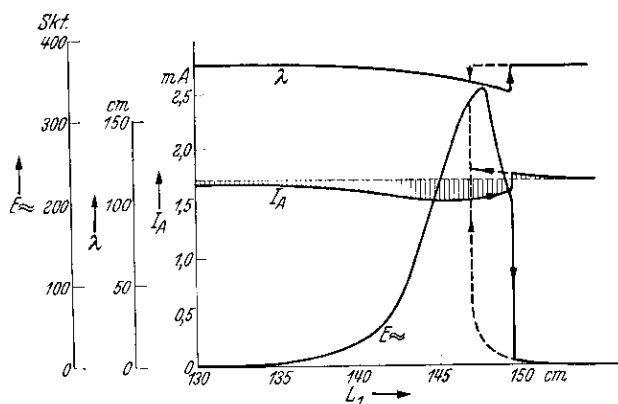


Abb. 194. Abstimmkurven eines Fadengenerators.

dargestellten Bahnen in Ebenen senkrecht zu den Elektrodenachsen, wobei infolge der vollkommenen Symmetrie beide Umlaufrichtungen nebeneinander möglich sind. Nach allem, was über die Bewegung von

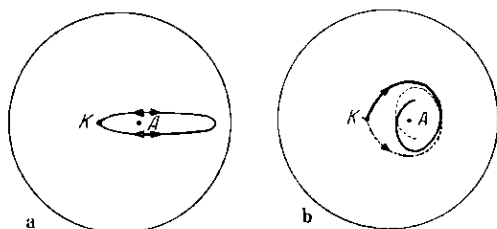


Abb. 195. Geschlossene (a) und nichtgeschlossene Elektronenbahnen (b) in einer Fadenröhre.

Ladungsträgern bekannt ist, bildet die Drahtanode einen schlechten Elektronenkollektor, weshalb die direkt von der Kathode zur Anode übergehenden Raumladungen vernachlässigbar gering sind. Auf den periodischen Bahnen mit zweierlei Umlaufsinn bilden sich dann stehende Raumladungswellen, die sich in verschiedenen nichtharmonischen Oberschwingungen $\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \dots$ erregen können, wie es die folgende Abb. 196 veranschaulichen mag. Alle auf nichtgeschlossene Bahnschleifen nach Art der Abb. 195b geratenden Elektronen können nicht synchron mitschwingen und scheiden aus dem Anregungsprozeß aus. Experimentell bestätigen lassen sich die zwei Umlaufsrichtungen, wenn die Röhre in ein schwaches Magnetfeld gebracht wird, welches die Laufzeiten der Elektronen je nach ihrem Umlaufsinn verlängert oder verkürzt, so daß sich die Welle in die Einzelfrequenzen der rechts und links umlaufenden Elektronen aufspaltet. Auf diese Weise ergab ein Magnetfeld von 2,5 G eine Aufspaltung einer Welle von 172 cm um $\pm 4,5$ cm. Die Erscheinung weist eine gewisse Analogie mit dem optischen Zeemann-Effekt auf.

Zum Schluß mag des Interesses halber noch darauf hingewiesen werden, daß auch nicht gasgefüllte Glühlampen¹ Raumladungsschwingungen,

¹ „Osram“ 50 K 115 V 5. 904 oder „Philips“ 110—115/50 X₁.

d. h. ultrakurze Wellen von einigen Metern Länge erzeugen können, wobei das negative Ende des Glühdrahtes gegenüber dem positiven Ende als Kathode wirkt. Hierzu werden die Lampen entsockelt, und

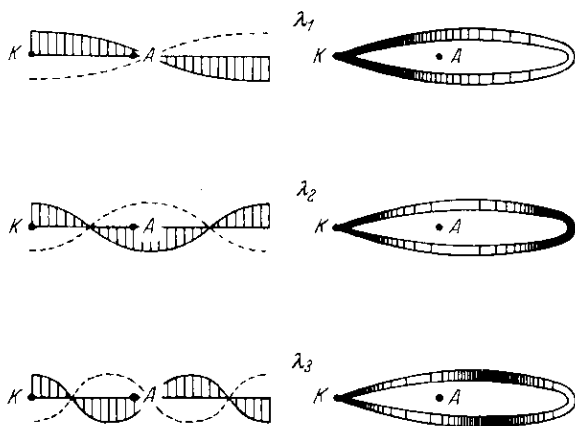


Abb. 196. Oberschwingungen der Raumladung in einer Fadenröhre.

die beiden Stromzuführungen werden mit einem abstimmbaren Parallel-drahtsystem verbunden. Die im normalen Brennzustand der Lampen mit Gleichspannung auftretenden Schwingungen sind leicht erregbar, aber außerordentlich schwach.

2. Die Theorie des Elektronengenerators.

A. Raumladungsschwingungen.

Nach der Barkhausenschen Vorstellung kommen für die Schwingungserzeugung nur diejenigen Elektronen in Frage, die durch das Gitter in das Bremsfeld der Anode geraten, wieder durchs Gitter zurückkehren und periodische Pendelbahnen beschreiben. Man müßte dann annehmen, daß einzelne Elektronen sehr viele Pendelungen ausführen, andere weniger, oder schon nach einer einzigen Periode vom Gitter abgefangen werden. Für die Gesamtzahl aller Elektronen resultiert daraus jedenfalls eine zunehmende Verminderung, der auf der anderen Seite eine stetige Nachlieferung von der Kathode her gegenübersteht, so daß sich eine mittlere Dämpfung einstellen wird. Da vom Glühdraht aus in jedem Zeitmoment gleichviel Elektronen ihre Pendelbewegung antreten, wird immer eine vor der Anode umkehrende und eine vom Heizfaden zurückkehrende Elektronengruppe vorhanden sein, die sich in ihrer Wirkung gegenseitig aufheben. Wenn die schwingenden Elektronen daher Hochfrequenzleistung in Form von Strahlung oder durch Influenzwirkung an die Elektroden abgeben sollen, muß die Raumladung als Ganzes schwingen und zwar so, daß sie sich während einer Halbperiode vorzugsweise im Raum Kathode-Gitter, während der anderen im Raum Gitter-Anode aufhält.

Das Auftreten einer gewissen Einphasigkeit oder genauer gesagt einer periodischen Ungleichförmigkeit des Elektronenstroms, die ja schon genügen würde, die Barkhausensche Theorie zu rechtfertigen, kann verschiedene Ursachen haben, von denen je nach dem Betriebszustand und der Konstruktion der Röhre, sowie je nach den Resonanzverhältnissen die eine oder andere vorherrschen wird. Dieser sich zwischen den Röhrenelektroden abspielende Rückkoppelvorgang werde in den folgenden Abschnitten betrachtet, und erst wenn diese Vorstellungen eine gewisse Klarheit erbracht haben, soll der durch die Elektronenpendelungen angefaachte Außenkreis und seine Rückwirkung auf den Bewegungsmechanismus der Elektronen in die Betrachtungen mit einbezogen werden.

a) Raumladungssteuerung.

Zunächst sei von dem der ursprünglichen Theorie zugrunde liegenden Fall ausgegangen, daß die Elektroden absolut konstantes Potential führen, und durch vollkommene Erdung oder Verblockung kurzgeschlossen seien, d. h. daß die Elektronen in konstanten elektrischen Feldern beschleunigt und verzögert werden.

Bei einer vorübergehenden Störung des Emissionsstroms, wie sie letzten Endes zur Einleitung eines jeden Rückkoppelvorganges erforderlich ist, z. B. bei einer momentanen Zusammenballung der Raumladung wird eine, wenn auch noch so geringe Raumladungswolke zur Kathode zurückkehren. Die hierdurch entstehende Raumladungsverdichtung vor der Kathode wirkt wie ein virtuelles Gitter und drückt den Emissionsstrom herab, der bei der unmittelbar darauffolgenden Rückkehr der Störungswolke zum Gitter wieder ansteigt. Der ursprünglichen Raumladungsschicht folgt also eine neue Wolke nach, welche die erste Wolke bei ihrer zweiten Rückkehr zur Kathode in ihrer Steuerwirkung verstärkt und so fort. Offenbar vermag eine willkürliche Unstetigkeit in der Raumladungsverteilung den Emissionsstrom so zu steuern, daß immer neue Raumladungsschwankungen in gleicher Phase und mit größerer Amplitude wie die vorhergehenden entstehen, womit die Vorbedingungen für Selbsterregung gegeben sind. Der Laufzeit der Elektronen kommt dabei insofern eine frequenzbestimmende Bedeutung zu, als sie für die Bildungszeit der Raumladungen als eine Art Relaxationszeit maßgebend ist. Die Periodendauer der Raumladungsschwingungen kann geradezu als Relaxationszeit aufgefaßt werden [38], und für maximale Schwingungsenergie gilt dann die Bedingung, daß die Laufzeiten in ganz bestimmten einfachen Verhältnissen zu diesen Relaxationszeiten stehen sollen.

Einen analogen Steuerungsmechanismus kann man sich auch an einer vor der Anode liegenden „virtuellen Kathode“ vorstellen.

Eine derartige Raumladungssteuerung erscheint von vornherein nur im Bereich ungesättigter Ströme möglich, und es kann gegen diese Vorstellung der Einwand geltend gemacht werden, daß sich Raumladungsschwingungen auch noch oberhalb der Sättigungsgrenze erregen lassen. Hierbei ist aber zu bedenken, daß, wie das Experiment lehrt, die in den Kathodenraum zurückkehrenden Elektronen die Gitterstromcharakteristik verflachen und die Sättigungsspannung beträchtlich über den

durch die stationäre Raumladungsverteilung bedingten Wert hinauschieben. Erst wenn die Gitterspannung auch diesen Wert weit genug übersteigt, muß die Raumladungssteuerung versagen.

b) Steuerung der Raumladung durch Wechselfelder.

Eine Raumladungsschwingung der geschilderten Art hat ganz den Charakter einer stehenden Welle und läßt sich, abgesehen von der Dämpfung, durch die Gleichung darstellen:

$$\Delta \varrho = D \cos \omega t,$$

wobei D eine Funktion des Ortes bedeutet. Mit solchen Raumladungsänderungen sind aber auf Grund der Beziehung:

$$\operatorname{div} \Delta \mathfrak{E} = 4 \pi e^2 \Delta \varrho$$

immer periodische Schwankungen der elektrischen Feldstärke verbunden, und aus dieser wechselnden Feldstärke $\Delta \mathfrak{E}$ errechnet sich eine in der Röhre zur Wirkung kommende elektromotorische Kraft:

$$E = \int \Delta \mathfrak{E} ds,$$

wobei das Integral über den schwingenden Bereich zu erstrecken ist. Wenn diese Kraft instande ist, zwischen den Elektroden Spannungsdifferenzen hervorzurufen, deren Feld die Raumladungsdichte so steuert, daß wiederum neue Raumladungsschwankungen gleicher Phase und größerer Amplitude entstehen, dann leitet auch diese Spannungssteuerung einen zur Selbsterregung führenden inneren Rückkoppelvorgang ein.

Entscheidend für einen derartigen Steuermechanismus sind die an den Elektroden auftretenden Wechselspannungen, und von der bei der Raumladungssteuerung noch eingehaltenen Voraussetzung, daß die Elektroden geerdet seien, ist nunmehr abzugehen. Tatsächlich entspricht das insofern den praktisch vorliegenden Verhältnissen, als es bei den hier in Frage kommenden Frequenzen unmöglich ist, eine Elektrode zu erden, oder dieselben kurzzuschließen, weil jeder Verbindungsdraht schon eine merkliche Selbstinduktion hat. Einfache Versuchsbedingungen, bei denen z. B. nur ein Elektrodenpotential schwankt, während die anderen festliegen, lassen sich praktisch überhaupt nicht verwirklichen. Immer wird die Spannung an Anode und Gitter im Vergleich zum Potential der Kathode schwanken, so daß die Potentiale durch die Beziehungen beschrieben werden können:

$$e_g = E_g + \frac{E_0}{2} \sin \omega t,$$

$$e_a = E_a - \frac{E_0}{2} \sin \omega t,$$

$$e_{ga} = E_g - E_a + E_0 \sin \omega t,$$

wenn die Wechsellamplituden an Gitter und Anode der Einfachheit halber als gleich angesehen werden.

Dieser allgemeinste Fall läßt sich in zwei Sonderfällen zerlegen, nämlich:

1. Anode und Kathode werden auf zeitlich konstantem Potential liegend betrachtet, und nur die Gitterspannung schwankt:

$$e_g = E_g + E_0 \sin \omega t,$$

und:

2. Das Gitter führt konstantes Potential und nur die Spannungen an Kathode und Anode schwanken gegenphasig:

$$\begin{aligned} e_a &= E_a + \frac{E_0}{2} \sin \omega t, \\ e_k &= -\frac{E_0}{2} \sin \omega t, \\ e_{ak} &= E_a + E_0 \sin \omega t. \end{aligned}$$

Welche von diesen beiden Möglichkeiten als Ausgangspunkt für die jeweiligen Betrachtungen gewählt wird, ist ziemlich gleichgültig, zumal beide zu prinzipiell übereinstimmenden Resultaten führen. Theoretisch hat sich jedoch gezeigt, daß der zweite Fall am einfachsten zu behandeln ist und die Verhältnisse am besten wiedergibt.

Die Spannungsschwankungen an den Elektroden erzeugen periodisch wechselnde Zusatzfelder, so daß die zu verschiedenen Zeitmomenten

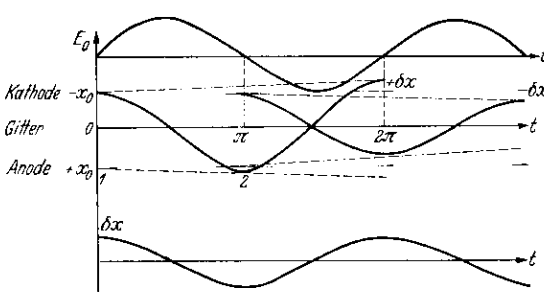


Abb. 197. Einfluß der Wechselspannung an den Elektroden auf die Elektronenbewegung.

von der Kathode abfliegenden Elektronen auf ihren Bahnen ganz verschiedenen Beschleunigungs- und Verzögerungskräften unterliegen und infolgedessen auch verschiedene Schwingungsamplituden erreichen. An Hand des Diagramms der Abb. 197 seien die Verhältnisse qualitativ veranschaulicht. An der

Kathode liege die in der ersten Zeile dargestellte Wechselspannung $E_0 \sin \omega t$. Dann finden die zur Zeit $\omega t = 0; 2\pi \dots$ von der Kathode startenden Elektronen immer beschleunigende Zusatzfelder vor, und ihre Amplitude wird der Zeit proportional anwachsen. Umgekehrt finden die in den Zeitpunkten $\pi; 3\pi \dots$ startenden Elektronen jeweils nur bremsende Zusatzfelder vor, und ihre Amplitude wird abnehmen. Der sich so für verschiedene Elektronen ergebende Amplitudenüberschuß δx wird infolgedessen den in der dritten Zeile dargestellten Verlauf nehmen.

Die Steuerung des Raumladungsstromes ist nun auf zwei verschiedene Arten denkbar, nämlich auf Grund der Amplitudenschwankungen durch „Aussortierung“ an der Anode und an der Kathode und auf Grund der Laufzeitschwankungen durch Einordnung in verschiedene Phasen [39].

a) Anodenaussortierung. Die Anodenaussortierung, wie sie erstmalig von Kapzov [40, 41] als Ursache für die kohärente Steuerung der Raumladungsschwingungen angeführt worden ist, beruht darauf, daß ein Teil des Elektronenstroms zu bestimmten Zeitmomenten von der Anode aufgefangen wird, was offenbar dann der Fall ist, wenn die Anode momentan positiv wird. Das Anodenpotential darf also höchstens soweit negativ eingestellt werden, daß es immer noch von der Wechselamplitude übertroffen wird, andernfalls ist eine Anodenaussortierung unmöglich. Vor der Anode findet dann eine Unterteilung des gesamten Elektronenflusses statt in einen außerhalb der Röhre zur Kathode

zurückkehrenden und einen durch das Gitter zurückfliegenden Teil. In den Zeitmomenten, während denen das Anodenpotential negativ ist, werden alle Elektronen vor der Anode umkehren und Pendelschwingungen in dem Barkhausenschen Sinne ausführen. Alle restlichen Elektronen, deren Schwingungsamplitude größer als der Abstand zwischen Gitter und Anode ist, werden von der Anode abgefangen und aus dem Schwingungsprozeß „aussortiert“. Die durch die pendelnde Raumladung dargestellte Stromdichte schwankt also in demselben Maße, nur mit annähernd umgekehrtem Vorzeichen, wie der durch die Anodenaussortierung entstehende Anodenstrom. Natürlich geht die von den aussortierten Elektronen aufgenommene Energie für die Schwingungsanfachung verloren, doch ist diese, aus einer Halbpendingelung stammende Verlustenergie sehr viel kleiner als die Energie, welche die in richtiger Phase schwingenden Elektronen abgeben können, so daß ein genügender Überschuß zur Schwingungserregung verbleibt. Die Verlustleistung an der Anode sinkt zwar mit negativer werdendem Anodenpotential, doch läßt gleichzeitig die Ergiebigkeit der Anodenaussortierung nach, bis die Schwingungen schließlich erlöschen. Diese beiden Effekte erklären, weshalb die Raumladungsschwingungen im allgemeinen bei negativer Anode ein Maximum an Energie erreichen.

An Hand der qualitativen Diagramme der Abb. 198 sei der Vorgang bei der Anodenaussortierung näher erläutert. Die erste Zeile zeigt die steuernde Wechselspannung, und die zweite den nach Abb. 197 dazugehörigen Amplitudenüberschuß δx . Da die zur Zeit $0; 2\pi \dots$ von der Kathode startenden Elektronen aussortiert werden, und da zu diesem Zeitpunkt infolgedessen auch weniger Elektronen zur Kathode zurückkehren, haben Elektronenstrom und Raumladungsdichte gerade ihren kleinsten Wert. Zur Zeit π pendelt dagegen die volle Ladung, so daß in diesem Zeitmoment die höchste Strom- und Raumladungsdichte zu verzeichnen ist. Nun befindet sich der negative Raumladungsüberschuß zur Zeit π gerade an der Kathode, und die auf der Anode influenzierte Spannung E' ist positiv, während dieselbe zur Zeit 2π negativ sein muß. Eine derartige Steuerspannung kann sich natürlich nur dann ausbilden, wenn die Elektroden durch ideale Drosseln abgeriegelt sind, d. h. E' ist die Leerlaufspannung. Sie ist gegen die Erregerspannung um 90° phasenverschoben und vermag nach dem Prinzip der Phasenbilanz allein noch keine Schwingungen zu erregen. Erst der in der letzten Zeile dargestellte Kurzschlußstrom würde an einem Belastungswiderstand R einen mit der Erregerspannung in Phase liegenden Spannungsabfall hervorrufen, der, falls er größer als E_0 ist, zur Schwingungsanfachung dienen kann.

Da sich die Kathode den auf sie zufliegenden Elektronen gegenüber genau so wie die auf Nullpotential liegende Anode verhält, liegt der

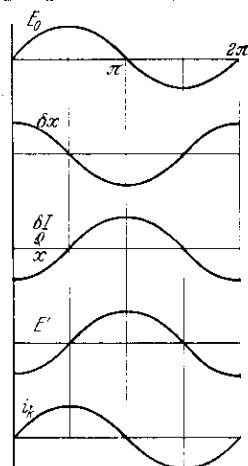


Abb. 198.
Anodenaussortierung.

Gedanke nahe, daß auch am Heizfaden eine Aussortierung aller mit vergrößerter Amplitude schwingenden Elektronen stattfinden kann. Hierdurch tritt eine weitere Einschränkung aller bei den pendelnden Elektronen willkürlich vorkommenden Phasen ein. Diese Auslese bleibt vor allen Dingen auch bei stark negativem Anodenpotential bestehen.

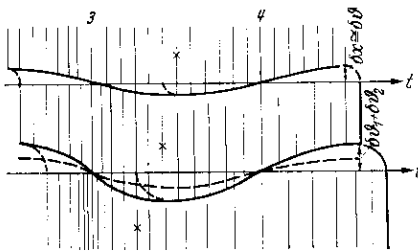


Abb. 199. Zusammenballung der Raumladung bei Phasenaussortierung nach Möller.

Elektronen mit vergrößerter Amplitude werden also später als bei ungestörten Pendelungen zur Kathode zurückgelangen, zu spät ihre zweite Pendelung antreten und in eine spätere Phase aussortiert werden. Dieser Steuermechanismus wird von Möller als „Phasenaussortierung“ bezeichnet [39].

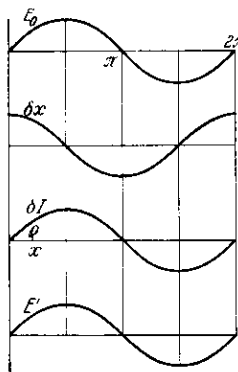


Abb. 200. Phasenaussortierung.

Wie sich die Phasenaussortierung auf die Raumladungsverteilung auswirkt, möge die Abb. 199 erklären. In der oberen Zeile sind die Elektronen, ihrem zeitlich gleichmäßigen Abflug von der Kathode entsprechend, gleichmäßig über die Zeitachse verteilt. Der Einfachheit halber werde der der größeren Fallhöhe entsprechende Amplitudenüberschuß δx der Laufzeitdifferenz $\delta \theta$ gleichgesetzt. Wie man erkennt, konzentriert sich die Raumladungsdichte nach jeder Schwingung immer mehr an den Stellen, wo sich der Amplitudenüberschuß δx am schnellsten vermindert, während sie an den anderen Stellen verdünnt wird.

Genauer werden die einzelnen Vorgänge bei der Phasenaussortierung durch ein ähnliches Diagramm, wie es bei der Anodenaussortierung benutzt wurde, beschrieben. Die beiden ersten Zeilen der Abb. 200 sind dieselben wie vorher, doch sind jetzt, wie oben erwähnt, δI , ϕ und E' am größten, wenn δx am schnellsten abnimmt. Die Leerlaufspannung liegt hier mit der ursprünglichen Erregungsspannung ohne weiteres in Phase und vermag die Schwingungen anzufachen. Wie bei der reinen Raumladungssteuerung sind Barkhausen-Schwingungen nach dem Prinzip der Phasenaussortierung ohne die Mitwirkung äußerer Belastungskreise denkbar, sofern nur die Elektroden hinreichend abgeriegelt werden.

Es ist einleuchtend, daß sowohl die Raumladungssteuerung als auch die Phasenaussortierung bei weitem nicht an die Wirksamkeit der Anodenaussortierung heranreichen, doch muß ein solcher Steuermechanismus vorhanden sein, um den Schwingungseinsatz auch bei so

hohen negativen Anodenspannungen, daß keine Elektronen von der Anode abgefangen und ausgeschieden werden können, zu erklären. Rufen diese durch irgendeine Unregelmäßigkeit angestoßenen Schwingungen einmal Spannungsschwankungen an den Elektroden hervor, so können sie sich weiter aufschaukeln, bis die Wechselspannung größer als das Anodenpotential wird, und die Anodenaussortierung einsetzt.

Das Verhältnis der von der schwingenden Raumladung herrührenden Leerlaufspannung zu der die Steuerung bewirkenden Erregerspannung stellt ein Maß dar für die Schwingungsanfachung und wird als „Anregungsfaktor“ D bezeichnet. Er wird von Möller und seinen Schülern [42] für Phasenaussortierung zu:

$$D_{ph} = \frac{\pi^4 I_0 X}{2 \omega E_h} \left(\frac{1}{1 - \alpha} \right)$$

und für Anodenaussortierung zu:

$$D_a = \frac{j \pi^3 I_0 X}{\omega E_h} \left(\frac{1}{1 - \alpha} \right)$$

errechnet, wobei I_0 die Emissionsstromdichte, α die Gitterdurchlässigkeit und E_h die Heizspannung bedeutet. Die Diskussion dieser beiden Größen führt zu folgenden, mit dem Experiment übereinstimmenden Resultaten: Die Anregung steigt zunächst mit dem Röhrenstrom I_0 . Erst wenn man in das Raumladungsgebiet der Kennlinien kommt, ist einer weiteren Erhöhung der Emission eine Grenze gesetzt. Da man aber zur Erzeugung möglichst hoher Frequenzen so hohe Gitterspannungen anwenden muß, daß das Raumladungsgebiet nicht erreicht wird, so bestätigen die Formeln die allgemeine Erfahrung, daß man Kurzwellenröhren möglichst stark heizen soll. Kleinere Röhren mit schwacher Emission und geringer Gitterbelastbarkeit werden sich infolgedessen nur beim Anodenpotential Null durch die sehr viel stärkere Anodenaussortierung anregen lassen. Ferner ist der Anregungsfaktor proportional der Elektronenamplitude X . Verkleinert man die Laufstrecke daher, beispielsweise durch Erhöhung des negativen Anodenpotentials, wodurch die Elektronen schon früher vor der Anode zur Umkehr kommen, so wird D immer kleiner, und die Schwingungen reißen schließlich ab. Beide Anregungsfaktoren sinken mit zunehmender Frequenz; der Phasenanregungsfaktor sinkt außerdem mit wachsender Gitterspannung, der Anodenanregungsfaktor mit zunehmender Heizspannung.

c) Die Elektronenbahnen im Wechselfeld.

Weitaus anschaulicher läßt sich der Mechanismus der Aussortierung von Elektronen übersehen, wenn man die ganzen Bahnen oder richtiger die Weg-Zeitkurven der unter dem Einfluß von Wechselfeldern stehenden und zu verschiedenen Zeitpunkten t von der Kathode startenden Elektronen betrachtet. Um diese zu erhalten, ist lediglich eine, den Elektrodenpotentialen überlagerte Steuerwechselspannung $E_0 \sin \omega t$ in die allgemeinen Bewegungsgleichungen eines Elektrons einzuführen. Die Frage, woher diese Spannungsquelle stammt, ob sie von außen aufgedrückt, oder von der schwingenden Raumladung selbst influenziert wird und sich in einem Schwingungskreis hochschauelt, sei dabei noch

offen gelassen. Nimmt man den allgemeinsten Fall an, daß die Steuerung zwischen Anode und Gitter liegt, dann ist die Potentialverteilung im Gitter-Kathodenraum einer Röhre mit zylindrischen Elektroden:

$$\varphi(r) = \left(E_g + \frac{E_0}{2} \sin \omega t \right) \cdot \frac{\ln r/r_k}{\ln r_g/r_k}$$

und im Raum zwischen Gitter und Anode:

$$\varphi(r) = (E_g - E_a + E_0 \sin \omega t) \cdot \frac{\ln r_a/r}{\ln r_a/r_g},$$

wenn r von der Röhrenachse aus gerechnet wird. Hierfür lauten die Bewegungsgleichungen eines Elektrons:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{k_1}{r} [1 + \alpha \sin \omega t]$$

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{k_2}{r} [(1 + \gamma) + \beta \sin \omega t],$$

wobei

$$k_1 = \frac{e}{m} E_g \cdot \frac{E_0}{\ln r_g/r_k}; \quad k_2 = \frac{e}{m} E_g \cdot \frac{E_0}{\ln r_a/r_k}$$

$$\alpha = 2 E_a/E_0; \quad \beta = \frac{E_0}{E_g - E_a} \quad \text{und} \quad \gamma = E_a/E_g \text{ ist.}$$

Die Gleichungen haben die Form:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = f_1(r), \quad g_1(t) \text{ im Gitter-Kathodenraum und:}$$

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = f_2(r), \quad g_2(t) \text{ im Gitter-Anodenraum, wenn:}$$

$$f_1(r) = k_1/r; \quad f_2(r) = -k_2/r \text{ und}$$

$$g_1(t) = 1 + \alpha \sin \omega t \text{ und } g_2(t) = (1 + \gamma) + \beta \sin \omega t \text{ ist.}$$

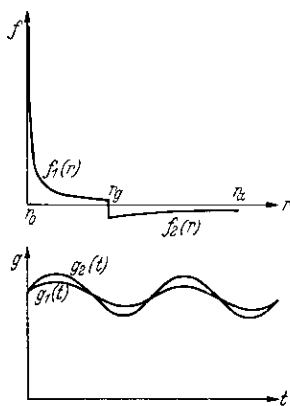


Abb. 201. Die Integrationsfunktionen $f(r)$ und $g(t)$ nach Sears.

Eine allgemeine Lösung durch bekannte Funktionen ist nicht möglich, da die Gleichungen nur schlecht konvergierende Reihen bilden. Kapzov [40] hat zwar durch numerische Integration für einige Fälle Näherungslösungen entwickelt, doch muß bei dem großen Aufwand von Rechenarbeit, den die numerische Integration erfordert, eine Diskussion der verschiedenen Parameter schlechterdings unmöglich erscheinen. Aus diesem Grunde löst man die Gleichungen besser auf graphischem Wege, indem man die Integrationsfunktionen, welche den in der Abb. 201 dargestellten Verlauf haben, in einem graphischen Integrator auswertet [43]. Die erste Integration ergibt die Momentangeschwindigkeit, die zweite die Elektronenbewegung, d. h. die Laufstrecke als Funktion der Zeit.

Zunächst sind in der Abb. 202 verschiedene Geschwindigkeitskurven und Elektronenbahnen, wie sie sich aus obigen Gleichungen ohne

überlagerte Wechselspannungen, d. h. für $E_0 = 0$ ergeben, aufgetragen, und zwar unter Zugrundelegen folgender Größen:

$$r_k = 0,006 \text{ cm}; \quad r_g = 0,31 \text{ cm}; \quad r_a = 0,8 \text{ cm},$$

$$E_g = 100 \text{ V},$$

$$E_a = 0; -20 \text{ Volt und } -40 \text{ V.}$$

Das wachsende Bremspotential E_a verhindert das Eindringen von Elektronen in den Gitter-Anodenraum und verkürzt die Schwingungsdauer, so daß sich für die einzelnen Spannungen die Wellen 154, 125 und 107 cm ergeben. Die Verhältnisse im Gitter-Kathodenraum bleiben natürlich von der Änderung von E_a unberührt.

Wird nun dem Gitter und der Anode eine Wechselspannung von $E_0 = 10 \text{ V}$ überlagert, so ergeben sich durch graphische Integration für zwei verschiedene Bremspotentiale die beiden, in der Abb. 203 a und b wiedergegebenen Bahnkurven, wenn die Integration für verschiedene Anfangsbedingungen, d. h. für zu verschiedenen Zeitpunkten ωt startende Elektronen durchgeführt wird, und wenn ferner die Periode der Wechselfelder jeweils gleich der sich ohne Wechselspannungen ergebenden Elektronenperiode eingestellt wird. Gleichzeitig sind die der vorigen Abbildung entnommenen Elektronenbahnen zum Vergleich nochmals gestrichelt eingezeichnet.

Verfolgt man die verschiedenen Elektronenbahnen im einzelnen, so findet sich die Theorie der Aussortierung an Kathode und Anode, wonach nur Elektronen bestimmter Phasenlage Pendelschwingungen ausführen können, anschaulich bestätigt. So wird die Laufzeit des zur Zeit $\omega t = 0$ startenden Elektrons durch das Wechselfeld kaum beeinflusst, obwohl seine Amplitude etwas geringer ist. Für später startende Elektronen steigt die Amplitude jedoch bis $\omega t = 90^\circ$ ständig an, und von da bis 210°

prallen alle Elektronen auf die Anode auf und werden aussortiert. Das 240° -Elektron kehrt zwar wieder vor der Anode um, landet aber mit endlicher Geschwindigkeit auf dem Heizfaden und wird hier ausgeschieden; erst das bei 300° die Abszisse verlassende Elektron kann wieder Pendelschwingungen ausführen. Als Resultat erkennt man,

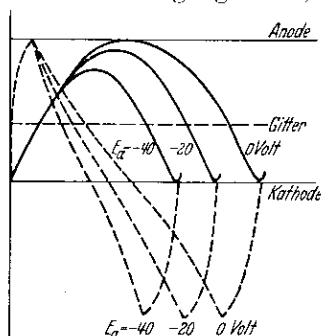


Abb. 202. Elektronenbahnkurven und Geschwindigkeitskurven bei verschiedenen Anodenpotentialen nach Sears.

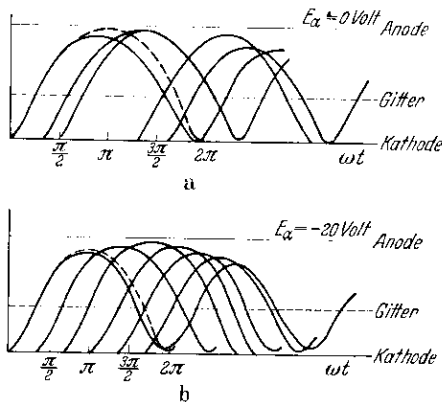


Abb. 203. Elektronenbahnen bei einer überlagerten Wechselspannung von 10 V für zwei verschiedene Anodenpotentiale.

daß alle zwischen 90° und 270° startenden Elektronen aussortiert werden und sich nicht in periodische Bewegungen einordnen lassen.

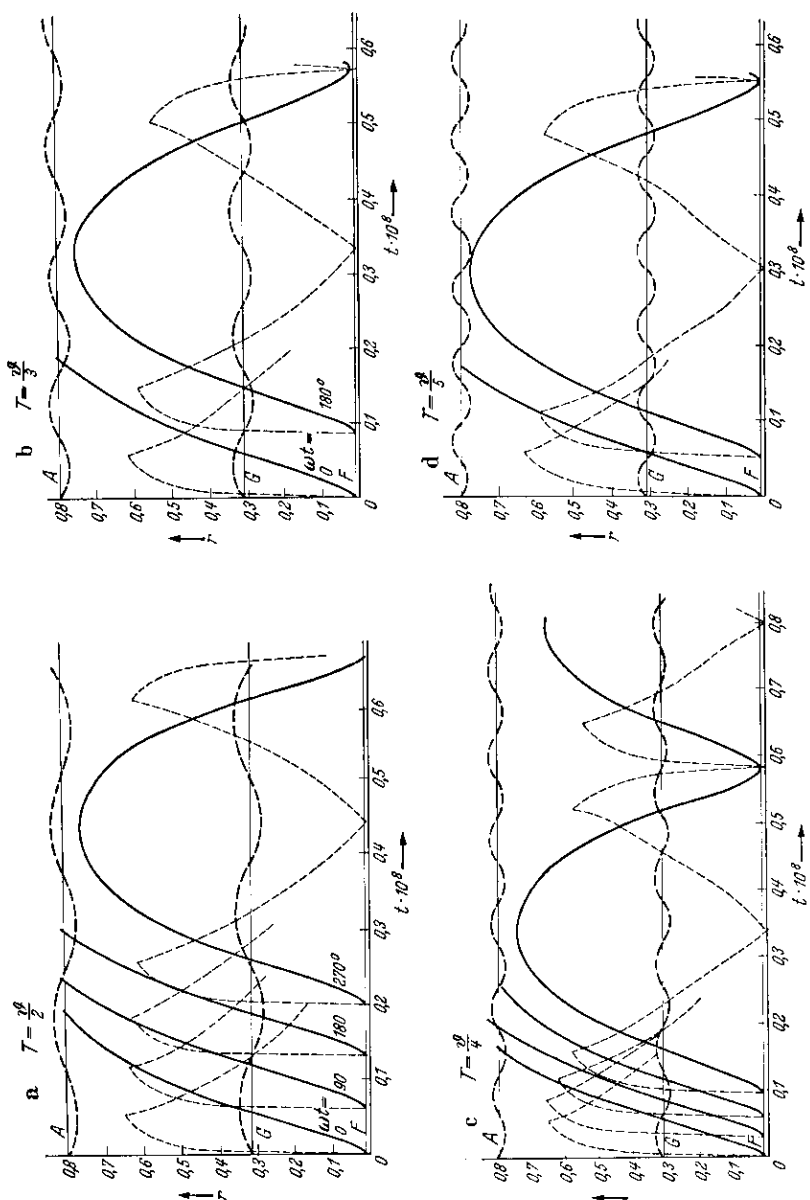


Abb. 204. Elektronenbewegung und Geschwindigkeitsdiagramme bei Zweigwellen nach Potapenko.

Bei negativem und die Wechselamplitude übersteigendem Anodenpotential (b) endigt zwar keine einzige Bahn mehr auf der Anode, doch liegen die Verhältnisse hinsichtlich einer Aussortierung wegen der auf

der Kathode endigenden Bahnen ähnlich wie vorher, nur daß die Grenzwinkel zwischen 60° und 120° einerseits und 180° und 240° andererseits liegen. Auch die zur Phasenaussortierung führende Gesetzmäßigkeit, daß nämlich die gesamte Laufzeit um so länger wird, je größer die Schwingungsamplitude ist, kann aus den Bahndiagrammen entnommen werden.

Von besonderem Interesse sind die Verhältnisse bei den Zwergwellen, wenn nämlich die Schwingungsdauer T des Steuerfeldes nicht gleich der Eigenperiode ϑ der Raumladung ist, sondern in einem harmonischen Verhältnis $T = \vartheta/n$ steht. Für verschiedene solcher Fälle ist eine numerische Integration der Bewegungsgleichungen praktisch durchgeführt worden [21], indem als Grundperiode ein sich aus der Scheibesehen Formel (S. 121) errechnender Wert von $0,507 \cdot 10^{-8}$ s zugrunde gelegt wurde. Die Abb. 204a—d zeigt mehrere derartige, bei verschiedenen Ordnungszahlen n erhaltene Weg-Zeit- und Geschwindigkeitskurven. Bei geraden Ordnungszahlen sind die bei 0° , 90° , 180° und 270° startenden Elektronen berücksichtigt, während bei ungeraden Ordnungszahlen nur die 0° - und 180° -Elektronen ausgesucht wurden. Offensichtlich findet auch bei den Zwergwellen eine Unterteilung in eine aussortierte und eine schwingende Elektronengruppe statt, doch entsprechen die von der Anode zurückkehrenden Elektronen in den einzelnen Fällen ganz verschiedenen Phasenwinkeln. So kehren z. B. bei $T = \vartheta/2$ und $\vartheta/4$ nur die Elektronen von der Anode zurück, die zur Zeit $\omega t = 270^\circ$ oder was auf dasselbe herauskommt, zur Zeit -90° gestartet sind, für $n=3$ und 5 gehören zu dieser Schwingungsgruppe jedoch nur die bei 180° vom Heizfaden abgeflogenen Elektronen. Außerdem ist auch das Gitterpotential für die Unterteilung von entscheidender Bedeutung, was besonders deutlich aus der Abb. 204a zu erschen ist, denn die 0° - und 270° -Elektronen laufen beide während der positiven Halbwelle des Anodenpotentials gegen die Anode an, trotzdem wird nur das erste Elektron aussortiert, während das zweite pendeln kann.

Von Bedeutung ist noch die Feststellung, daß die Schwingungsdauer der Elektronen, wenn sie unter der Einwirkung der Wechselfelder stehen, etwas kürzer wird, als wie sie sich aus der Scheibesehen Formel, die ja nur für den stationären Zustand gilt, errechnet. Bei $n=1$ beträgt das Verhältnis etwa 1,15 und sinkt bei den Zwergwellen auf 1,02—1,05 ab. Daraus geht hervor, daß die Wechselfelder eine um so geringere Wirkung ausüben, je größer der Unterschied zwischen T und ϑ ist. Das ist insofern verständlich, als sich die zusätzlichen positiven und negativen Beschleunigungskräfte um so mehr kompensieren, je öfter sie während der Bewegung des Elektrons wechseln.

d) Austrittsgeschwindigkeit und Raumladung.

a) **Die Elektronenlaufzeiten bei Sättigung.** Beim Vergleich der experimentell gemessenen Wellenlängen mit den aus der Formel von Scheibe errechneten fallen oft große Unterschiede auf, und zwar ergibt die Rechnung meistens eine zu kurze Welle. Es ist klar, daß diese Abweichungen die verschiedensten Ursachen haben können, wie sie in den dem theoretischen Ansatz zugrunde liegenden Vereinfachungen enthalten

sind. So ist z. B. der immerhin einige Volt betragende Spannungsabfall längs des Heizfadens vernachlässigt und die Kathode als Äquipotentialkathode angenommen worden. Ein Blick auf die im experimentellen Teil angeführten Kurven zeigt indessen, daß eine Abweichung der Spannungen um diese Größenordnung nur eine verschwindend kleine Änderung der Frequenz verursachen kann, die von der tatsächlich beobachteten bei weitem übertroffen wird.

Auch die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus dem Heizdraht vermag die Elektronenfrequenz nicht merklich zu ändern. An und für sich liegt natürlich keine Schwierigkeit vor, eine mittlere Austrittsgeschwindigkeit durch eine äquivalente Voltzahl $V_0 = \frac{v_0^2}{2e/m}$ auszudrücken und in die Frequenzformel einzuführen. Man erhält dann nämlich, wenn man den Rechnungsgang von Scheibe folgt [11]:

$$\lambda = \frac{1000 d_g}{\sqrt{E_g}} \left\{ \sqrt{\frac{E_g}{E_g + V_0}} f(x_1) - \frac{r_k}{r_g} \sqrt{\frac{E_g}{V_0}} f(x_2) + \sqrt{\frac{E_g}{E_g + V_0}} g(x_3) \right\}$$

wobei

$$x_1 = \sqrt{\ln \frac{r_g}{r_k} \left(1 + \frac{V_0}{E_g} \right)}$$

$$x_2 = \sqrt{\frac{V_0}{E_g} \ln \frac{r_g}{r_k}}$$

$$x_3 = \sqrt{\frac{(E_g + V_0)}{(E_g - E_a)} \ln \frac{r_a}{r_g}}$$

Da bei normalen Wolframfäden als „wahrscheinlichste“ Austrittsgeschwindigkeit ein Mittelwert von 0,201 V einzusetzen ist, kann die Korrektur freilich nur gering sein.

Weitaus bedeutsamer ist jedoch ein Faktor, der in der ursprünglichen Theorie ebenfalls nicht berücksichtigt ist, nämlich die Änderung der Potentialverteilung durch die vom Emissionsstrom abhängige Raumladung. Um diese zu berücksichtigen, ist von der bekannten Gleichung: $\Delta\varphi = -4\pi\varrho$ auszugehen, die bei zylindrischen Elektroden die Form annimmt:

$$r \frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{d\varphi}{dr} = -4\pi\varrho r,$$

wenn ϱ_r die Raumladungsdichte im Abstand r von der Elektrodenachse bedeutet. Mit Hilfe von $\frac{m}{2} v^2 = e \cdot \mathcal{U}$ und der bekannten Beziehung für die Stromdichte $j = -2\pi r \varrho v$ erhält man daraus:

$$r \frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{d\varphi}{dr} = \frac{j \sqrt{2}}{\sqrt{\frac{e}{m} E}}.$$

Es ist kein allgemeines Integral dieser Gleichung und auch keine partikuläre Lösung für einen besonderen Fall bekannt, vielmehr ist nur durch graphische Integration ein Resultat zu erlangen. Eine solche Integration ist für den Fall der Sättigung durchgeführt worden [44], und die Abb. 205 gibt die auf diese Weise korrigierten Funktionen $F(x)$ und $G(x)$, wie sie in der Scheibeschen Formel vorkommen, wieder. Die neuen Funktionen laufen im Durchschnitt etwa 40% höher als die

ursprünglich von Scheibe angegebenen und dementsprechend verlängert sich auch die Welle gegenüber der ursprünglichen Theorie um denselben Betrag. Wenn hierdurch auch in einzelnen Fällen eine bessere Angleichung an das Experiment erzielt wird, so bewirkt diese Korrektur in anderen Fällen einen

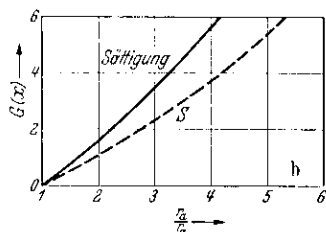
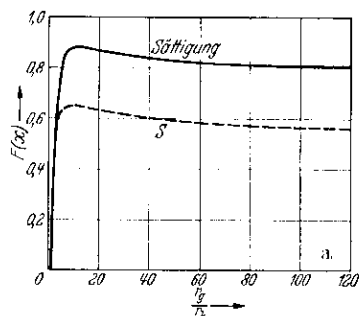


Abb. 205. $F(x)$ und $G(x)$ bei Sättigung (S sind die ursprünglichen Funktionen von Scheibe).

umgekehrten Fehler von derselben Größenordnung. Als streng gültige Lösung ist dieses Näherungsverfahren daher keinesfalls anzusehen.

Am einfachsten läßt sich die durch Raumladungen veränderte Potentialverteilung bei der graphischen Integration berücksichtigen, denn es braucht nur die ursprünglich auf einer rein logarithmischen Potentialkurve beruhende Funktion $f(r)$ (Abb. 201) durch den Feldstärkeverlauf der Abb. 206, welcher durch Differentiation der verschiedenen Potentialkurven φ_{II} und φ_{III} entsteht, ersetzt zu werden. Von solchen Potentialkurven ausgehend, sind in der Abb. 207 einige in konstanten elektrischen Feldern verlaufende Elektronenbahnen gezeichnet. Kurve 1 ist dieselbe, wie die mit dem Parameter $E_a = 0$ in Abb. 202. Legt man hingegen der Potentialverteilung den Parameter φ_{II} zugrunde, so bewegen sich die Elektronen der Kurve 2 entsprechend.

Die Potentialkurve φ_{III} ist für den speziellen Fall gezeichnet, daß die negative Raumladung das elektrische Feld an der Kathode gerade zu Null kompensiert, so daß die Elektronen den Faden nur mit ihrer thermischen Austrittsgeschwindigkeit verlassen. Mit derselben Geschwindigkeit würden alle Elektronen, falls E_a gleich Null wäre, auf die Anode auftreffen, und eine Schwingungserregung wäre unmöglich. Deshalb ist der Kurve 3 ein negatives Anodenpotential von -20 V, eine Austrittsgeschwindigkeit von 4 V und die Potentialverteilung φ_{II} zugrunde gelegt. Beim Übergang auf φ_{III} geht dieselbe in die vierte Weg-Zeitkurve über.

Die Betrachtung dieser beiden Fälle lehrt, daß zwar die Elektronenamplitude im Gitter-Anodenraum durch die Raumladung vermindert

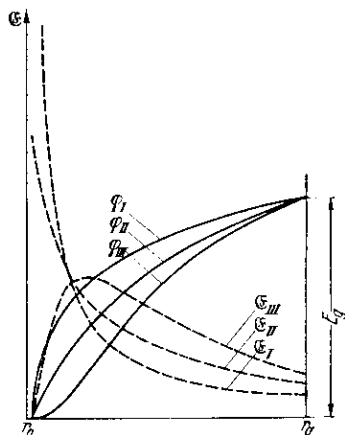


Abb. 206. Potentialverteilung φ zwischen Kathode und Gitter und die entsprechenden Feldstärken E bei verschiedenen Raumladungen.

wird, wie es nach den früheren Überlegungen nicht anders zu erwarten war, daß sich aber trotzdem die gesamte Schwingungsperiode vergrößert. Zusammen mit dem vorhergehenden theoretischen Ergebnis steht dieser Befund in einem gewissen Widerspruch zum Experiment, welches eher

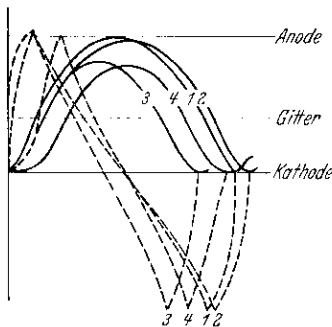


Abb. 207.
Elektronenbahn- und Geschwindigkeitskurven bei verschiedenen Raumladungen nach Sears.

Beachtenswert sind noch die Raumladungsbereiche, in denen Schwingungen möglich sind. Hier ergeben die Versuche übereinstimmend, daß die Schwingungen immer am oberen Knick der Emissionskennlinie, aber noch im Raumladungsgebiet einsetzen, sich bis ins Sättigungsgebiet

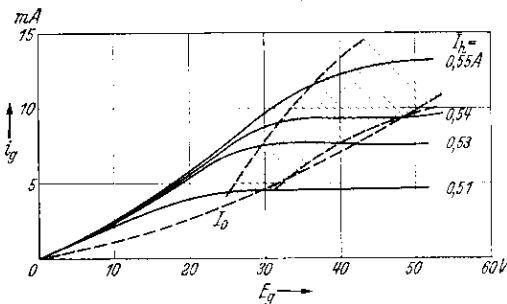


Abb. 208. Schwingbereiche bei verschiedenen Sättigungscharakteristiken und Verlauf des Grenzstroms I_0 nach Tank und Schüttknecht.

Schwingungen mehr möglich sind, weil dort der Strom den Charakter eines Raumladungsstromes annimmt.

Während somit das Abreißen der Schwingungen in Richtung abnehmender Gitterspannung durch den Übergang vom Sättigungsstrom in das Raumladungsgebiet erklärt ist, ergibt sich eine Begrenzung nach höheren Spannungen daraus, daß zur Selbsterregung eine bestimmte minimale Raumladungsdichte notwendig ist, damit die Anfachung hinreichend stark wird, d. h. damit die durch die gesteuerten Raumladungen hervorgerufenen elektromotorischen Kräfte die Dämpfungsverluste zu decken vermögen. Für den minimalen Sättigungsstrom I_0 , der zur Aufrechterhaltung der Schwingungen bei sonst unveränderten

auf ein Absinken der Periodendauer mit zunehmender Raumladung hindeutet. Was die Ursachen für diese Abweichungen zwischen Theorie und Experiment sind, ist auf Grund des vorliegenden Untersuchungsmaterials nicht zu beantworten.

β) Wellenlänge und Emissionsstrom. Zieht man die geschilderte Unstimmigkeit in Betracht, dann ist es nicht verwunderlich, wenn auch ganz- oder halbempirische Gesetzmäßigkeiten zwischen Wellenlänge und dem die Raumladung bestimmenden Emissionsstrom, wie z. B. $\frac{\lambda^2 i_g}{\sqrt{E_g}} = \text{const}$ nur in einzelnen

Fällen erfüllt werden [45], aber keine allgemeine Gültigkeit beanspruchen können.

Fallen erfüllt werden [45], aber keine allgemeine Gültigkeit beanspruchen können. erstrecken und erst bei gewissen maximalen Gitterspannungen abreißen. So sind in der Abb. 208 verschiedene

Gitterstromkennlinien mit dem dazugehörigen schraffierten Schwingungsgebiet angegeben [7]. Bei $E_g = 30$ V treten z. B. auf der unteren Charakteristik Schwingungen auf, weil man sich dort im Gebiet des Sättigungsstroms befindet, während bei stärkeren Emissionsströmen keine

Anfachungsbedingungen erforderlich ist, läßt sich eine Kurve vom Verlauf einer normalen Raumladungscharakteristik:

$$I_0 = \text{const} \cdot E_y^{3/2}$$

ableiten. In die Abb. 208 ist eine diesem Gesetz folgende Kurve gestrichelt eingetragen, die in der Tat im Sinne der beobachteten Schwingungsgrenze verläuft. Weiter folgt daraus, daß selbst bei wenigen Volt Gitterspannung noch Schwingungen erhalten werden können, sofern nur der Heizstrom so niedrig gehalten wird, daß Sättigung herrscht. Da die Welle proportional $1/\sqrt{E_y}$ ist, läßt sich obige Formel auch schreiben:

$$I_0 \lambda^3 = \text{const.}$$

Will man also die Grenze der Wellenlänge in dem hier diskutierten Bereich der Grundschwingung auf die Hälfte verkürzen, so muß die Gitterspannung vervierfacht und der Emissionsstrom verachtacht werden. Hiernach ist erklärlich, warum die beschränkte Belastbarkeit der Röhren der Erzeugung kurzwelliger Grundschwingungen verhältnismäßig rasch eine Grenze setzt.

B. Der Elektronengenerator als Koppelsystem.

Die soweit entwickelte Theorie behandelt lediglich die Raumladungsschwingungen in der Bremsröhre, ohne daß ein Resonanzsystem angeschlossen ist, vielmehr sollten die Elektroden verblockt oder durch ideale Drosseln abgeriegelt sein. Sie erklärt zwar die Beziehungen zwischen den Elektronenpendelungen und den Betriebsverhältnissen, läßt jedoch voraussetzungsgemäß die Frage nach der Wirkung äußerer, d. h. an die Röhrenelektroden angeschlossener Resonanzkreise, wozu letzten Endes auch die Elektroden selbst zu zählen sind, falls ihre Eigenschwingungen in den untersuchten Wellenbereich fallen, offen. Die folgende Ausdehnung der theoretischen Überlegungen auf den Bremsfeldgenerator führt nun zu dem Resultat, daß der oder die vorhandenen Resonanzkreise durch die auf den Elektroden influenzierten Ladungen in Schwingungen versetzt werden, und daß sich den stationären Betriebspotentialen Hochfrequenzspannungen überlagern, die schon in Resonanznähe groß genug werden können, um merklich auf die Elektronenbewegung zurückzuwirken und um durch Koppel effekte den ursprünglich ungestörten Schwingungsvorgang entscheidend zu beeinflussen. Es liegen demnach zwei miteinander gekoppelte Systeme vor, nämlich einmal die schwingende Elektronenwolke als primäres Anfachungssystem und zum anderen die außerhalb oder innerhalb der Röhre befindlichen Resonanzkreise als Sekundärsysteme. Es ist bequem, den freien Schwingungsvorgang so aufzufassen, als ob jedes System in seiner, durch die Kopplung modifizierten Eigenwelle schwingt und dazu noch erzwungene Schwingungen in der ebenfalls abgeänderten Frequenz des anderen Systems ausführt. Bei Selbsterregung kann sich natürlich nur eine dieser Koppelwellen in einen stationären Schwingungszustand aufschaukeln, und es ist verständlich, wenn diejenigen Schwingungen bevorzugt werden, deren Frequenz den Eigenschwingungen der Raumladung am nächsten kommt. Die Verhältnisse sind insofern etwas kompliziert, als die an der Röhre

liegenden Außenleiter in der Regel Lecher-Drähte sind, deren Schwingungszustand nicht quasistationär ist, und die je nach ihrer Abstimmung jeden beliebigen komplexen Widerstand annehmen können.

a) Der Rückkoppelsender mit sekundärem Lecher-System als Ersatzbild.

Um das Verhalten des Elektronengenerators als Koppelsystem mit der allgemeinen Theorie gekoppelter Kreise in Einklang zu bringen, sei zunächst eine theoretische Betrachtung des in Abb. 209a dargestellten Lecher-Systems vorausgeschickt [46]. Dasselbe ist durch die Reflexionsbrücke B in zwei Teile, einen Primärkreis und einen Sekundärkreis aufgeteilt, wobei sich der Primärkreis durch eine Elektronenröhre in einfacher Rückkoppelschaltung — die Speisespannungen sind der Übersichtlichkeit halber fortgelassen — selbst erregen mag. Die Abschlußbrücke B' legt die Eigenwelle des Sekundärsystems, dessen Länge l_s sei, fest. Es ist klar, daß sich in erster Linie die Eigenwelle des Primärkreises erregen wird, doch regen die Hochfrequenzströme, welche über die beiden Systemen gemeinsame Koppelbrücke B fließen, auch den Sekundärkreis an. Zwischen beiden Kreisen findet ein Energieaustausch statt, der zu Kuppel-effekten Anlaß gibt. Das

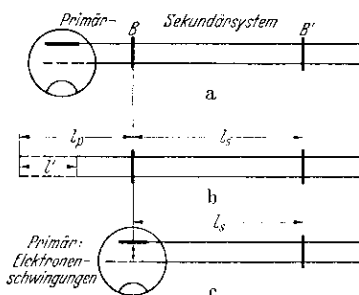


Abb. 209. Vergleich zwischen Rückkoppelsender mit sekundärem Lecher-System und dem Elektronengenerator nach King.

Problem ist nun, die sich bei Verstimmung des Sekundärkreises jeweilig einstellenden Koppelwellen zu bestimmen, zu welchem Zweck die allgemeine Theorie gekoppelter Kreise auf das Paralleldrahtsystem mit seiner verteilten Induktivität und Kapazität zu übertragen ist.

Die theoretische Behandlung wird wesentlich vereinfacht, wenn die Röhre selbst eliminiert und durch ihre äquivalente Grenzlänge l' ersetzt wird, so daß den weiteren Betrachtungen das Schema der Abb. 209b zugrunde zu legen ist. Zur weiteren Vereinfachung werde die Länge l_p des äquivalenten Primärkreises $= 1$ gesetzt.

Der allgemeine Ausdruck für den Strom i in irgendeinem Punkt im Abstand x von einer bei $x=0$ an die Parallelleitung angelegten Spannung E lautet:

$$i = \frac{E \sqrt{(j\omega + G/C) \coth K(l-x)}}{L v \sqrt{j\omega + R/L} \sin K l}$$

Darin bedeutet:

$$\begin{aligned} K &= \alpha + j\beta \\ \alpha &= R/L v \\ \beta &= \omega/v \\ K \cdot v &\cong (j\omega + G/C) \cong (j\omega + R/L) \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} R = \text{Längswiderstand} \\ G = \text{Querwiderstand} \\ L = \text{Induktivität} \\ C = \text{Kapazität} \end{array} \right\} \text{ auf die Längeneinheit.}$$

Im vorliegenden Fall ist die Erregungsspannung E für Primär- und Sekundärsystem die Spannung an der Brücke B , wenn angenommen wird, daß keine weitere Kopplung, wie z. B. durch Strahlung besteht. Der Widerstand der Brücke sei zu vernachlässigen, ihre Induktivität sei M . Dann ergibt sich die Koppelspannung $E = j \omega M (i_{p0} - i_{s0})$. Durch Einsetzen dieses Wertes in die obige Gleichung erhält man:

$$i_p = (j \omega M / L v) (\Im K \cdot l_p) (i_{p0} - i_{s0}),$$

$$i_s = (j \omega M / L v) (\cot g K \cdot l_s) (i_{p0} - i_{s0}).$$

Die Elimination der Ströme ergibt:

$$L v / j \omega M = \Im K \cdot l_p + \cot g K \cdot l_s$$

und wenn man den Koppelfaktor $k = M/L$ einsetzt:

$$1/j\beta k = \Im (\alpha + j\beta) l_p + \cot g (\alpha + j\beta) l_s.$$

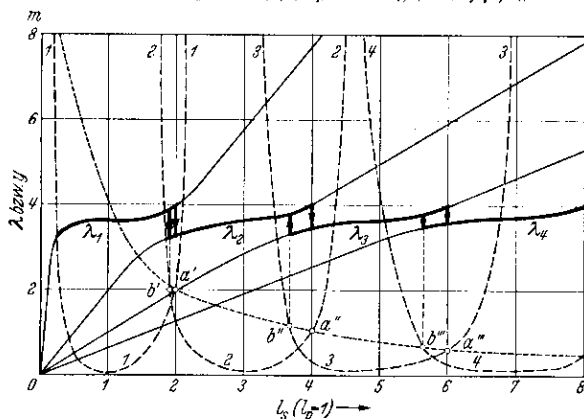


Abb. 210. Frequenzkurven, Dämpfungsverlauf und Schwingbereiche des Rückkopplungsmodells.

Die Trennung der Real- und Imaginärteile führt unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung zu folgenden beiden Ausdrücken:

$$-1/\beta k = \operatorname{tg} \beta l_p + \cot g \beta l_s$$

$$\frac{\Im \alpha \cdot l_p}{\Im \alpha \cdot l_s} = \frac{\cos^2 \beta l_p}{\sin^2 \beta l_s}.$$

Die erste Gleichung enthält, wenn man den Koppelfaktor k als bekannt annimmt, nur noch die Ausbreitungskonstante β . Die Lösung geschieht am besten graphisch. Trägt man die den so gefundenen β -Werten entsprechenden Wellenlängen $\lambda = 2\pi/\beta$ als Funktion von l_s auf, so entstehen die in der Abb. 210 ausgezogen dargestellten Wellenkurven $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$

Durch Einsetzen der verschiedenen β -Werte in die zweite Gleichung, und indem man das Verhältnis $-\Im \alpha \cdot l_p / \Im \alpha \cdot l_s$ ebenfalls über l_s aufträgt, entstehen die gestrichelten Dämpfungskurven, die durch ihre Indizes als zu den entsprechenden Wellenkurvenzügen zugehörig gekennzeichnet sind.

Um nun die sich tatsächlich erregenden Schwingbereiche zu erhalten, muß noch der negative Anfachungswiderstand der Schwingröhre in das Diagramm eingeführt werden. Dieser läßt sich durch einen konstanten

Wert W , der auf die Längeneinheit des Primärkreises bezogen werden muß, approximieren, wodurch die Dämpfungskonstante des Primärkreises

$$\alpha_p = \frac{(R - W)}{L \cdot v}$$

wird, während die des Sekundärkreises unverändert bleibt. Da α_p und α_s in den betrachteten Gebieten sehr klein sind, kann die hyperbolische Tangensfunktion durch ihr Argument ersetzt werden, und es ergibt sich somit für die in das Dämpfungsdiagramm einzutragenden Ordinaten:

$$\alpha = \frac{(R - W)}{R \cdot l_s}.$$

Als Beispiel ist eine derartige Anfachungskurve für $W = 2 \cdot R$ in die Abb. 210 punktiert eingetragen.

Die Diskussion der verschiedenen korrespondierenden Kurvenzweige ergibt für die sich erregenden Koppelwellen folgendes Bild: Es ist davon auszugehen, daß sich jeweils nur die Schwingungen erregen werden, deren Anfachung die Dämpfung überwindet, d. h. deren Anfachungskurve oberhalb der Dämpfungskurve verläuft. Bei Verlängerung von l_s springt die Welle infolgedessen an den Punkten a' , $a'' \dots$ auf die nächsthöhere Wellenkurve über, um bei umgekehrter Verstimmung an den Punkten b' , $b'' \dots$ auf die niedrigere Oberschwingung zurückzuspringen. Auf diese Weise erhält man für den gesuchten Frequenzverlauf den stark ausgezogenen Kurvenzug. Die Zweideutigkeit der erregten Frequenz zwischen den verschiedenen Sprungstellen a und b wird bekanntlich als „Ziehen“ bezeichnet. Auf Grund der verschiedenen Kurven ist leicht zu übersehen, in welcher Weise die labilen Sprungstellen von den verschiedenen Faktoren, wie z. B. dem Koppelkoeffizienten k , der Dämpfung oder der primären Anfachung abhängen.

Vergleicht man die gewonnenen Abstimmkurven mit den experimentell gemessenen Wellenkurven des Elektronengenerators, so ist eine gewisse Analogie unverkennbar. Man gelangt zu dem Schluß, daß sich auch die Abstimmkurven des Elektronengenerators auf derselben Basis wie die Koppelfrequenzen und Wellensprünge des vorliegenden Rückkoppelmodells erklären lassen, zumal wenn diesem das in der Abb. 209c dargestellte Ersatzschema gegenübergestellt wird. Das Primärsystem stellen beim Elektronengenerator die schwingenden Raumladungen dar, während der Sekundärkreis die Gestalt des früheren Primärkreises annimmt, d. h. aus einer einseitig kurzgeschlossenen und am anderen Ende durch die Bremsröhre belasteten Doppelleitung besteht. Es ist klar, daß weniger die Form des Sekundärkreises als vielmehr die Verschiedenartigkeit der beiden Kopplungen, die beim Elektronengenerator eine rein elektrostatische Spannungskopplung ist, sowie die speziellen Eigentümlichkeiten der Raumladungsschwingungen etwas abweichende Resultate erwarten lassen, ohne daß das Grundprinzip deshalb eine Einschränkung zu erfahren braucht. Abgesehen davon, daß beim Elektronengenerator die Frequenzsprünge sehr viel weiter ausgedehnt sind, was schließlich nur einen qualitativen Unterschied ausmacht, liegen sie nicht mehr symmetrisch zur Primärfrequenz, sondern sind ausschließlich nach kürzeren Wellen hin gerichtet. Schließlich

erfordert auch das energetische Verhalten der Raumladungsschwingungen eine besondere Erklärung.

b) Die Koppelwellen des Elektronengenerators.

Bevor die vollständige Theorie des Elektronengenerators in Anlehnung an das vorbeschriebene Modell genauer entwickelt wird, sei das Problem unter möglichst weitgehenden Vereinfachungen erörtert, um zunächst ein physikalisch anschauliches Bild zu gewinnen [12].

Zu diesem Zweck werde eine Röhre mit ebenen Elektroden und gleichen Elektrodenabständen $d_a = d_g = d$ betrachtet (Abb. 211). Ferner

werde die Annahme getroffen, daß Anode und Kathode ein zeitlich konstantes Nullpotential führen, und daß dem Gitter eine von der schwingenden Elektronenwolke influenzierte Wechselspannung $E_0 \sin(\omega t + \varphi)$ überlagert sei, die durch Abstimmung der Gitterleitung nach Größe und Phase beliebig einreguliert werden kann. Diese Wechselspannung liefert zu beiden Seiten des

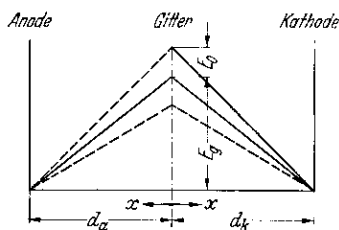


Abb. 211. Bremsfeldröhre mit überlagerter Gitterwechselspannung.

Gitters ein Zusatzfeld $\mathcal{E}' = \frac{E_0}{d} \sin(\omega t + \varphi)$,

welches auf die Elektronen eine zusätzliche Kraft ausübt, und dem ursprünglichen Schwingungszustand eine erzwungene Schwingung überlagert. Dabei soll das Wechselfeld die gleiche Frequenz wie die Elektronenpendelungen haben, d. h. es soll sein $\omega = 2\pi/T$, oder wenn mit ϑ die Elektronenlaufzeit von $x=0$ bis zum Umkehrpunkt und zum Gitter zurück bezeichnet wird, $\omega\vartheta = \pi$.

Unter Vernachlässigung der Dämpfung und der durch die Raumladungen bedingten Kräfte ergibt sich für die Bewegung eines Elektrons folgende Differentialgleichung:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -e \frac{E_g}{d} + E_0 \frac{\sin(\omega t + \varphi)}{d},$$

woraus durch zweimalige Integration folgt:

$$x = \frac{e}{m \cdot d} \left\{ E_0 \left(\frac{\sin(\omega t + \varphi)}{\omega^2} - \frac{t \cos \varphi}{\omega} - \frac{\sin \varphi}{\omega^2} \right) - E_g \frac{t^2}{2} \right\} + v_0 \cdot t.$$

Die Integrationskonstanten bestimmen sich daraus, daß zur Zeit $t=0$

auch $x=0$ und $\frac{dx}{dt} = v_0$ sein soll, wenn $v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} (E_g + E_0 \sin \varphi)}$ die Durchtrittsgeschwindigkeit der Elektronen durchs Gitter bedeutet. Unbekannt ist noch die Phasenlage der Gitterspannung. Geht man davon aus, daß der das Gittersystem erregende Strom im Moment des Elektronendurchtritts durchs Gitter seinen Maximalwert hat, so kann die Gitterspannung je nach ihrer Abstimmung alle Phasenwinkel zwischen $+\pi/2$ und $-\pi/2$ durchlaufen. Betrachtet man zunächst diese beiden Grenzfälle, so ergibt sich aus obiger Bewegungsgleichung durch Einsetzen von $t=\vartheta$ und $x=0$ die halbe Periodendauer:

$$T/2 = \frac{v_0}{e} \left(\frac{E_g}{2} + \frac{2 E_0}{\pi^2} \right)$$

und daraus schließlich die Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{4000 \sqrt{E_g \pm E_0} d}{E_g \pm E_0 \left(\frac{2}{\pi}\right)^2}.$$

Die sich hieraus errechnenden Wellenlängen sind für ein bestimmtes Beispiel ($E_g = 500$ V und $d = 0,5$ cm) in den beiden ausgezogenen Kurven der Abb. 212 als Funktion von E_0 aufgetragen. Zunächst ist zu be-

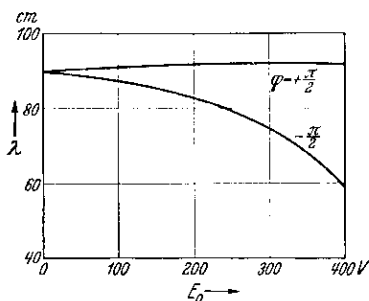


Abb. 212. Wellenlänge der Elektronenschwingungen in Abhängigkeit von der Wechselspannungsamplitude E_0 bei verschiedenen Phasenwinkeln nach Hollmann.

merken, daß die Gleichung für $E_0 = 0$ und wenn man den Elektrodenabstand d durch den Anodendurchmesser $d_a = 4d$ ersetzt, in die Barkhausensche Formel $\lambda = \frac{1000 d_a}{\sqrt{E_g}}$ übergeht, d. h. daß sich ohne

äußere Wechselspannung die Barkhausensche Elektronenfrequenz erregt. Steigt die Wechselspannung indessen an, wenn das Gittersystem allmählich abgestimmt wird, so wirkt sie je nachdem die Abstimmung von der kapazitiven oder von der induktiven Seite aus geschieht, ganz verschiedenartig auf die Pendelfrequenz ein.

Denn während sich diese bei $\varphi = +\pi/2$, d. h. bei kapazitiver Abstimmung nur ganz unwesentlich ändert, steigt sie bei induktiver Abstimmung sehr stark an.

Dieses verschiedenartige Verhalten in beiden Abstimmungszuständen ist als die eigentliche physikalische Ursache für die unsymmetrischen

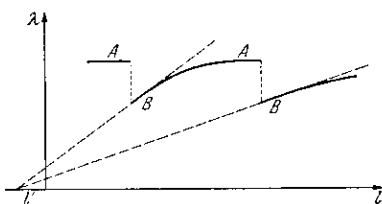


Abb. 213. Die A- und B-Bereiche des Elektronengenerators.

Frequenzsprünge des Elektronengenerators anzusehen. Denn es ist leicht einzusehen, daß der Abstimmungsvorgang bei Näherung von der kapazitiven Seite her, wo keine Änderung der Pendelfrequenz eintritt, stabil bleiben muß. Demgegenüber steigert sich bei induktiver Abstimmung die Elektronenfrequenz, die sich infolgedessen auf die Resonanz zu bewegt, wodurch die Wechselspannung

ihrerseits wieder eine weitere Steigerung erfährt usw. Man erkennt, daß dieser Abstimmungszustand in dem Moment labil wird, wo das Anwachsen der Gitterspannung infolge der Bewegung der Elektronenfrequenz auf das Resonanzmaximum zu stärker wird, als die durch sie bewirkte Änderung der Elektronenfrequenz. Jedenfalls lassen sich auf Grund dieser Überlegungen die Abstimmkurven des Elektronengenerators, wie sie in der Abb. 213 nochmals schematisch dargestellt sind, zwanglos erklären, ohne daß freilich hinsichtlich der Größe der Frequenzsprünge und ihrer Lage weitere Schlüsse gezogen werden können.

Im Zusammenhang mit dieser qualitativen Theorie sind noch einige Bemerkungen über die aus der Abstimmkurve ersichtlichen Frequenzbereiche angebracht. Während nämlich für den horizontal verlaufenden

A-Bereich gilt, daß seine Frequenz im wesentlichen den ungestörten Elektronenpendelungen im Barkhausenschen Sinne entspricht und demzufolge in der Hauptsache durch die Betriebsverhältnisse bestimmt wird, folgen die Wellenlängen des B-Bereichs wie bei jeder normalen Selbsterregungsschaltung in der Hauptsache der Eigenschwingung des angefachten Sekundärsystems. Auf Grund der Tatsache, daß diese Frequenzgebiete zuerst von Gill und Morrell beschrieben worden sind, ist von russischen Forschern die Bezeichnung „Gill-Morrell“-Schwingungen eingeführt worden [11], um sie von den „Barkhausen-Kurz“-Schwingungen der A-Bereiche zu unterscheiden. Leider hat diese Benennung in der Literatur vielfach zu der Meinung geführt, als ob damit ein besonderer Schwingungsmechanismus gekennzeichnet werden sollte. Das ist, wie auf Grund der vorstehenden Darlegungen ohne weiteres einzusehen ist, durchaus nicht der Fall, vielmehr sind die „Gill-Morrell“-Schwingungen ihrer Natur nach ebenfalls nichts anderes als Raumladungspendelungen, mit dem einzigen Unterschied, daß die Elektronen unter der Einwirkung der steuernden Wechselfelder erzwungene Schwingungen ausführen, in welchem Fall sie natürlich nicht mehr dem $\lambda^2 E_H = \text{const}$ -Gesetz folgen können.

c) Frequenzrückkopplung bei Kippschwingungen.

Die besondere Eigentümlichkeit des Elektronengenerators gegenüber einem normalen Koppelsystem ist also ursächlich darin begründet, daß die Koppelgröße, d. h. die Spannung nicht allein den Energieaustausch zwischen der schwingenden Raumladung und dem Sekundärsystem regelt, sondern außerdem die primäre Erregungsfrequenz in erheblichem Maße beeinflusst. Analoge Koppelwirkungen sind infolgedessen bei allen Schwingungsvorgängen, deren Frequenz eine Funktion der Spannung ist, zu erwarten. Eine solche Schwingungsform stellen z. B. die Relaxationsschwingungen einer Blinkerschaltung dar, in der ein zumeist aus einer Kapazität C bestehender Energiespeicher über einen Widerstand R aufgeladen wird, und sich über ein Kipprelais mit dem inneren Widerstand r und den Zünd- und Löschspannungen E_z und E_l periodisch entlädt, wobei die Periodendauer durch die Beziehung:

$$T = R \cdot C \ln \frac{E - E_l}{E - E_z} + r \cdot C \ln \frac{E_z}{E_l}$$

bestimmt ist. Führt man in eine solche Blinkerschaltung einen Resonanzkreis derart ein, wie es die Abb. 214 beispielsweise angibt, so daß derselbe nämlich einmal von den Kippschwingungen angestoßen wird, und zum anderen seine Resonanzspannungen E_0 der Speisespannung E überlagert, so treten dieselben unsymmetrischen Frequenzsprünge wie beim Elektronengenerator auf. Wegen der Wechselwirkung von Erregung und Rückkopplung auf die Erregerfrequenz wird der in einem Kreislauf vor sich gehende Aufschaukelprozeß der Frequenz als „Frequenzrückkopplung“ bezeichnet [47]. Eine den Effekt der Spannungskopplung

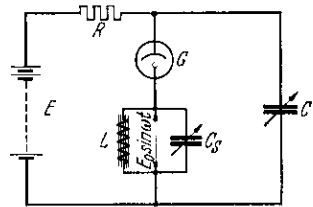


Abb. 214. Blinkerschaltung für erzwungene Kippschwingungen.

in dem vorliegenden Beispiel schildernde Frequenzkurve ist in der Abb. 215 wiedergegeben. Auch hier handelt es sich im Bereich *A* um reine, d. h. ungestörte und nur von den Betriebsverhältnissen der eigentlichen Blinkanordnung abhängige Kippschwingungen, die in dem *B*-Bereich bei genügender Annäherung an die gestrichelte Abstimmkurve des Sekundärkreises auf dieselbe überspringen, während sich die Resonanz bei Verstimmung in umgekehrter Richtung stetig einstellt.

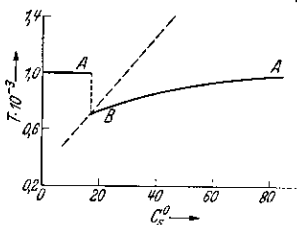


Abb. 215. Frequenzrückkopplung bei Kippschwingungen.

d) Die Koppeltheorie des Elektronengenerators.

a) Die Elektronenamplitude. Um zu weiteren Resultaten zu gelangen, muß die bisher nur qualitativ vorgetragene Theorie in eine exakte mathematische Form gebracht werden:

Die Linie 1—2 der Abb. 216a stelle die Laufbahn eines Elektrons im Potentialfeld einer Bremsröhre dar, auf der das Potential wie in Abb. 216b verläuft. Dieser Potentialverlauf kann angenähert durch eine Parabel

$$\varphi = E_0 [1 - (x/x_0)^2]$$

beschrieben werden. Die Pendelbewegung des Elektrons sei mit Hilfe eines quasielastischen Kraftgesetzes approximiert, das harmonische Schwingungen von derselben Umlaufzeit liefert.

Da die Feldstärke $\mathcal{E} = -\frac{d\varphi}{dx}$ und die auf das Elektron wirkende Kraft $e \cdot \mathcal{E}$ ist, werden die Elektronen von der Direktionskraft

$$K = -\frac{\pi^2 e \cdot E_0}{8 \cdot x_0} \cdot x = p \cdot x$$

in die bei $x=0$ liegende Gitterebene hineingezogen. Das äußere Abstimmssystem liege zwischen Anode und Kathode und rufe im eingeschwungenen Zustand die Wechselspannung $e = E_0 \cos \omega t$ hervor. Diese Wechselspannung erzeugt rechts und

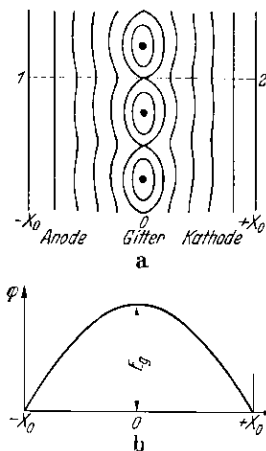


Abb. 216. Potentialverlauf in der Bremsröhre.

links des Gitters die Zusatzfelder $\mathcal{E}' = \frac{E_0}{2 \cdot x_0}$, und auf die Elektronen wirkt dementsprechend eine periodisch veränderliche zusätzliche Kraft ein. Unter Vernachlässigung der Dämpfung der Elektronen durch innere Reibung usw. gehorchen die Elektronen der Differentialgleichung:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -p \cdot x + b \cos \omega t$$

worin $b = \frac{e E_0}{2 x_0}$ gesetzt ist. Die quasielastische Bindung p muß so gewählt werden, daß für

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{p}{m}}$$

die der zweifachen Fallbewegung der Elektronen durch das Gitter entsprechende Frequenz des Elektronenumlaufs herauskommt, d. h.

$$\omega_0 = \frac{\pi}{2 \cdot x_0} \sqrt{\frac{e \cdot E_0}{2 \cdot m}}.$$

Die Anfangsbedingungen des Problems sind: Für $t = t_0$ gleich der Abflugszeit des betrachteten Elektrons von der Kathode sei auch $x = x_0$ und $\frac{dx}{dt} = 0$, d. h. die Elektronen mögen die Kathode mit der Austrittsgeschwindigkeit Null verlassen. Dann lautet die Lösung der Differentialgleichung [48]:

$$x = x_0 \cos \omega (t - t_0) + \frac{E_0 e}{4 x_0 p} [\omega (t - t_0) \sin \omega t - \sin \omega t_0 \sin \omega (t - t_0)].$$

Bezeichnet man mit:

$$\begin{aligned} A &= \frac{E_0 e}{4 x_0 p} \\ \alpha &= \omega (t - t_0) \\ \beta &= \omega t_0, \end{aligned}$$

so ergibt sich nach geeigneter Zusammenfassung:

$$x = (x_0 + A \alpha \sin \beta) \cos \alpha + (A \alpha \cos \beta - A \sin \beta) \sin \alpha,$$

woraus die Amplitude der Elektronenschwingung folgt zu:

$$X = \sqrt{x_0^2 + (A \alpha)^2 + A [2 x_0 \alpha + (A \sin \beta - 2 A \alpha \cos \beta)] \sin \beta}.$$

Die Formel zeigt, daß sich die Größe der Amplitude mit der Zeit (α) ändert, und daß der Verlauf der Schwingungen der zu verschiedenen Zeiten t_0 von der Kathode startenden Elektronen ein ganz verschiedener ist. Für gewisse Bereiche von β wächst die Amplitude von $\alpha = 0$ an stetig, für andere β -Bereiche nimmt sie zuerst ab (α klein), erreicht dann ein Minimum und nimmt erst danach wieder stetig zu. Die Grenzen der verschiedenen Bereiche sind von A abhängig. Sobald die Amplitude über x_0 hinaus wächst, tritt Anodenaussortierung ein, und nur die Elektronen mit kleineren Schwingungsamplituden lassen sich in einen Pendelprozeß eingliedern, so daß sie Energie an den äußeren Schwingungskreis abgeben.

β) Die Koppelwellen. Um die Koppelwellen zu erhalten, ist die Kopplung zwischen der schwingenden Raumladung und der Lecherleitung in die Rechnung einzuführen [49]: Durch die schwingenden Elektronen wird auf jeder der beiden als Belegungen eines Kondensators mit der Kapazität C_0 aufzufassenden Röhrenelektroden, an denen die Spannung E_1 liege, eine Ladung Q_1 und Q_2 influenziert. Die Änderung der halben Differenzladung $Q = (Q_1 - Q_2)/2$ bedingt den Ladestrom und ihre Größe ist:

$$Q = E_1 \cdot C_0 - \frac{x}{2 \cdot x_0} q = \int i_1 dt.$$

Dabei sei $q = \varrho \cdot F$ die Größe der schwingenden Raumladungsschicht von der Dichte ϱ und der Fläche F , die gleich der Fläche der Kathode und der Anode ist. $E_1 C_0$ ist die der geometrischen Kapazität entsprechende Ladung, während der zweite Summand von den schwingenden Elektronen herrührt. Aus der im Kondensator herrschenden Feldstärke erhält man

die auf ein in der Schicht x befindliches Elektron wirkende Kraft zu:

$$K = \frac{e}{\varepsilon \cdot F} \cdot \frac{Q_1 - Q_2}{2} = \frac{e}{2x_0 C_0} Q, \quad \text{da: } C_0 = \frac{F \cdot F'}{2x_0} \text{ ist.}$$

Die Differentialgleichung für die schwingenden Elektronen lautet nunmehr:

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -p \cdot x - \frac{e \cdot Q}{2x_0 C_0}, \\ \frac{d^2 x}{dt^2} &= -\omega_0^2 \cdot x - k^2 \cdot Q, \\ k^2 &= \frac{e}{m} \frac{1}{2x_0 C_0}. \end{aligned}$$

Über das an die Röhre angeschlossene Lecher-System, das den Scheinwiderstand

$$\begin{aligned} \Re_1 &= Z \Im_1 \nu l, \\ Z &= \sqrt{\frac{R + j\Omega L}{j\Omega C}}, \\ \nu &= \sqrt{(R + j\Omega L)j\Omega C} \end{aligned}$$

hat, sind E_1 und $i_1 = \frac{dQ}{dt}$ miteinander verknüpft. Da angenommen werden kann, daß Spannungen und Ströme sinusförmig sind, ist folgender Lösungsansatz gerechtfertigt:

$$i_1 = \Im_1 e^{j\Omega t} \quad \text{und} \quad x = X \cdot e^{j\Omega t},$$

und damit:

$$E_1 = -\Im_1 \Re_1 e^{j\Omega t}.$$

Andererseits war E_1 zu:

$$C_0 + \frac{x}{2x_0} \frac{q}{C_0}$$

gefunden worden, und die Gleichsetzung ergibt:

$$\frac{Q}{C_0} + \frac{x}{2x_0} \frac{q}{C_0} + \Im_1 \Re_1 e^{j\Omega t} = 0.$$

Da nun

$$Q = \int i_1 dt = \frac{1}{j\Omega} \Im_1 e^{j\Omega t}$$

ist, geht die obige Gleichung über in:

$$-\frac{\Im_1}{j\Omega C_0} e^{j\Omega t} + \Im_1 \Re_1 e^{j\Omega t} + \frac{X}{2x_0} \frac{q}{C_0} e^{j\Omega t} = 0$$

und daraus folgt:

$$X = -\Im_1 \left[\frac{1}{j\Omega C_0} + \Re_1 \right] \frac{2x_0 C_0}{q}.$$

Aus der ursprünglichen Bewegungsgleichung bestimmt sich X andererseits zu:

$$X = -k^2 \frac{1}{j\Omega(\omega_0^2 - \Omega^2)}$$

und die Gleichsetzung beider Formeln liefert:

$$(\omega_0^2 - \Omega^2)(1 + j\Omega C_0 \Re_1) - \omega_1^2 = 0,$$

wobei:

$$\omega_1^2 = k^2 \frac{q}{2x_0} \text{ ist.}$$

Nunmehr kann die Koppelfrequenz ω unter der Annahme, daß das Lecher-System ungedämpft sei ($R=0$), errechnet werden: In diesem speziellen Fall ist der Scheinwiderstand

$$\Re_1 = jZ \operatorname{tg} \omega l \sqrt{LC}$$

und die obige Endformel erhält die Form:

$$(\omega_0^2 - \omega^2) \left(1 - \omega C_0 Z \operatorname{tg} \omega l \sqrt{LC}\right) - \omega_1^2 = 0,$$

und daraus wird:

$$\operatorname{tg}(\omega l \sqrt{LC}) = \frac{1}{\omega C_0 Z} \left[1 - \frac{(\omega_1/\omega_0)^2}{1 - (\omega/\omega_0)^2}\right].$$

Die Einführung der Wellenlänge $\lambda = 2\pi c/\omega$ ergibt unter Berücksichtigung, von $c^2 = 1/LC$ die Frequenzgleichung:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} &= \frac{\lambda}{2\pi c C_0 Z} \left[1 - \frac{(\lambda_0/\lambda_1)^2}{1 - (\lambda_0/\lambda)^2}\right] \\ &= \frac{1}{2\pi c C_0 Z} [1 - T]. \end{aligned}$$

Darin haben die Größen λ_0 und λ_1 folgende Werte:

$$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = \frac{2\pi c 2x_0}{\pi \sqrt{E_g} \sqrt{2m}} = \frac{\text{const}}{\sqrt{E_g}}.$$

λ_0 ist also die reine, vom Außenkreis nicht beeinflusste Elektronenwelle.

$$\lambda_1 = \frac{2\pi c}{\omega_1} = \frac{2\pi c x_0}{\sqrt{2m} \sqrt{q}}.$$

Um die Betrachtungen von speziellen Werten von C_0 und Z unabhängig zu machen, seien folgende Korrekturen eingeführt, die sich nur durch den Faktor $2\pi c C_0 Z$ von den alten unterscheiden:

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= \lambda' \\ l &= l' \\ \lambda_0 &= g_0 \\ \lambda_1 &= g_1 \end{aligned} \right\} \cdot 2\pi c C_0 Z.$$

Durch diese Substitution wird:

$$\lambda_0/\lambda_1 = \omega_1/\omega_0 = g_0/g_1 = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{q/C_0}{2E_g}}.$$

Durch Einsetzen dieser neuen Größen in die obige Frequenzgleichung erhält man schließlich:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \frac{2\pi l'}{\lambda'} &= \lambda' \left[1 - \frac{(g_0/g_1)^2}{1 - (g_0/\lambda')^2}\right] \\ &= \lambda' [1 - T]. \end{aligned}$$

Die Diskussion dieser abschließenden Frequenzgleichung führt zu folgenden Ergebnissen: Die Größe g_0/g_1 ist offenbar für die Kopplung zwischen beiden Schwingungen maßgebend, denn setzt man sie gleich Null, so ergibt sich:

$$\frac{2\pi l'}{\lambda'} \operatorname{tg} \frac{2\pi l'}{\lambda'} = 2\pi l',$$

nämlich die schon von früher her bekannte Gleichung für eine einseitig kurzgeschlossene Lecher-Leitung. Je größer andererseits der Quotient T

wird, desto mehr weichen die Koppelschwingungen von der Eigenfrequenz des Lecher-Systems ab.

Ferner ist g_0/g_1 abhängig von $\frac{q/C_0}{2E_0}$, dem Quotienten zweier Spannungen, da q/C_0 die Spannung darstellt, die die Ladung q hervorruft, wenn sie auf den Kondensator C_0 gebracht wird. Theoretisch kann g_0/g_1 höchstensfalls gleich 1 werden, in welchem Fall die Wechselspannung zwischen Anode und Kathode die Gitterspannung gerade kompensiert, so daß keine Schwingungen mehr möglich sind. In allen praktischen Fällen wird das Verhältnis klein gegen 1 sein, nämlich in der Größenordnung von einigen Hundertsteln bis Zehnteln liegen.

In der Abb. 217 sind die für zwei verschiedene Werte von g_0/g_1 errechneten Kurvenscharen aufgetragen, und die Analogie mit dem Rück-

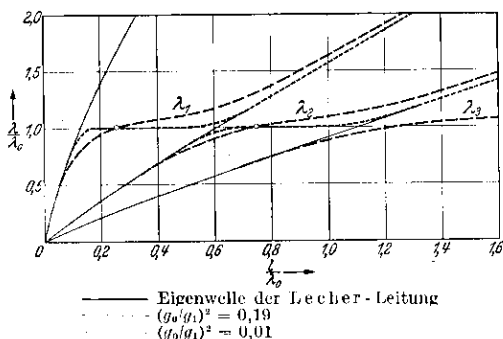


Abb. 217. Frequenzkurven des Elektronengenerators nach Wundt.

koppelmodell (Abb. 220) springt sogleich in die Augen. Vom Koordinatennullpunkt an folgen die Koppelwellen zunächst den Eichkurven des Lecher-Systems, verlassen dieselben aber, sobald sich λ/λ_0 dem Wert 1 nähert und gehen asymptotisch wieder in die Eigenschwingung des Lecher-Systems über, jedoch für diejenige Harmonische, deren Ordnungszahl jeweils um 1 größer ist. Je kleiner g_0/g_1 , d. h. je loser die

Kopplung, um so schneller geht der Übergang von der einen Oberwellenkurve auf die nächsthöhere Harmonische vor sich. Für $\lambda/\lambda_0 = 1$ erreicht l die Werte: $\lambda_0 \left(\frac{n}{2} - \frac{1}{4} \right)$: In diesen Punkten schneiden sich daher alle Kurven mit dem Parameter g_0/g_1 .

γ) Die Dämpfung des Koppelsystems. Die Berücksichtigung des bis jetzt noch vernachlässigten Widerstands R des Lecher-Systems geschieht unter der Voraussetzung:

$$R/\Omega L \ll 1 \quad \text{und} \quad R/\Omega C \ll 1.$$

Dann erhält man für den Scheinwiderstand des Lecher-Systems:

$$\Re_1 = Z \Im \left(\frac{R}{Z} + j \Omega \sqrt{LC} \right) l.$$

Dieser Wert ist in die oben entwickelte Frequenzgleichung einzusetzen und ergibt unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung und auf Grund eines dem Vorangehenden analogen Rechnungsgangs, wenn

$$(g_0/\lambda')^2 = a \quad \text{und} \quad (g_0/g_1)^2 = b$$

gesetzt wird, für den Dämpfungsexponenten:

$$\alpha = \frac{\pi e R}{Z} \frac{l' [1/\lambda'^2 (1-a)^2 + (1-a-b)^2]}{(1-a)(1-a-b) + 2ab + 2\pi l' [(1-a-b)^2 + 1/\lambda'^2 (1-a)^2]}.$$

Setzt man darin $b=0$, so erhält man die Dämpfung des aus Lecher-System und Röhre allein bestehenden Schwingungskreises.

Die Werte a und b sind nach der Kopplungsgleichung:

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi l'}{\lambda'} = \chi' \left[1 - \frac{b}{1-a} \right]$$

miteinander verknüpft und die sich hiernach als Funktion von l ergebenden Dämpfungswerte a_n sind in der Abb. 218 punktiert eingetragen. Auch

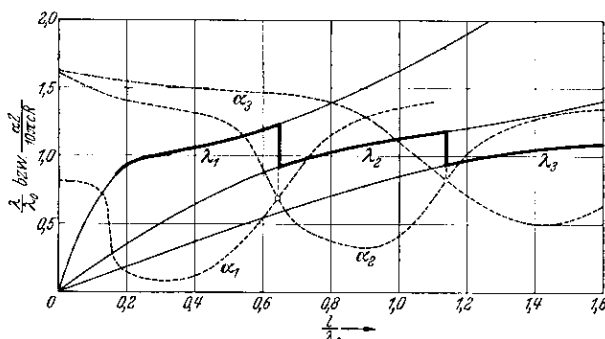


Abb. 218. Dämpfungskurven und Schwingbereiche des Elektronengenerators.

hier erkennt man einen im wesentlichen ähnlichen Verlauf wie bei dem oben behandelten Rückkoppelmodell, nur daß die Einsattlungen mit zunehmender Ordnungszahl immer geringer werden.

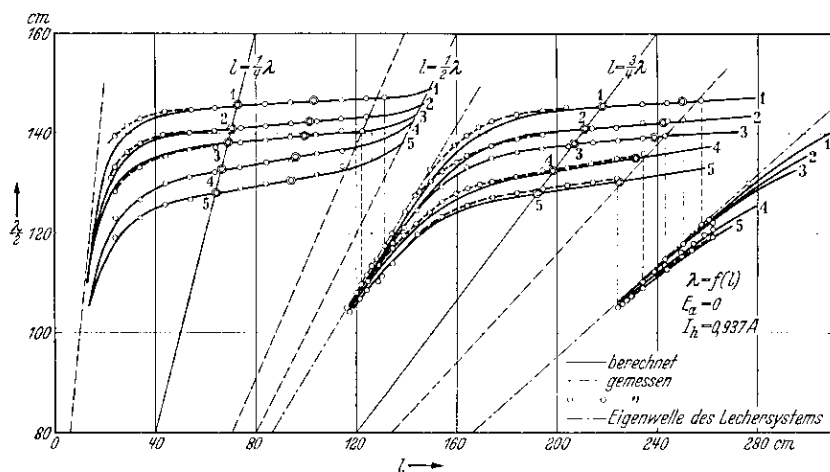


Abb. 219. Theoretische Wellenbereiche nach Wundt.

Um nun die die verschiedenen Oberwellenbereiche begrenzenden Unstetigkeitsstellen zu ermitteln, ist hier genau so wie vorher von der Anfachung des Koppelsystems durch die Bremsröhre auszugehen. Man macht jedoch zunächst keinen allzugroßen Fehler, wenn man annimmt, daß der Sprung von der einen Harmonischen auf die nächsthöhere an

den Stellen, wo $\alpha_n = \alpha_{n+1}$ ist, d. h. wo sich zwei Dämpfungslinien schneiden, stattfinden wird.

Unter dieser Annahme hat Wundt die Wellenkurven eines Bremsfeldsenders errechnet und mit seinen in engster Anlehnung an die Theorie durchgeführten Messungen verglichen. Die Versuche wurden mit verschiedenen Gitterspannungen von 100—180 V angestellt, dem durch die entsprechenden Verhältnisse λ_0/λ_1 Rechnung getragen ist. Die in der Abb. 219 zum Ausdruck kommende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist in Anbetracht der zahlreichen, auf die Erscheinungen einwirkenden Faktoren als sehr gut zu bezeichnen. Im Einklang mit der Theorie verlaufen die Kurven um so flacher, je größer E_g , d. h. je kleiner λ_0 ist.

d) Die primäre Anfachung. In Wirklichkeit liegen die Sprungstellen nicht immer am selben Ort, sondern sind je nach der Richtung, in der die Messung vorgenommen wird, verschieden. Die Erklärung für die so entstehenden Ziehschleifen ergibt sich, wenn man die obige Annahme $\alpha_n = \alpha_{n+1}$ fallen läßt, und statt dessen die Anfachung durch die Bremsröhre in das Dämpfungsdiagramm einführt. Zu diesem Zweck ist von dem Energiegehalt eines mit der Amplitude X schwingenden Elektrons auszugehen [48]:

$$I = \frac{p}{2} X^2,$$

welches die Leistung:

$$L = \frac{dI}{dt} = \frac{p}{2} \frac{dX^2}{dt}$$

abgibt. Führt man dies für X auf Grund der oben abgeleiteten Amplitudengleichung (S. 175) durch, so erhält man:

$$L = p \omega [\alpha A^2 + A (x_0 - A \cos \beta) \sin \beta],$$

wobei die Bezeichnungen dieselben wie bei dem ursprünglichen Ansatz geblieben sind. Bezeichnet man mit a die Zahl der Schwingungen, die ein Elektron im Mittel um das Gitter ausführen kann, dann wird die Energie:

$$I = \frac{p}{2} (X_a^2 - X_0^2) = \frac{p}{2} a [A^2 a + 2 A (x_0 - A \cos \beta) \sin \beta].$$

Damit das Elektron Energie an den äußeren Kreis abgibt, muß I negativ werden, und die Integrationsgrenzen β_1 und β_2 sind so zu wählen, daß für $\omega (t - t_0) : a : I \leq 0$ ist. Aus der Gleichung für I bestimmt sich danach β zu:

$$\sin \beta \leq - \frac{A (a - 2 \cos \beta \sin \beta)}{2 x_0}$$

oder, da $2 \sin \beta \cos \beta$ gegen a vernachlässigt werden kann:

$$\sin \beta \leq - \frac{A \cdot a}{2 x_0}.$$

Treten pro Zeit- und Flächeneinheit n Elektronen aus der Kathode aus, und ist die emittierende Fläche gleich F , dann ist die in der Zeit dt dem System zugeführte Energie:

$$dI = \frac{p}{2} a n F [A^2 a + 2 A (x_0 - A \cos \beta) \sin \beta] dt$$

und die von der Röhre insgesamt abgegebene Leistung errechnet sich zu:

$$L = \frac{1}{2\pi} \int_{\beta_1}^{\beta_2} dI = \frac{p}{4\pi} a n F [A^2 a \beta - 2 A x_0 \cos \beta - A^2 \sin^2 \beta]_{\beta_1}^{\beta_2}$$

oder, da sich β durch

$$\beta_{12} = \frac{3\pi}{2} \mp \frac{\pi}{2} \sqrt{1 - \frac{A \cdot a}{2 \cdot x_0}}$$

approximieren läßt:

$$L = \frac{p}{4\pi} a n F \left[A^2 a \pi \sqrt{1 - \frac{A \cdot a}{2 x_0}} - 4 A x_0 \sqrt{1 - \left(\frac{A \cdot a}{2 x_0} \right)^2} \right].$$

Unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung in A erhält man daraus für gegen Null gehende Wechselamplituden E_0 :

$$L = - \frac{p \cdot A \cdot a \cdot x_0 \cdot n \cdot F}{\pi}.$$

Werden nunmehr die Werte für p und A eingesetzt und bedenkt man, daß $e n F = i =$ Emissionsstrom der Röhre im schwingungslosen Zustand ist, so ergibt sich schließlich:

$$L = - \frac{E \cdot i \cdot a}{4 \pi}.$$

Nun ist aber für i nicht der volle Wert einzusetzen, weil ja nur ein Teil der zum Gitter hin fliegenden Elektronen durch dasselbe hindurchtritt und an dem Schwingungsprozeß teilnimmt, sondern es ist nur αi einzusetzen, wenn α die Gitteröffnung bedeutet, die ungefähr dem Verhältnis der Gittermaschen zur gesamten Gitterfläche entspricht. Nur wenn die dann abgegebene Leistung absolut genommen größer als die vom Außenkreis verbrauchte Leistung L' ist, können sich Schwingungen erregen. Ist α wieder der Dämpfungsexponent der Koppelschwingungen und E_0 die Spannungsamplitude gemessen an der Kapazität C_0 , dann ist:

$$L' = C_0 E_0^2 \alpha$$

und die Bedingung für die Schwingungsbereiche lautet:

$$\begin{aligned} |L| &\geq |L'| \\ \frac{\alpha i a}{4 \pi C_0 E_0} &\geq \alpha. \end{aligned}$$

Um nun an Hand dieses Resultats den Verlauf der Koppelwellen bei Veränderung des Lecher-Systems auf Grund der im Vorangehenden ermittelten Frequenz- und Dämpfungsdiagramme im einzelnen bestimmen zu können, sei der gleiche Ordinatenmaßstab η eingeführt, worauf die Anfachungsbedingung lautet:

$$\frac{\alpha i a}{E_0} \frac{Z}{4 \pi^2 C_0 R c} \geq \eta.$$

Die linke Seite dieser Gleichung ist unabhängig von der Wellenlänge und wird lediglich durch die Röhrenkonstanten und das Lecher-System bestimmt. Sie läßt sich infolgedessen in den Dämpfungsdiagrammen durch eine Parallele zur Abszissenachse darstellen. Genau so wie beim Rückkoppelmodell können sich die Schwingungen auch hier nur dann erregen, wenn die Dämpfungskurve unterhalb der Anfachungsgeraden verläuft.

Bei der den Dämpfungs- und Koppelwellenkurven der Abb. 217 und 218 zugrunde gelegten Anordnung war:

$$i = 60 \cdot 10^{-3} \text{ A}$$

$$Z = 444 \Omega$$

$$C_0 = 6,9 \text{ cm}$$

$$K = 1 \Omega/\text{cm}$$

$$E_0 = 15 \text{ V,}$$

während x zu 0,025 und a zu 20 geschätzt werden können. Für dieses Beispiel ergibt sich η zu 0,075 und dieser Wert ist in der Abb. 220 als

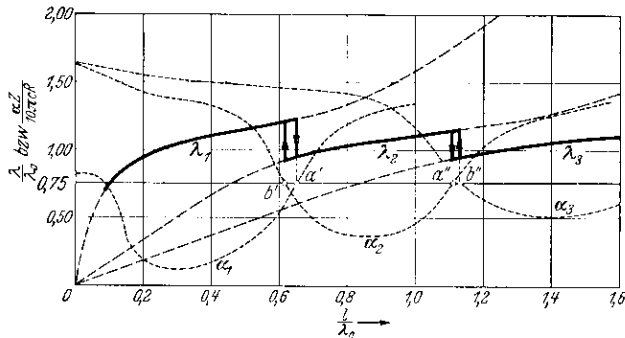


Abb. 220. Die primäre Anfachung im Frequenz- und Dämpfungsdiagramm nach Edler.

horizontale Anfachungsgerade eingetragen. Durch die Schnittpunkte a und b finden die Ziehschleifen auf dieselbe Weise wie vorher ihre Erklärung.

Die Energiebilanz bietet ohne weiteres die Möglichkeit, die Spannungsamplitude E zu errechnen. Die Leistung war:

$$L = \frac{p}{4 \cdot \pi} a n F \left[A^2 \pi \sqrt{1 - \frac{A a}{2 x^2}} - 4 A x_0 \sqrt{1 - \left(\frac{A a}{2 x_0} \right)^2} \right]$$

oder nach Einsetzen der Werte für A und p :

$$L = \frac{i \times \pi E_0}{8} \left[\left(\frac{E a}{E_0 \pi^2} \right)^2 \pi \sqrt{1 - \frac{E a}{E_0 \pi^2}} - 2 \frac{E a}{E_0 \pi^2} \sqrt{1 - \left(\frac{E a}{E_0 \pi^2} \right)^2} \right]$$

und wenn $\frac{E a}{E_0 \pi^2} = d$ gesetzt wird:

$$L = \frac{i \times \pi E_0}{8} (d^2 \pi \sqrt{1 - d} - 2 d \sqrt{1 - d^2}).$$

Soll Gleichgewicht bestehen, so muß diese Leistung gleich der vom Schwingungskreis verbrauchten Leistung sein, und die Bedingung für die Spannungsamplitude lautet:

$$\frac{i \times \pi E_0}{8} [d^2 \pi \sqrt{1 - d} - 2 d \sqrt{1 - d^2}] = C_0 E_0^2 x.$$

Die linke Seite stellt die von der Röhre abgegebene Leistung als Funktion von d dar. Der Klammerausdruck $[d^2 \pi \sqrt{1 - d} - 2 d \sqrt{1 - d^2}]$ hat für $d=0,38$ ein Minimum, d. h. hierfür wird die abgegebene Leistung ein Maximum sein. Das bedeutet, daß man, um von einer gegebenen

Röhre die größte Leistung zu erhalten, die Anpassung bei sonst gegebenen Verhältnissen so zu wählen hat, daß die Wechselamplitude $= 0,38 \frac{E_a \pi^2}{a}$ wird. Für das obige Beispiel würde dieses Maximum eine Wechselspannung von 30 V bedingen.

Die maximale Leistungsabgabe wird für $d = 0,38$:

$$L_{\max} = 0,134 \kappa i_a E_a$$

und beträgt, da $\kappa < 1$ ist, nur einen kleinen Bruchteil der vom Gitter aufgenommenen Gleichstromleistung.

Zum Schluß dieser theoretischen Behandlung des Bremsfeldgenerators als Koppelsystem sei noch darauf hingewiesen, daß die Resonanzspannungen natürlich nicht allein die Frequenz, sondern auch die Aussortierung von Elektronen an der Anode entscheidend beherrschen, wie sie in dem geschilderten sprunghaften Anstieg des Anodenstroms zum Ausdruck kommt. Da die absolute Höhe des Resonanzmaximums nicht allein von der Dämpfung, sondern auch von der Anfachung abhängig ist, wird die Spannung auch bei Resonanz solange steigen, bis die Aussortierung das Optimum an Schwingungsenergie liefert. Trotzdem kann der Anodenstrom nur in grober Annäherung als Maß für die Schwingungsintensität gelten, weil neben der Anodenaussortierung noch die von i_a nicht mit erfaßte Aussortierung an der Kathode und die Phasenaussortierung wirksam bleibt. Als praktische Regel gilt indessen in den meisten Fällen, daß das Optimum der äußeren Abstimmung, wenigstens bei der Grundschwingung, dann vorliegt, wenn der Anodenstrom am stärksten von seinem bei sonst unveränderten Betriebsverhältnissen geltenden Ruhewert abweicht.

C. Die Inversionstheorie des Bremsfeldsenders.

Die ganze bisherige Betrachtung des Elektronengenerators, und zwar sowohl was die Vorgänge im Inneren der Röhre als auch die Koppel-effekte angeht, fußt auf der Vorstellung von Elektronen- oder Raumladungsspendelungen im Barkhausenschen Sinne. Wie das Experiment beweist, ist diese Vorstellung auch tatsächlich gerechtfertigt, sofern die Röhre bestimmten Anforderungen hinsichtlich der Elektrodenabmessungen und der Homogenität ihrer Beschleunigungs- und Verzögerungsfelder genügt. Es hat sich nämlich gezeigt, daß die normalerweise zur Charakterisierung einer Röhre üblichen elektrischen Bestimmungsgrößen, wie Steilheit und Durchgriff, zur Kennzeichnung ihre Schwingfähigkeit in der Bremsfeldschaltung nicht mehr ausreichen. So können Röhren mit verschiedenen Gitterkonstruktionen bei gleichbleibenden Elektrodenradien zum Beispiel denselben Durchgriff behalten, wenn nur ihre Gitterdurchlässigkeit konstant gelassen wird, und doch arbeiten sie in Bremsfeldschaltung ganz verschieden. In dieser Hinsicht sei an die experimentellen Untersuchungen erinnert, wonach die vollständigen Abstimmkurven mit ihren, den Barkhausenschen Raumladungsschwingungen entsprechenden *A*-Bereichen und ihren, durch die Resonanz mit den Außenkreisen gekennzeichneten *B*-Bereichen nur mit Röhren mit genügend feinmaschigem Gitter erhalten werden, während

bei groben Gittern unter sonst unveränderten Bedingungen die *A*-Bereiche immer mehr zurücktreten, bis schließlich nur noch die *B*-Bereiche übrig bleiben (vgl. Abb. 164).

Für praktische Zwecke, wo man möglichst große Energie anstrebt und auf eine weite Frequenzvariation verzichten kann, sind infolgedessen Röhren mit großer Gitterdurchlässigkeit, die aus Gründen einer möglichst hohen thermischen Belastbarkeit nur mit grobem Gitter herstellbar sind, vorzuziehen. Eine solche Röhre arbeitet dann lediglich als leistungsumsetzendes Steuerorgan, welches ein resonanzfähiges Schwingungssystem auf Grund eines Rückkoppelvorgangs in seiner Eigenwelle anregt. Andererseits bleibt die Tatsache, daß die Elektronenlaufzeiten und Spannungen die Frequenzbereiche beherrschen, sowie die Erscheinung, daß sich auch nichtharmonische Zwergwellen anfanzen lassen, bestehen. Wenn nun die pendelnden Raumladungen als mit einer bestimmten Eigenfrequenz schwingendes Primärsystem fortfallen, wird natürlich die Auffassung des Elektronengenerators als Koppelsystem hinfällig, und es erhebt sich die Frage, wie in diesem Fall die obigen, bei den Selbsterregungsmethoden der normalen Hochfrequenztechnik in dieser Form nicht bekannten Erscheinungen zu erklären sind. Hier sucht die im folgenden geschilderte Inversionstheorie eine Brücke zu schlagen zu den reinen Rückkoppelschwingungen, indem sie die statischen Selbsterregungsbedingungen für die Bremsfeldmethode aufstellt und dieselben ebenso wie es in Kapitel 2 bei der rückgekoppelten gittergesteuerten Röhre geschehen ist, durch Einführung von „ultradynamischen“, d. h. die Elektronenträgheit erfassenden Kennlinien auf die speziellen Verhältnisse bei extrem hohen Frequenzen erweitert [50].

a) Die Kennlinien der Bremsröhre.

Um die Bremsröhre als Steuerorgan erkennen und mit einer gittergesteuerten Röhre vergleichen zu können, werde das Grundprinzip vorangestellt, daß eine Bremsröhre aus einer normalen Triode lediglich dadurch entsteht, daß die Rollen von Gitter und Anode vertauscht werden. Die Anode, die von nun an, um den Unterschied gegenüber dem positiven Gitter zu unterstreichen, als Bremsselektrode bezeichnet sei, erhält also die Bedeutung einer Steuerelektrode, während das Gitter als Anode wirkt und durch einen äußeren Widerstand zu belasten ist.

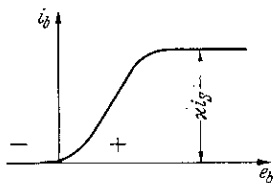


Abb. 221.
Statische Bremskennlinie.

a) Die Bremskennlinie. Wird das „Bremspotential“ e_b geändert, so nimmt der „Bremsstrom“ i_b den in der Abb. 221 dargestellten Verlauf einer typischen Sättigungscharakteristik, sofern Störungen durch Elektronenschwingungen z. B. durch Wahl der Elektrodenradien, durch ein grobes Gitter sowie durch Einregulierung der Betriebsverhältnisse mit Sicherheit vermieden werden. Je nach der Stärke des Gegenfeldes gehen mehr oder weniger Elektronen zur Bremsselektrode über. Ist e_b stärker positiv, so werden alle durch das Gitter in den Bremsraum eintretenden Elektronen über die Bremsselektrode abfließen, und i_b erreicht einen durch

αi_s gegebenen Sättigungswert, wenn α wieder die Gitterdurchlässigkeit, d. h. das Verhältnis der Maschen zu der gesamten Gitterfläche bedeutet. Die Steilheit S_b der Bremskennlinie ist im mittleren linearen Teil $= di_b/dv_b$ und wird, da es sich um die Beziehung zwischen einer Spannung und dem von ihr gelieferten Strom, d. h. um eine Widerstandskennlinie handelt, zweckmäßig durch den inneren Bremswiderstand der Röhre $R_{ib} = 1/S_b$ ersetzt. Bei genügend hohen Sättigungsströmen (0,1 A) und mit sehr groben Gittern (Telefunkenröhre RS 296) läßt sich praktisch eine Steilheit von 10 mA/V oder ein Bremswiderstand von 100 Ω erzielen.

Um den Verlauf der Bremskennlinie qualitativ genauer diskutieren zu können, sei die Potentialverteilung im Bremsraum betrachtet unter den vereinfachenden Annahmen, daß:

a) kein Spannungsgefälle längs des Heizfadens vorhanden sei, daß

b) die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen vernachlässigt werden kann, daß ferner

c) die Elektronenbewegung rein radial erfolge und schließlich:

d) daß die den Bremsraum begrenzenden Elektroden eben sind, was im Hinblick auf die verhältnismäßig großen Radien praktisch gut erfüllt ist.

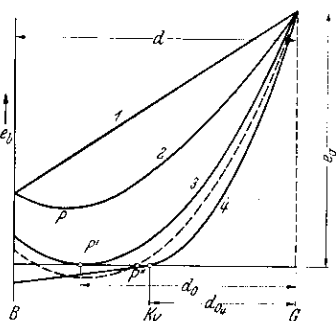


Abb. 222. Potentialverteilung im Bremsraum.

Tritt nun ein Elektronenstrom αi_s durch die Gittermaschen in den Bremsraum ein, und ist das Bremspotential e_b zunächst positiv, so verläuft das Potentialgefälle nicht einfach linear, sondern ist der Langmuirschen Raumladungstheorie gehorchend nach unten durchgekrümmt, wie es die Kurve 2 in Abb. 222 veranschaulicht, wobei sich im Punkte P ein Potentialminimum ausbildet. Wird e_b allmählich verringert, so nähert sich dieses Potentialminimum immer mehr der x -Achse, bis der durch Kurve 3 bezeichnete Zustand eintritt, daß die Potentialkurve die Abszissenachse im Punkt P' eben tangiert. Wird dieser kritische Zustand überschritten, so schneidet die Potentialkurve die Achse im Punkt P''. Das heißt aber, die Elektronen kommen hier zur Ruhe und werden wieder zum Gitter hin beschleunigt. Die Raumladung zum Gitter hin wird jetzt aber durch den Umkehrstrom verstärkt, wofür zur Brems- elektrode hin ein ladungsfreier Raum entsteht. Die gestrichelte, aus den Kurven 1—3 weiterentwickelte Verteilungskurve ist infolgedessen durch die Kurve 4 zu ersetzen, wodurch die Potentialnullfläche K_v etwas weiter von der Brems- elektrode abrückt.

Bekanntlich bezeichnet man die Potentialnullfläche K_v als „virtuelle Kathode“ und schreibt ihr alle Eigenschaften einer reellen Glühkathode zu, so daß der Raum zwischen K_v und B als eine Diode angesehen werden kann. Gegenüber einer normalen Diode mit reellem Heizfaden ergeben sich jedoch einige, durch die besondere Anordnung bedingte Unterschiede. So ist die virtuelle Kathode als ein Elektronenreservoir anzusehen,

welches keine Austrittsarbeit erfordert, da dieselbe ja schon am Glühdraht geleistet worden ist. Ferner ergibt sich, daß der Abstand $d - d_{04}$ durch die Wahl der Betriebsverhältnisse außerordentlich gering eingestellt werden kann, weitaus kleiner jedenfalls, als es aus rein technischen Gründen mit einer reellen Kathode möglich ist. Dementsprechend ist selbst bei geringen Bremspotentialen die beschleunigende Feldstärke groß und die Raumladungsdichte $\rho = i_b/v$ wird stark vermindert. Schließlich kommt hinzu, daß die Raumladungsdichte vor der Brems Elektrode an sich schon bei weitem nicht den Wert, wie in unmittelbarer Nähe des Glühfadens erreichen kann, denn die Stromdichte $j = i_b/F = i_b/2\pi r l$ ist wegen des den Glühdrahtradius um mehrere Größenordnungen übertreffenden

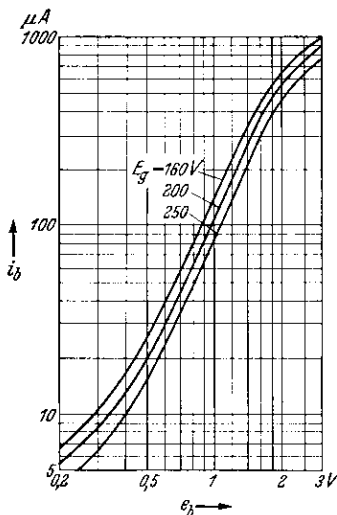


Abb. 223. Bremskennlinie in logarithmischem Maßstab nach Carrara.

Unter Berücksichtigung der Temperaturgeschwindigkeit und der Heizspannung läßt sich der Anlaufstrom darstellen durch:

$$i_b = \frac{\kappa i_s}{l} e^{-A e_b} \left(1 - e^{-A e_b} \right) \left(A = \frac{\varepsilon \varphi}{K \cdot T^0} \right),$$

woraus für konstante Betriebsverhältnisse folgt:

$$i_b = \text{const} \cdot e^{-A e_b}.$$

Trägt man infolgedessen die Logarithmen des zur Brems Elektrode übergehenden Stromes als Funktion des Bremspotentials graphisch auf, so erhält man für das untere Krümmungsgebiet eine Gerade, aus deren Neigung die Temperatur des Elektronengases in Übereinstimmung mit der Glühtemperatur des Fadens hervorgeht.

In ihrem linearen Mittelteil wird die Bremscharakteristik indessen außer durch den Heizspannungsabfall durch Raumladungen vorgebeschrieben. Trägt man nämlich die Bremskennlinie in doppelt logarithmischem Maßstab auf, so entstehen die Kurven der Abb. 223, die zwischen

Radius der virtuellen Kathode viel geringer, als auf dem Glühfaden selbst. Zuletzt ist noch die homogene Feldverteilung zwischen B und K_p zu erwähnen, wie sie sich in normalen Röhren wegen der Inselbildung um das Gitter niemals erreichen läßt [51].

Alle diese Überlegungen führen zwangsläufig zu dem Resultat, daß die Bremsdiode eine rechtwinklige Kennlinie erwarten ließe, wenn dem nicht die Voraussetzungen a und b entgegenstehen würden. Das bei der Bremsröhre in ihrer üblichen Form als direkt geheizte Wolframröhre unvermeidliche Spannungsgefälle e_h längs des Heizfadens bewirkt nämlich, daß sich die Bremscharakteristik aus einer großen Zahl um e_h parallel verschobener Partialkennlinien zusammensetzt und infolgedessen um e_h verflacht ist, während die nach dem Maxwell-Gesetz verteilte Anlaufgeschwindigkeit der Elektronen den unteren und oberen Knick abrunden.

$e_b = 0,5$ und $1,6$ V etwa linear verlaufen [52]. Innerhalb dieser Grenzen kann man also schreiben:

$$i_b = \text{const} \cdot e_b^n,$$

wenn n die Neigung, wie sie sich für die abgebildeten Kurven zu rund 2 ergibt, bedeutet. In dieser Form ist die Gleichung mit der bekannten Raumladungsformel einer normalen Diode, nämlich:

$$i_a = \frac{k \cdot l}{r_a \beta^2 e_h} \epsilon_a^{5/2}$$

identisch, wenn l die axiale Röhrenlänge und β eine Funktion von r_a/r_k darstellt. Da die Exponenten in beiden Fällen ebenfalls übereinstimmen, besteht die Möglichkeit, den Radius von r_k durch Gleichsetzen beider Ausdrücke zu ermitteln. Führt man die Rechnung durch, so findet man angenäherte Übereinstimmung zwischen r_a oder richtiger r_b und r_k . Damit ist der exakte Beweis erbracht, daß die virtuelle Kathode, denn um diese kann es sich wegen $r_k > r_g$ nur handeln, tatsächlich unmittelbar vor der Brems-
elektrode liegen muß.

β) Übernahmesteuerung. Wenn die Röhre im Sättigungsgebiet arbeitet, d. h. wenn die Gitterruhespannung E_{g0} größer als die Sättigungsspannung E_s ist, dann verteilt sich der konstante Sättigungsstrom i_s so auf Brems-
elektrode und Gitter, daß die Summe der über beide Elektroden abfließenden Ströme immer i_s ergibt, d. h. $i_g + i_b = i_s = \text{const}$, oder, wenn man lediglich die Stromänderungen betrachtet: $di_b + di_g = 0$, oder:

$$di_g = -di_b.$$

Die Folge dieser Stromverteilung, wonach jede Stromänderung auf der Bremsseite sich auch gitterseitig in gleicher Größe, nur mit umgekehrtem Vorzeichen auswirken muß, ist die, daß die ganze Bremskennlinie spiegelbildlich auf die Gitterseite übernommen wird, wie es die Abb. 224 veranschaulicht. Der Ausgangsstrom läßt sich demnach ebenso wie bei einer raumladungsgesteuerten Röhre mittels des Steuerpotentials an der Brems-
elektrode beeinflussen, nur mit dem Unterschied, daß die Steilheit der Übernahmekenlinie S_d negativ ist, was für die Selbsterregung von Wichtigkeit sein wird, und daß die Verteilungssteuerung einen Leistungsaufwand erfordert, weil die Brems-
spannung e_b ja denselben Strom, wie er auf der Gitterseite auftreten soll, durch den inneren Bremswiderstand R_{ib} treiben muß.

Die auf der Gitterseite auftretenden Stromschwankungen können an einem Belastungswiderstand R_g in Spannungsschwankungen oder in Nutzleistung umgesetzt werden. Hier ergibt sich nun ein weiterer bedeutender Unterschied gegenüber der raumladungsgesteuerten Röhre insofern, als die Belastung ohne jede Rückwirkung auf die Stromverteilung bleibt, weil die Röhre gitterseitig gesättigt ist oder, was auf dasselbe herauskommt, weil ihr innerer Gitterwiderstand R_i unendlich hoch ist. Voraussetzung ist freilich, daß die am Belastungswiderstand R_g auftretenden Ausgangsspannungen $di_g \cdot R_g$ niemals größer als $E_{g0} - E_s$

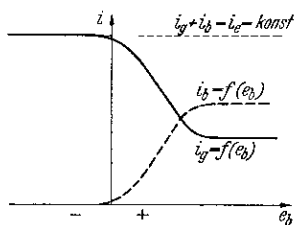


Abb. 224. Übernahmekenlinie.

werden dürfen, weil sonst die Sättigungsbedingung nicht mehr erfüllt bleibt:

$$di_g \cdot R_g \leq E_{g0} - E_s.$$

Das sich bei richtiger Einstellung ergebende Gitterarbeitsdiagramm ist in der Abb. 225 dargestellt und besteht aus verschiedenen in ihren horizontalen Teilen um $di_g = -di_b$ verschobenen Sättigungskennlinien, denen also verschiedene Bremspotentiale als Parameter zugrunde liegen, und auf denen die jeweiligen Spannungsabfälle $i_g \cdot R_g$ von der Gitterspeisespannung E_{g0} aus abgetragen sind. Die Endpunkte bestimmen die durch E_{g0} gehende Spannungsgerade, die auch bei dem maximal auftretenden Gitterstrom nicht über E_s hinausreichen darf.

Abb. 225. Übernahmekennlinienfeld mit e_b als Parameter und Belastungskennlinie.

Praktisch läßt sich ein unendlich hoher Sättigungswiderstand freilich auch mit Wolframkathoden nicht herstellen, sondern R_i wird immer einen, wenn auch noch so hohen endlichen Wert besitzen. Nimmt man, um dies zu berücksichtigen, die statischen Übernahmekennlinien bei verschiedenen Gitterpotentialen e_g als Parameter auf, so entsteht das in Abb. 226 gezeichnete Kennlinienfeld, durch welches die punktierte Arbeitskennlinie nach Maßgabe von R_g hindurchläuft. Um nach Möglichkeit den Anschluß an die Theorie der normalen Raumladungsröhren zu bewahren, kann man zunächst ohne allzugroße Fehler annehmen, daß sich die Bremskennlinie bei verschiedenen Gitterspannungen nicht ändert, und daß sich die statischen Übernahmekennlinien ohne Formänderung in Ordinatenrichtung parallel verschieben. Was die Steilheit S_d der dynamischen Übernahmekennlinie betrifft, so verhält sich dieselbe offenbar ganz analog der Arbeitskennlinie einer Raumladungsröhre, d. h. sie wird mit zunehmender Belastung immer geringer.

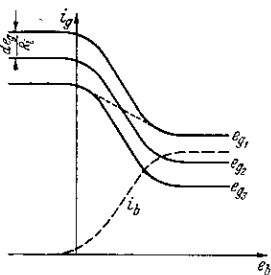


Abb. 226. Übernahmekennlinienfeld mit gestrichelter Arbeitskennlinie bei unvollkommener Sättigung.

Die dynamische Übernahmebeziehung läßt sich aus der statischen am übersichtlichsten ableiten, indem man die normale Röhrentheorie unter Einführung eines, die unvollkommene Sättigung erfassenden „Durchgriffs“ $D = de_b/de_g$, dem im übrigen alle Eigenschaften des Durchgriffs einer normalen Triode zugeschrieben werden mögen, und unter Einführung einer Steuerspannung $e_{st} = e_b + D \cdot e_g$ auf das Übernahmekennlinienfeld anwendet [53]. Dann ist dieser Durchgriff ganz analog der Barkhausenschen Röhrenformel mit S_d und R_i durch $S_d \cdot D \cdot R_i = 1$ verknüpft und ergibt sich, wenn man S_d durch $-1/R_{ib}$ ersetzt zu:

$$D = -R_{ib}/R_i.$$

Da R_{ib} im wesentlichen durch die Gitterdurchlässigkeit und R_i durch die Emissions- bzw. Sättigungseigenschaften der Kathode bestimmt ist,

muß D auch hier als Röhrenkonstante gelten. Für Wolframröhren beträgt dieser „Durchgriff“ unabhängig von den Elektrodenradien nur Bruchteile eines Promilles, bei Oxydkathoden steigt er bis auf 1% an.

Nunmehr läßt sich die Steilheit der dynamischen Übernahmekennlinie folgendermaßen bestimmen:

$$S_d = \frac{di_g}{de_{st}} = \frac{di_g}{de_b + D \cdot de_g}$$

oder, wenn man di_g durch $-di_b$ ersetzt:

$$S_d = -\frac{1}{R_{ib}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_g}{R_i}}$$

Hieraus läßt sich leicht für die dynamische Stromübernahme ablesen:

$$di_g = -di_b \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_g}{R_i}}$$

Da R_i bei Wolframröhren in der Größenordnung von $10^6 \Omega$ liegt, macht sich die Abweichung von der statischen Stromübernahme erst bei sehr hohen Belastungswiderständen R_g bemerkbar.

γ) Die ultradynamische Übernahme. Es ist klar, daß die vorstehenden Überlegungen nur solange Gültigkeit haben, als die statischen Kennlinien erhalten bleiben. Wird die Frequenz der Steuerwechselspannung an der Bremsselektrode jedoch immer höher, so gelangt man allmählich in das Gebiet, wo die Laufzeit der Elektronen gleich der Periodendauer wird, und wo die statischen Kennlinien infolgedessen unwirksam werden. In genau der gleichen Weise, wie es für die Raumladungsröhre im Kapitel 2 durchgeführt ist, lassen sich die Verhältnisse auch hier durch Einführung von „ultradynamischen Kennlinien“ erfassen.

Bei der Ableitung dieser ultradynamischen Kennlinien ist von der Steuerung des Gitterstroms durch das Bremspotential als von einer Stromverteilungssteuerung auszugehen. Die in der Potentialnullfläche vor der Bremsselektrode momentan zur Ruhe kommenden Elektronen geraten in einen labilen Gleichgewichtszustand und müssen sich je nach den gegenwärtigen Potentialverhältnissen entscheiden, ob sie zur Bremsselektrode übergehen, oder zum Gitter zurückkehren sollen. Nun ist oben nachgewiesen worden, daß der Abstand zwischen der virtuellen Kathode und der Bremsselektrode außerordentlich klein ist, und infolgedessen wird auch die Laufzeit der Elektronen von K_v nach B trotz verhältnismäßig schwacher Beschleunigungen so kurz sein, daß sie im Bereich von 10^8 – 10^9 Hz überhaupt noch nicht zu bemerken ist. Dies berechtigt dann logischerweise zu der Annahme, daß die Steuerung des von der virtuellen Kathode oder mit anderen Worten von der Bremsselektrode zum Gitter zurückfließenden Umkehrstroms, der ja mit i_b in Gegenphase liegt, in dem hier behandelten Frequenzgebiet tatsächlich trägeheitslos erfolgt. Die im Fall der raumladungsgesteuerten Triode durchgeführte Substitution von Gitter und Anode durch einen trägeheitslos emittierend gedachten Heizfaden (vgl. Abb. 129) ist bei der virtuellen Kathode der Bremsröhre also physikalisch weitgehend realisiert.

Die im Kapitel 2 entwickelte Inversionstheorie kann demnach ohne jede Änderung übernommen werden, indem man den Bremsraum als

eine Diode mit trägheitsfreier Emissionssteuerung betrachtet. Die ultradynamische Phasenverschiebung gelangt dann zwischen Bremspotential und Gitterstrom d. h. in der Übernahme zur Wirkung, und die ultradynamischen Übernahmekennlinien nehmen den in Abb. 227 gezeichneten Verlauf, wenn das Absinken des Inversionsstroms mit zunehmender Phasenverschiebung gleich mit berücksichtigt wird [50]. Von größter Bedeutung für den Vergleich zwischen der ultradynamischen Übernahme- und Raumladungssteuerung ist die Tatsache, daß in beiden Fällen als Laufstrecken für die Elektronen der gleiche Abstand zwischen Gitter und Anode bzw. zwischen Gitter und Brems Elektrode in Frage kommt.

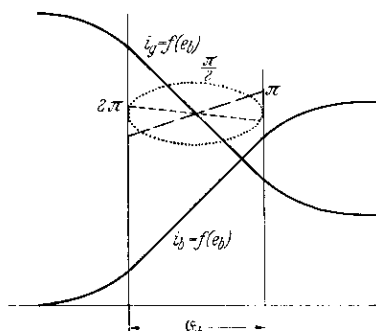


Abb. 227. Ultradynamische Übernahmekennlinien.

Der Unterschied, daß sich die Elektronen in beiden Fällen in verschiedenen Richtungen, nämlich einmal vom Gitter zur Anode, das andere Mal von der Brems Elektrode zum Gitter hin bewegen, spielt für die Größe der Phasenverschiebung keine Rolle.

Ebenso wie die Aufnahme ultradynamischer Raumladungskennlinien ist auch die Aufnahme von ultradynamischen Übernahmekennlinien mit dem Kathodenstrahloszillographen bisher noch nicht gelungen. Auch hier ist man hinsichtlich einer experimentellen Prüfung der Theorie nur auf Messung der An-

fachung angewiesen, mag sie zur Selbsterregung ausreichen, oder nur eine Dämpfungsreduktion bewirken.

b) Die Anfachung durch Rückkopplung.

Soll die Bremsröhre als Steuerorgan für einen Rückkopplungsprozeß wirken und Schwingungen anfachen, so ist zunächst die allgemeine Voraussetzung für jede Selbsterregungsmethode zu prüfen, ob nämlich die Gesamtverluste in der Schaltung negativ werden können. Die Röhre muß also in der Lage sein, eine gleiche oder größere Leistung abzugeben, als zur Deckung der Dämpfungs- und Strahlungsverluste erforderlich ist. Hier kommt noch hinzu, daß zu diesen Verlusten auch der Leistungsaufwand für die Stromverteilungssteuerung zu rechnen ist, der natürlich ebenfalls von der Bremsröhre selbst aufgebracht werden muß.

a) Die Bremsröhre als Leistungsverstärker. Im Gegensatz zur raumladungsgesteuerten Röhre ist die Steuerwechselspannung $\mathcal{E}_b$ bei der Bremsröhre durch den inneren Widerstand R_{ib} belastet, und ruft einen Bremsstrom $\mathfrak{I}_b$ hervor, der über den Innenwiderstand $\mathfrak{R}_b$ der Spannungsquelle einen der Steuerspannung entgegengesetzten Spannungsabfall $\mathcal{E}_b' = -\mathfrak{I}_b \cdot \mathfrak{R}_b$ erzeugt. Der Bremsstrom wird infolgedessen:

$$\begin{aligned} \mathfrak{I}_b &= \frac{\mathcal{E}_b - \mathcal{E}_b'}{R_{ib}} = \frac{\mathcal{E}_b - \mathfrak{I}_b \cdot \mathfrak{R}_b}{R_{ib}} \\ &= \frac{\mathcal{E}_b}{\mathfrak{R}_b + R_{ib}} \end{aligned}$$

und der Gitterstrom $\mathfrak{I}_g = - \frac{\mathfrak{E}_b}{\mathfrak{R}_b + R_{ib}}$.

Unter Berücksichtigung der am Belastungswiderstand $\mathfrak{R}_g$ erzeugten Ausgangsspannung erhält man dann eine Spannungsverstärkung V_s von:

$$V_s = \frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_b} = - \frac{\mathfrak{I}_g \mathfrak{R}_g}{\mathfrak{E}_b} \\ = \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_b + R_{ib}}.$$

Ist R_g sehr groß, so ist an Stelle der statischen die dynamische Übernahmeverbindung zu verwenden, und V_s wird:

$$V_s = \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_b + R_{ib}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\mathfrak{R}_g}{R_i}}.$$

Man erkennt, daß der innere Widerstand der Spannungsquelle möglichst klein sein soll, um die Verstärkung nicht zu beeinträchtigen, oder mit anderen Worten, um der Belastung durch R_{ib} gewachsen zu sein. Andererseits nimmt die Verstärkung, so lange $\mathfrak{R}_g < R_i$ ist, proportional zu $\mathfrak{R}_g$ zu, und bleibt erst dann, wenn $\mathfrak{R}_g$ von gleicher Größenordnung wie der Sättigungswiderstand wird, hinter dem linearen Gesetz zurück. Immerhin läßt sich mit den folgenden, praktisch möglichen Werten:

$$\mathfrak{R}_b = 100 \, \Omega \\ R_{ib} = 100 \, \Omega \\ \mathfrak{R}_g = 10^5 \, \Omega \\ R_i = 5 \cdot 10^5 \, \Omega$$

eine 460fache Spannungsverstärkung erzielen. Als Belastung ist eine Induktivität oder ein Resonanzkreis mit möglichst kleinem Ohmschen Widerstand zweckmäßig, weil dann nämlich der Gitterruhestrom i_{g0} keinen merklichen Spannungsabfall hervorruft, der sonst ebenfalls von der Gitterspeisespannung gedeckt werden müßte.

Eine Eigentümlichkeit der Bremsröhre ist die, daß ihre Leistungsverstärkung bei kleinen Außenwiderständen der Spannungsverstärkung gleichgesetzt werden kann, was in der Gleichheit von Brems- und Gitterwechselstrom seine Ursache hat. Bei großen Gitterwiderständen vermindert sich die Ausgangsleistung jedoch während der dynamischen Stromübernahme, und die Leistungsverstärkung wird:

$$V_L = \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_b + R_{ib}} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{\mathfrak{R}_g}{R_i}\right)^2}.$$

In dem obigen Beispiel würde die Ausgangsleistung demnach noch das 350fache der im Eingangskreis verbrauchten Steuerleistung betragen. Auch unter ungünstigen Umständen kann also noch mit einem genügenden Überschuß zur Schwingungsanfachung gerechnet werden.

β) Die Energie- und Phasenbilanz. Nach der Barkhausenschen Selbsterregungsformel ist der Rückkoppelfaktor, wenn der Durchgriff, um den Vergleich zwischen Raumladungs- und Stromverteilungssteuerung zu erleichtern, als vernachlässigbar klein angenommen wird:

$$\mathfrak{K} = - \frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a} = \frac{1}{S \mathfrak{R}_a}.$$

Wie schon im Kapitel 2 gezeigt worden ist, müssen demnach Gitter- und Anodenwechselspannung gegenphasig liegen, damit der Rückkoppelfaktor positiv wird.

Ersetzt man die gittergesteuerte Röhre durch eine Bremsröhre, indem man einfach Gitter und Anode vertauscht, dann ist für den Rückkoppelfaktor sinngemäß zu schreiben:

$$\mathfrak{K} = -\frac{\mathfrak{E}_b}{\mathfrak{E}_g} = -\frac{1}{S \mathfrak{R}_g}.$$

Wegen der fallenden Übernahmekennlinie wird der Rückkoppelfaktor nunmehr negativ, und das bedeutet, die Ein- und Ausgangsspannungen $\mathfrak{E}_b$ und $\mathfrak{E}_g$ müssen im Gegensatz zu vorher jetzt gleiche vektorielle Lage haben. Eine Bremsfeldschaltung kann infolgedessen nur dann, wenn die Rückkopplung im Vergleich zur normalen Selbsterregung umgepolt wird, Schwingungen anfangen, wogegen sie, wenn man die ursprüngliche Rückkopplung beibehält, als Verlustwiderstand wirkt.

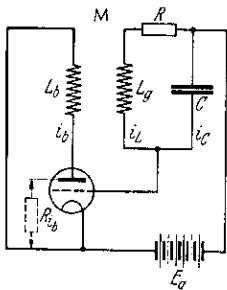


Abb. 228. Bremsfeldsender mit induktiver Rückkopplung.

Bei induktiver Rückkopplung läßt sich die Umpolung mit Leichtigkeit entweder durch Umkehr der die Steuerspannung liefernden Eingangsinduktivität L_b oder der im Gitterkreis liegenden Schwingkreisinduktivität L_g bewerkstelligen. Um die Selbsterregungsbedingungen für eine solche induktive Bremsfeldrückkopplung genauer aufzustellen, sei das Schaltbild der Abb. 228 betrachtet [54]. Der Gitterkreis besteht aus L_g und C sowie dem Dämpfungswiderstand R , während die Rückkopplenspule L_b mit der Gegeninduktivität

M über den inneren Bremswiderstand R_{ib} geschlossen ist. In den beiden Zweigen des Gitterkreises mögen die Ströme i_L und i_C fließen. Man findet dann für den Bremskreis:

$$(R_{ib} + j \omega L_b) i_b + j \omega M i_L = 0,$$

oder:

$$j \omega L_b i_b + j \omega M i_L = -i_b \cdot R_{ib} = -e_b$$

und für den Gitterkreis:

$$(R + j \omega L_g) i_L + j \omega M i_b = i_C / j \omega C = -e_g.$$

Wegen der Sättigung ist:

$$i_b + i_L + i_C = 0.$$

Löst man die Gleichungen daher nach e_b und e_g auf, so findet man:

$$\frac{e_b}{e_g} = \frac{\omega^2 M C}{1 + j \omega L_b / R_{ib} - j \omega M / R_{ib}} = \frac{1 + j \omega R C - \omega^2 L_g C}{R_{ib} / R_{ib} + j \omega L_g / R_{ib} - j \omega M / R_{ib}}.$$

Die letzte dieser Gleichungen ergibt nach entsprechender Zusammenfassung, daß sowohl die Real- als auch die Imaginärteile gleich Null sind, und man erhält unter Berücksichtigung dieser Tatsache:

$$\omega^2 = \frac{1}{C(L_g + L_b R / R_{ib})}$$

$$R_{ib} = \frac{M - L_b + \omega^2 C (L_b L_g - M^2)}{R \cdot C}.$$

Da nun $R \ll R_{ib}$ ist, kann $L_b R/R_{ib}$ gegen L_g vernachlässigt werden, und die sich erregende Frequenz wird gleich der Eigenschwingung des Gitterkreises: $\omega = 1/\sqrt{CL_g}$. Führt man in die Gleichung für R_{ib} den Kopplungsgrad $K = M/\sqrt{L_b L_g}$ ein, so ergibt sich:

$$R_{ib} = \frac{M - L_b + \omega^2 CL_g L_b (1 - K^2)}{R \cdot C}$$

oder, da $\omega^2 CL_g = 1$:

$$R_{ib} = \frac{M - L_b K^2}{R \cdot C}.$$

Unter Berücksichtigung, daß K höchstensfalls $= 1$ werden kann, erhält man hieraus:

$$R_{ib} > \frac{M - L_b}{R \cdot C},$$

woraus schließlich

$$L_g > L_b$$

folgt. Soll die Energiebilanz also ebenfalls positiv werden, dann muß die Gitterwechselspannung in den Bremskreis heruntertransformiert werden oder, was auf dasselbe hinausläuft: Der innere Bremswiderstand R_{ib} darf nur zu einem Teil über die Gegeninduktivität M in den Gitterkreis übertragen werden, weil sonst von vornherein $R_g > R_{ib} + R_b$ unmöglich ist.

Will man von einer normalen Dreipunktschaltung (Abb. 229a) zur Bremsfeldmethode übergehen, so müssen gleichzeitig mit dem Verlegen der Speisebatterie von der Anodenseite auf die Gitterseite auch die Verbindungsleitungen auf die aus Abb. 229b ersichtliche Weise vertauscht werden, damit sich die vektorielle Lage der Spannungen $\mathcal{E}_b$ und $\mathcal{E}_g$ umkehrt, wie es die in den Schaltungen angegebenen Spannungspfeile erkennen lassen.

Eine gewisse Sonderstellung nimmt die Huth-Kühn-Schaltung ein, weil sich ihr Rückkoppelfaktor ohne besondere Schaltmaßnahmen umkehren läßt. Im Kapitel 2 ist gezeigt, daß eine gegenphasige Rückkopplung dann entsteht, wenn die Eigenwellen beider Kreise, von denen der eine die Steuerspannung liefert, während der zweite die Belastung darstellt, kleiner als die sich erregende Welle λ_0 ist. Soll die Huth-Kühn-Schaltung daher mit einer Bremsröhre betrieben werden, dann sind beide Kreise umgekehrt abzustimmen, so nämlich, daß ihre Eigenwellen größer als λ_0 werden. Diese kurze Überlegung möge genügen, um zu zeigen, daß sich der Übergang von der einen auf die andere Röhrenart bei der Huth-Kühn-Schaltung nicht in irgendwelchen Schaltmaßnahmen, sondern lediglich in einer Verschiebung der zur Selbsterregung führenden Frequenzbereiche äußert.

Im übrigen sind die Verhältnisse mit den vom normalen Sender her bekannten vollkommen identisch. Besonders interessant ist unter diesem Gesichtspunkt der Vergleich zwischen dem Bremsstrom und dem Gitter-

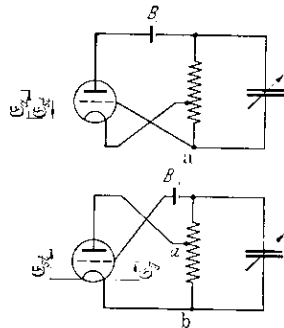


Abb. 229. Dreipunktschaltung (a) mit gittergesteuerter und (b) mit Bremsröhre.

strom einer raumladungsgesteuerten Rückkoppelschaltung, denn beide Ströme zeigen durch ihr Anspringen den Schwingungseinsatz an, und ihre Abweichungen vom Ruhewert können in beiden Fällen als Maß für die günstigste Einstellung und Arbeitsweise gelten.

γ) Die ultradynamische Anfachung. 1. Inversionssschwingungen. Um die in den vorhergehenden Abschnitten abgeleiteten Selbsterregungsbedingungen auf extrem hohe Frequenzen, welche z. Zt. das eigentliche Anwendungsgebiet der Bremsröhre sind, anwenden zu können, ist die Selbsterregungsformel auf die schon beim normalen Rückkoppelsender angewandte Weise durch Einführung einer komplexen Steilheit für die ultradynamische Übernahme zu verallgemeinern, so daß der Ausdruck entsteht:

$$\bar{K} = - \frac{\mathfrak{G}_b}{\mathfrak{G}_a} = - \frac{1}{S \cdot \bar{K}_a}.$$

Werden die Betrachtungen, bevor aus dieser allgemeinen Formel Schlüsse gezogen werden, der Übersichtlichkeit halber zunächst auf die durch die Inversionsoptima $\omega\vartheta = n \cdot \pi$ gekennzeichneten Sonderfälle, wo die ultradynamischen Übernahmekennlinien rein reell steigend oder fallend werden, und wo die Rückkopplung phasenrein erfolgt, beschränkt, so läßt sich die Selbsterregungsformel in der Form schreiben:

$$\bar{K} = - \frac{\mathfrak{G}_b}{\mathfrak{G}_a} = - \frac{(-1)^n}{S \cdot \bar{K}_a} \quad (n = 1, 2, 3 \dots).$$

Die Diskussion dieses Ausdrucks führt zu dem Resultat, daß die Phasenbilanz sowohl bei gleicher als auch bei entgegengesetzter vektorieller Lage von $\mathfrak{G}_b$ und $\mathfrak{G}_a$ positiv werden kann, wenn nur die ultradynamische Phasenverschiebung durch Abstimmung oder Wahl der Elektrodenspannungen, d. h. durch $\omega\vartheta$ so eingestellt wird, daß die obige Formel erfüllt ist. Geht man infolgedessen von einer Schwingungsschaltung aus, deren Rückkopplung unveränderlich festliegt, so sind nur in bestimmt definierten Inversionsbereichen, nämlich dann, wenn Spannungen und Frequenz die richtige Steilheit ergeben, Schwingungen zu erwarten. Am deutlichsten läßt sich das an Hand der allgemein verbreiteten Bremsfeldanordnung zeigen, die bereits zu wiederholten Malen als Dreipunktschaltung mit an sich positiver Rückkopplung, d. h. mit gegenphasigen Wechselspannungen identifiziert worden ist. Legt man die statischen Röhrenkennlinien zugrunde, so erhält man eine negative Anfachung, doch wird die Selbsterregungsformel hinsichtlich der Phase wieder erfüllt, sobald die Übernahme invertiert. Durch die Inversionsrelation $\omega\vartheta = \pi$ sind also die Elektronenlaufzeiten oder die entsprechenden Spannungen und die Frequenzen, für welche Selbsterregung einsetzen kann, miteinander verknüpft. Dabei werden die Anfachungsoptima natürlich da zu erwarten sein, wo die ultradynamischen Übernahmekennlinien am steilsten verlaufen und reell sind. Weicht die Einstellung von diesen Optima ab, sei es daß die äußere Abstimmung, oder sei es daß die Betriebsverhältnisse variiert werden, so wird nicht allein die phasenreine Rückkopplung beeinträchtigt, sondern gleichzeitig sinkt auch der Realteil der ultradynamischen Steilheit und damit der Anfachungswiderstand, bis die Energiebilanz nicht mehr zur Deckung der Verluste ausreicht. Auf diese Weise findet die bekannte Relation

$\lambda^2 E_g = \text{const}$ hinsichtlich der Schwingungsmaxima auch vom Standpunkt der Inversionstheorie aus eine plausible Erklärung.

Die soweit geschilderten Vorstellungen würden aber den experimentellen Tatsachen nur unvollkommen gerecht werden. Untersucht man nämlich die Inversionsbereiche mit höheren Ordnungszahlen, so erkennt man, daß die Schwingbereiche einer Schaltung mit an sich gegebener Rückkopplung, wenn die ultradynamische Phasenverschiebung über ω oder ϑ variiert wird, in Abständen von $2 \cdot \pi$ aufeinander folgen müssen, weil die Anfachung dazwischen ja ihre negativen Maxima durchläuft. Die aus der allgemeinen Inversionsformel $\omega \vartheta = n \cdot \pi$ abzuleitende Gleichung $\lambda^2 E_g = \text{const}/n^2$ würde demnach, je nachdem ob der Rückkoppelfaktor positiv oder negativ ist, nur entweder bei geraden oder ungeraden Ordnungszahlen Schwingungen erklären können. Im Gegensatz dazu stellt das Experiment aber außer Zweifel, daß für die Schwingungen höherer Ordnungszahl die Reihe der ganzen Zahlen, d. h. sowohl gerade als auch ungerade Ordnungszahlen maßgebend sind, und dieser Befund läßt nur die eine Erklärung zu, daß die obige Voraussetzungen hinsichtlich einer definierten Rückkopplung im allgemeinen nicht mit Sicherheit gewährleistet sind.

Um dies im einzelnen genauer zu überschauen, muß daran erinnert werden, daß sich die Schwingungsvorgänge in einem Bremsfeldsender von der allgemein verbreiteten Form nicht willkürlich beherrschen lassen, weil die Freiheitsgrade des gesamten Resonanzsystems nicht eindeutig definiert sind. Wie schon in Abb. 175 veranschaulicht, begünstigt die Lage der Spannungszuführungen, Knickstellen in den Leitungen, Einschmelzungen im Glas usw. als Reflexionsstellen die Ausbildung besonderer Schwingungszustände, so daß tatsächlich ganz andere Abstimmungen vorliegen können, als man auf Grund des äußeren Lecher-Systems erwarten sollte. Hinzu kommt noch, daß die einzelnen Elektroden selbst Eigenschwingungen ausführen, und untereinander oder mit den sonstigen Schwingungsgebilden in Resonanz geraten können. Jedenfalls weist ein derartiger Generator infolgedessen eine große Zahl von Freiheitsgraden auf, deren Eigenfrequenzen nur zum Teil von der äußeren Abstimmung abhängen, zum anderen Teil jedoch durch die zufälligen, jedenfalls ohne Rücksicht auf ihre Eigenschwingungen bemessenen Elektrodenaufbauten festgelegt sind. Eine solche Röhre ist daher an sich bereits als die allgemeinste Form einer Selbsterregungsanordnung mit verschiedenen Resonanzkreisen an allen drei Elektroden aufzufassen. Von einer definierten Rückkopplung kann dann aber keine Rede mehr sein, vielmehr kann der Rückkoppelfaktor je nachdem die einzelnen Schwingungssysteme induktiven oder kapazitiven Charakter haben, positiv und negativ werden und schließlich sogar jeden beliebigen komplexen Wert annehmen. Die äußere Abstimmung übt auf die verschiedenen Schwingungszustände nur teilweise einen indirekten Einfluß aus, insofern, als sie entweder Energie entzieht oder durch Koppeleffekte die Abstimmungen verschiebt.

Alle diese Überlegungen führen zwangsläufig zu dem Schluß, daß die Anfachung sowohl in den Inversions- als auch in den Rückinversionsbereichen, d. h. bei allen Ordnungszahlen positiv werden kann, sofern

an den betreffenden Stellen natürlich überhaupt eine Rückkopplung vorausgesetzt werden kann. Theoretisch sind infolgedessen auf allen, durch die Formel $n^2 \lambda^2 E_g = \text{const}$ im $\lambda-E_g$ -Diagramm gekennzeichneten Kurven gleicher Ordnungszahl Schwingungsmaxima zu erwarten, wie es z. B. durch die Abb. 176 bestätigt ist.

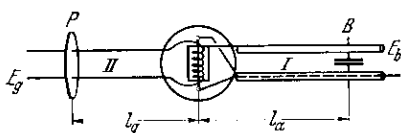


Abb. 230. Bremsfeldsender mit unabhängig voneinander abstimmbaren Elektroden.

An welchen Stellen freilich die Schwingungen wirklich auftreten, darüber kann die Theorie keine Aussagen machen, da das lediglich von mehr oder weniger zufälligen technischen Konstruktionsgrößen der Röhren abhängt. Auf diese Weise wird auch verständlich, warum

verschiedene Röhren derselben Type bisweilen ganz verschiedenartige Frequenzspektren liefern, denn es leuchtet ein, daß sich die einzelnen Abstimmungen mit kleinsten Lage- oder Querschnittsänderungen der

Elektroden und ihrer Halterungen überaus rasch verschieben.

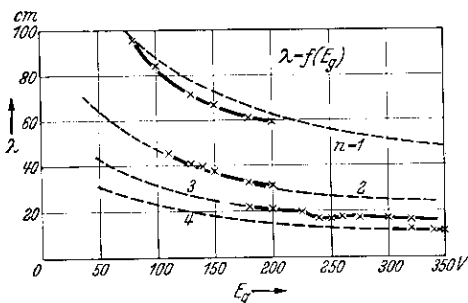


Abb. 231. Frequenzspektrum des Oszillators nach Abb. 230.

Um die Abstimmverhältnisse auch innerhalb der Röhre besser zu beherrschen, und einigermaßen variieren zu können, wurde die in Abb. 230 dargestellte Anordnung gebaut [50], die zunächst ein zwischen Kathode und Brems- elektrode liegendes Lecher- System I und zweitens eine mit den freien Enden der Gitterspirale verbundene und durch die Reflexionsscheibe P abstimmbare

Doppelleitung II besitzt. Durch diese erhält das Gitter selbst zwei Freiheitsgrade, denn die beiden Drähte können gleichphasig schwingen, in welchem Fall am Gitter ein Spannungsbauch entsteht, oder gegenphasig, in welchem Fall sich im Zentrum der Wendel ein Spannungsknoten ausbilden muß. Wird die Gitterspannung verändert, so kann durch geeignete Abstimmung der verschiedenen Systeme das in Abb. 231 wiedergegebene Frequenzspektrum erhalten werden. Aus den verschiedenen Meßpunkten läßt sich die Konstante $n^2 \lambda^2 E_g$ als Mittelwert bestimmen. Ersichtlich schmiegen sich die experimentell beobachteten Schwingungsmaxima den für diesen Wert mit n als Parameter eingezeichneten λ^2-E_g -Kurven gut an.

Aber selbst diese Aussage, wonach die Schwingungsmaxima auf den theoretischen, den Inversionsbedingungen entsprechenden Wellenkurven liegen sollen, muß, wenn man mit einer unveränderlich gegebenen Röhre arbeitet, noch eine gewisse Einschränkung erfahren, und zwar aus folgenden Gründen: Während sich bei variablen Einstellungen der Rückkoppelfaktor noch einigermaßen einregulieren läßt, wird er bei unveränderlichen Verhältnissen verschiedene, jedoch unabänderlich gegebene komplexe Werte annehmen. In derartigen Fällen ist die ultradynamische Selbsterregungsformel aber nur durch eine komplexe Steilheit zu erfüllen,

und die entsprechenden Einstellungen liegen natürlich außerhalb der durch die $\lambda^2 - E_g$ -Kurven gegebenen Optima. Betrachtet man die experimentellen Frequenzspektren unter diesen Gesichtspunkten genauer (Abb. 176), so erkennt man, daß sich nur die Bereiche, deren Rückkopplung sich mit Sicherheit erfassen läßt, nämlich vorzugsweise der erste, durch das Außensystem angefachte Ordnungsbereich der Inversionstheorie genauer einordnen lassen, während sich die übrigen Bereiche wegen der Unbestimmtheit ihrer Anfachungsverhältnisse zwar meistens noch den verschiedenen Ordnungszahlen zuordnen lassen, mit ihren Maxima indessen nicht mit den $\lambda^2 - E_g$ -Kurven übereinstimmen.

2. Anfachungsmessungen. Es ist klar, daß sich die ultradynamische Schwingungsanfachung eines Bremsfeldsenders in gleicher Weise messen lassen muß, wie es

in Kapitel 2 (Abschnitt 4 B c) an einer normalen Dreipunktschaltung bereits gezeigt worden ist. Die in Abb. 140 angegebene Anordnung kann infolgedessen auch für den vorliegenden Zweck benutzt werden, nur daß die Speisepotentiale der Meßröhre R_1 vertauscht werden müssen. Die auf die gleiche Weise und mit derselben Röhre aufgenommenen Dämpfungskurven zeigt die Abb. 232. Geht man von hohen Gitterspannungen, d. h. von kleinen Phasenverschiebungen allmählich zu niedrigeren Gitterspannungen über, so erhält man zunächst ein Gebiet,

in welchem dem Generator Energie entzogen und die Gesamtdämpfung vergrößert wird. Hier ist also noch die statische Kennlinie der Meßröhre wirksam. Zwischen $E_g = 540$ und 265 V schließt sich ein Gebiet an, in dem die Anfachung wegen der Inversion der Übernahmekenntlinie positiv geworden ist. Bei 145 V liegt dann das erste Rückinversionsmaximum, worauf bei 75 V noch der dritte und bei 10 V sogar noch ein vierter Ordnungsbereich erkennbar wird.

Zum Vergleich mit den Verhältnissen bei Raumladungssteuerung ist nun die früher schon mit derselben Röhre, jedoch mit positiver Anode aufgenommene Dämpfungskurve (Abb. 141) gestrichelt mit eingezeichnet. Man erkennt, daß beide Anfachungskurven tatsächlich gegenphasig verlaufen, denn einer positiven Anfachung der Bremsröhre entspricht jeweils eine negative der normalen gittergesteuerten Röhre und umgekehrt, wie es grundsätzlich in den verschiedenen statischen Kennlinien beider Röhren begründet ist. Die Inversionstheorie erfährt durch diesen Vergleich eine Bestätigung von grundlegender Bedeutung.

Da die ultradynamische Steilheit nur in den Inversionsmaxima

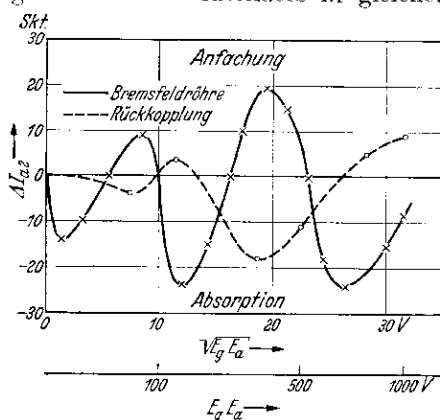


Abb. 232. Anfachungskurven eines Bremsfeldsenders und einer normalen Rückkopplerschaltung nach Hollmann.

zuzuschreiben, der beiderseits des Inversionsmaximums kapazitiv oder induktiv wirken muß. Dies läßt erwarten, daß jede Änderung der Anfachungsverhältnisse auch in einer kleinen Verschiebung der sich erregenden Eigenwelle zum Ausdruck kommt. Arbeitet man umgekehrt mit konstanter Frequenz, wie es bei den Anfachungsmessungen durch Fremderregung z. B. geschieht, so muß sich diese kapazitive oder induktive Wirkung in umgekehrter Weise, nämlich in einer Verlagerung

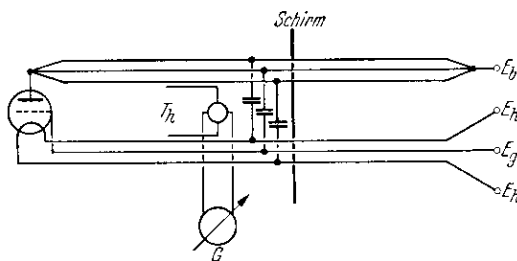


Abb. 233. Meßsystem von Alfvén.

Bremselektrode einerseits und Gitter und Kathode andererseits liegenden und zwecks Zuführung der Speiseströme dreigeteilten Lecher-System.

Zur Messung der in diesem Sekundärsystem erregten Schwingungen ist ein aperiodisch angekoppeltes Thermoelement Th vorgesehen. Bedeutet g_0 den Ausschlag dieses Thermogalvanometers, wenn das Meßsystem fremderregt wird ohne daß die Meßröhre eingeschaltet ist, und erhält man beim Einschalten der Meßröhre den Ausschlag g , so ergibt sich der Dämpfungswiderstand R aus:

$$\sqrt{g_0/g} = R/R_0.$$

Trägt man dieses Verhältnis als Funktion von E_g auf, indem man gleichzeitig E_b im selben Verhältnis

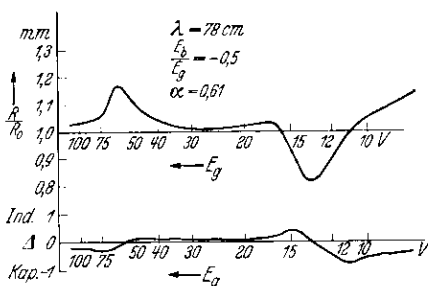


Abb. 234. Die ultradynamische Anode und Resonanzverschiebung nach Alfvén.

mit variiert, und setzt man $R_0 = 1$, dann ist der Abstand der entstehenden Kurve von R_0 ein Maß für den von der Anfachung durch die Röhre herrührenden Zusatzwiderstand $R_i = R - R_0$. Eine derartige Messung ist in der oberen Kurve der Abb. 234 wiedergegeben. Es ist ersichtlich, daß R_i sowohl negative als auch positive Werte annehmen kann, und zwar wird die Anfachung dann positiv, wenn $R_i - R_0 < 0$ ist, was bei stärkerer Heizung ohne weiteres zu erreichen ist.

Bei diesen Messungen zeigt sich, daß die Resonanzabstimmung nicht konstant bleibt, sondern daß die Reflexionsbrücke des Meßsystems den verschiedenen Einstellungen der Röhre entsprechend nachgestimmt werden muß. In der unteren Kurve der Abb. 234 sind diese Abweichungen Δ von der Ruhelage bei ungeheizter Röhre in Millimetern aufgetragen. Ersichtlich ist je nach den Betriebszuständen eine Nach-

stimmung in positiver oder in negativer Richtung erforderlich, um die kapazitive oder induktive Wirkung der komplexen Anfachung zu kompensieren. Von besonderem Interesse ist, daß der Nulldurchgang mit dem Anfachungsmaximum oder -minimum übereinstimmt, was beweist, daß die Röhre hier tatsächlich als reeller positiver oder negativer Dämpfungswiderstand wirkt.

3. Vergleich mit der Koppeltheorie. Zum Schluß dieses Abschnitts drängt sich unwillkürlich, sobald man die beiden hier entwickelten Theorien nochmals überblickt, die Frage auf, wie die Inversionstheorie mit der Barkhausenschen Grundvorstellung und mit der Koppeltheorie des Elektronengenerators in Einklang zu bringen ist. Zur Klärung dieser Frage ist es unwesentlich, daß die Theorie der Barkhausenschen Elektronenschwingungen und die Inversionstheorie ja eigentlich auf Vorgängen in zwei verschiedenen Röhren beruhen, nämlich in solchen mit groben und mit feinen Gittern, weil die Gitterkonstruktion in keine der beiden Theorien unmittelbar eingeht, sondern nur auf Grund des Experiments als ausschlaggebend für den einen oder anderen Vorgang erkannt worden ist. Nun handelt es sich bei den Inversionsschwingungen auf jeden Fall um die Anregung irgendeines Schwingungssystems, oder wenn man den Vergleich mit den Barkhausen-Schwingungen von vornherein auf den Ordnungsbereich 1, der diesen ja am nächsten kommen muß, beschränkt, um die Anfachung der zwischen Gitter und Brems Elektrode liegenden Lecher-Leitung. Der Vergleich muß also darauf hinzielen, das Verhältnis der Inversionswelle im ersten Energieoptimum zur Eigenwelle der reinen Elektronenschwingungen zu erfassen. In dieser Richtung gelangt man auf folgende Weise zu einem einfachen Ergebnis.

Nach Scheibe ist die Periode eines vollständigen Elektronenumlaufs [3]:

$$\vartheta = \frac{4 \cdot r_g}{\sqrt{2 \frac{e}{m} E_g \cdot 10^8}} \cdot (f + g).$$

Nur einen Bruchteil α hiervon verweilen die Elektronen zwischen Brems Elektrode und Gitter, welcher aus der Scheibeschen Formel folgt zu:

$$\alpha = \left(\frac{g}{g+f} \right)^2$$

und eine Funktion der Radienverhältnisse sowie von E_b/E_g ist. Für Elektronenschwingungen ist ein Verhältnis r_b/r_g von 2,5 als am günstigsten gefunden worden, und hierfür wird α rund = 0,7. Auf Grund der Inversionstheorie soll die Laufzeit von der Brems Elektrode zum Gitter, d. h. $\alpha \vartheta/2$ im ersten Ordnungsbereich gleich der halben Schwingungsperiode T sein, weil dann ja die ultradynamische Kennlinie gerade einmal invertiert, oder $\alpha \vartheta = T$. Infolgedessen wird das Verhältnis der Inversionswelle zu der der Barkhausen-Schwingung:

$$T/\vartheta = \lambda_L/\lambda_B = \alpha \simeq 0,7.$$

Vergleicht man die experimentell gemessenen Frequenzverhältnisse zwischen den reinen Elektronenschwingungen und den Energiemaxima der „Gill-Morrell“-Bereiche mit dem hier abgeleiteten Wert, so erkennt man in der Mehrzahl aller Messungen eine recht gute Übereinstimmung.

Ist eine Röhre so gebaut, daß sie wirklich Elektronenschwingungen liefert, dann muß man sich die Vorgänge nach der Inversionstheorie so denken, daß beide Schwingungen nebeneinander möglich sind. Wirklich treten in einzelnen Fällen beide Wellen gleichzeitig auf, zumeist wird die Elektronenschwingung indessen, sobald die weitaus kräftigeren Inversionsschwingungen einsetzen, von diesen mitgenommen. Hier ist also, wenn man die „Gill-Morrell“-Bereiche als Inversionsschwingungen auffassen will, die Koppeltheorie zur Erfassung der Rückwirkung der Wechselspannungen auf die Elektronenpendelungen und zur Erklärung des stetigen Übergangs zwischen beiden Schwingungsgebieten unerlässlich. Dagegen ändern sich die Verhältnisse grundsätzlich, sobald die Barkhausenschen Elektronenpendelungen nicht mehr nachweislich vorhanden sind: Dann hat offenbar nur noch die Inversionstheorie eine Berechtigung.

3. Generatoranordnungen für größere Leistung und hohe Frequenzen.

Alle theoretischen und experimentellen Forschungsarbeiten haben natürlich letzten Endes neben dem allgemeinen Eindringen in den Mechanismus der Barkhausen-Schwingungen und der damit verbundenen Erscheinungen die Erzeugung möglichst kurzer Wellen mit großen Intensitäten zum Ziel. Ebenso wie beim normalen Rückkoppelsender stehen sich auch hier diese beiden Forderungen einander gegenüber, so daß der einen nur unter Verzicht auf die andere mehr oder weniger Genüge geleistet werden kann. Der physikalische Grund liegt allerdings weniger in der unzureichenden Anpassung der äußeren Scheinwiderstände an die Schwingröhre, als vielmehr hauptsächlich in der Notwendigkeit, die Röhre selbst als Hauptbestandteil der angefachten Resonanzsysteme auszubilden, so daß die Röhrenelektroden zwangsläufig um so kleiner ausfallen, je höher die Frequenzen werden. Abgesehen davon, daß bei einer in allen Dimensionen proportionalen Verkleinerung der Schwingröhren vor allem mit Rücksicht auf das Gitter bald die Grenze der technischen Herstellbarkeit erreicht wird, sinkt auch die Belastungsfähigkeit solch kleiner Elektrodensysteme überaus rasch, woraus selbst unter der Annahme eines gleichbleibenden Wirkungsgrades immer geringere Nutzleistungen folgen. Im folgenden Abschnitt soll nun gezeigt werden, in welcher Weise sich durch geeignete Dimensionierung und Formgebung der Röhrenelektroden und Schwingssysteme praktisch brauchbare Kompromißlösungen zwischen den beiden obigen Zielen finden lassen.

A. Der Energieumsatz der Bremsfeldmethode.

Zunächst sind noch einige Worte über die Messung der Hochfrequenzenergie, die bei den in Frage kommenden Frequenzen auf erhebliche Schwierigkeiten stößt, voranzuschicken. Die der Röhre zugeführte Leistung setzt sich zum allergrößten Teil am Gitter in Wärme um und geht für den Schwingungsprozeß verloren. Aber auch der Bremsstrom, der ja den Charakter eines Anlaufstroms hat, der Bremsspannung

entgegen fließt und die im Bremskreis liegende Batterie auflädt, ist ein Energieverbraucher. Man muß sich nun vorstellen, daß durch den Schwingungsvorgang Gitter- und Bremsstrom miteinander verknüpft sind, denn beim Einsetzen der Schwingungen sinkt der Gitterstrom in dem Maße, wie der Bremsstrom anspringt. Das Produkt aus Gitterspannung und Erniedrigung des Gitterstroms ist die für den ganzen Schwingungsprozeß aufgewandte Leistung. Hiervon ist, um die Schwingungsleistung zu erhalten, das Produkt aus Bremsstromquadrat und der Summe aller Widerstände im Bremskreis abzuziehen. Da hierin aber nicht nur die äußeren Widerstände im Bremskreis, sondern auch der schwer zu erfassende nichtlineare innere Bremswiderstand eingeht, und weil die Schwingungsleistung zumeist im Vergleich zu den beiden anderen Leistungen relativ klein ist, hat eine hinreichend genaue Erfassung der Nutzleistung auf diesem Wege wenig Aussicht auf Erfolg.

In den meisten Fällen begnügt man sich zweckmäßig mit der Messung des im angeschlossenen Resonanzkreis selbst oder in einem angekoppelten Sekundärkreis auftretenden Schwingstroms. Sobald Hochfrequenzenergien von der Größenordnung eines Watts zur Verfügung stehen, können dieselben an der Stärke des Aufleuchtens in den Strombauch eingeschalteter Glühlämpchen mit bekanntem Leistungsverbrauch gemessen werden. Zwar ergibt diese Methode mit Sicherheit nur einen Mindestwert der Hochfrequenzleistung, und ob es möglich ist, die Ankopplung so vorzunehmen, daß bei dem komplizierten Scheinwiderstand, den ein Glühlämpchen bei 10^9 Hz darstellt, die maximale Wirkleistung übertragen wird, muß zweifelhaft erscheinen. Im Hinblick auf diese Schwierigkeiten können die Angaben über Nutzleistung und Wirkungsgrad daher keinen Anspruch auf absolute Genauigkeit machen, reichen aber zur vergleichenden Gegenüberstellung der verschiedenen Schwingenanordnungen vollständig aus.

Wesentlich genauer ist die Messung der in einem Sekundärkreis absorbierten Leistung, wenn der induzierte Hochfrequenzstrom mit einem Thermoumformer gemessen wird. Die im Heizdraht des Thermoumformers in Wärme umgesetzte Leistung kann mit Niederfrequenz bestimmt werden. Gibt man dem Heizdraht ausreichenden Widerstand, so daß der Eigenwiderstand des Kreises mindestens eine Größenordnung kleiner ist, dann ist die Leistungsmessung auf 10—20% zuverlässig.

B. Dimensionierung der Bremsröhre.

a) Ebene Elektroden.

Die ursprüngliche Barkhausensche Vorstellung von pendelnden Elektronen und ebenso alle weiteren Theorien über den Anfachungsmechanismus der Bremsfeldmethode ziehen die geometrische Gestalt der Elektroden nicht in Betracht, sondern gelten gleichermaßen für jede beliebige Elektrodenform. Trotzdem hatte es zunächst den Anschein, als ob sich nur zylindersymmetrische Röhren für den Bremsfeldbetrieb eigneten, während handelsübliche Röhren mit ebenen Elektroden versagten. Wenn dieser Beobachtung vom rein praktischen Standpunkt aus auch keinerlei Bedeutung zukommt, ist sie doch aus dem Grunde von

erheblichem wissenschaftlichen Interesse, weil ebene Elektroden die weitmöglichsten Annäherungen an die zumeist für Plattenelektroden aufgestellten Theorien erwarten lassen.

Nun wurde schon mehrfach auf die Bedeutung einer möglichst homogenen Feldverteilung hingewiesen, wie sie durch ein feinmaschiges Gitter in hohem Maße begünstigt wird. Bei den normalen Send- und

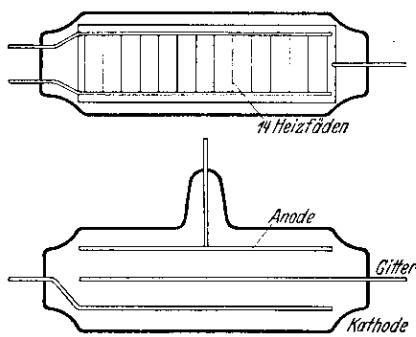


Abb. 235. Bremsfeldröhre mit flächenförmiger Kathode nach Wundt.

Empfangsröhren mit ebenen Gittern und Anoden stehen diesen jedoch zumeist nur ein einzelner oder einige wenige Heizfäden gegenüber, deren Abstand untereinander zudem in den meisten Fällen noch groß gegen ihren Abstand vom Gitter ist. In solchen Röhren kann natürlich die Feldverteilung im Gitter-Kathodenraum niemals in dem Maße homogen sein, wie es die Bremsfeldmethode offenbar erfordert.

Tatsächlich hat sich denn auch gezeigt, daß ein ebenes Gitter und eine ebene Anode nur dann Brems-

feldschwingungen ermöglicht, wenn diesen auch wirklich eine flächenförmige oder wenigstens eine als eben geltende Kathode gegenübersteht. Praktisch sind in dieser Hinsicht verschiedene Ausführungen möglich.

So kann die Kathode beispielsweise aus einem mit Oxyd aktivierten und durch Elektronenbombardement von der Rückseite her beheizten Blech bestehen, in welchem Fall die Feldverteilung bis auf die Randstörungen wirklich homogen ist [56]. Eine andere Ausführungsform der Flächenkathode besteht aus einer großen Zahl in geringen Abständen voneinander angeordneter Heizfäden [49]. Eine derartige Röhre mit 14 parallel geschalteten Oxydfäden und ebenem Gitter und Anode zeigt die Abb. 235. Schließlich läßt sich dem Gedanken ebener Elektroden elektrisch auch dadurch nahe kommen, daß man

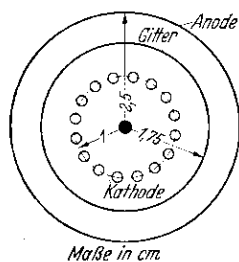


Abb. 236. Großflächenkathode von Morita.

bei zylindrischen Elektroden den Kathodenradius so groß wählt, daß sich sein Verhältnis zum Gitterradius dem Werte 1 nähert. Abb. 236 stellt eine solche Röhre mit einer aus 16, auf einem Zylindermantel parallel angeordneten Heizfäden bestehenden Großflächenkathode dar [32]. Alle diese Röhren weisen in Verbindung mit einem Lecher-System alle für die Bremsfeldmethode charakteristischen Eigenschaften in gleicher Weise auf, wie zylindrische Elektroden mit koaxialem Heizdraht. In diesem Zusammenhang sei noch bemerkt, daß indirekt geheizte Oxydkathoden ebenso wie bei den vorerwähnten „ebenen“ Anordnungen auch bei Zylinderelektroden brauchbar sind [57].

Ein anderer Weg, um trotz einzelner und in größeren Abständen voneinander befindlicher Emissionszentren oder einzelner, den linearen Heiz-

fäden entsprechender Emissionslinien eine homogene Feldverteilung zu sichern, besteht darin, hinter den Heizdrähten eine ebene Rückelektrode R anzuordnen und sie soweit negativ vorzuspannen, daß in der Kathoden-ebene eine Potentialnullfläche entsteht [58]. Die Abb. 237 zeigt eine derartige Röhre im Schnitt mit der zwischen den Elektroden herrschenden Potentialverteilung. Für jedes Gitterpotential läßt sich eine Rückspannung finden, bei der genau in der Ebene der Heizfäden eine virtuelle Kathode entsteht, in der alle zurückkehrenden Elektronen ebenso wie vor der Brems- und Rückelektrode zur Ruhe kommen und wieder zum Gitter hin beschleunigt werden.

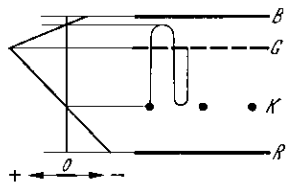


Abb. 237. Bremsröhre mit Rückelektrode (R) nach Thompson und Zottu.

Abb. 238 zeigt eine Röhre mit zwischen den Heizfäden angeordneten Blechen, welche dieselbe Aufgabe wie die Rückelektrode R in der vorangehenden Abbildung haben, jedoch einen doppelseitigen Gegen-
takteraufbau ermöglichen.

Das äußere Resonanzsystem wird zweckmäßig zwischen Brems- und Rückelektrode gelegt, was schaltungsmäßig den Vorteil bietet, daß, da beide Elektroden gleiche Spannungen führen können, keine Potentialdifferenz zwischen den Lecher-Drähten liegt. Die auf beide Elektroden abfließenden Elektronenströme stehen in einem konstant bleibenden Verhältnis zueinander und erreichen bei optimaler Abstimmung Maximalwerte. Im übrigen ist eine ausgeprägte Unabhängigkeit der Schwingungen von der Heizung, d. h. von Raumladungs- und Sättigungserscheinungen hervorzuheben, was der Verwendung von Thoriumkathoden zugutekommt. Bei besonders gedrängtem Zusammenbau liefert eine solche Röhre mit einem Abstand von nur 1 mm zwischen Brems- und Rückelektrode, einem einzigen Glühdraht und, mit nur zwei parallel dazu laufenden Gitterdrähten bei 150 V E_g eine Grundwelle von 9,5 cm. Oberwellen oder den Zwergwellen analoge Schwinggebiete höherer Ordnung wurden nicht beobachtet.

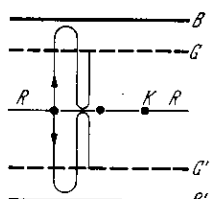


Abb. 238. Doppelseitige Bremsröhre.

b) Zylindrische Elektroden.

Bei der Erzeugung von Dezimeterwellen mit möglichst hohem Wirkungsgrad tritt natürlich die Frage nach der zweckmäßigsten Dimensionierung der Röhrenelektroden in den Vordergrund. Während man bei den normalen Selbsterregungsmethoden die optimalen Arbeitsbedingungen aus der die Röhre erfassenden Möllerschen Schwinglinie und der die äußere Schaltung kennzeichnenden Rückkopplungsgeraden eindeutig ableiten kann, ist man hinsichtlich der Bremsfeldmethode solange noch auf empirische Versuche angewiesen, als es nicht gelingt, die dynamischen Bewegungsvorgänge der Elektronen, die ja in den statischen Röhrenkennlinien nicht zum Ausdruck kommen, meßtechnisch einwandfrei zu erfassen.

Bei der Schwingungsanfachung der für praktische Zwecke ausschließlich zur Anwendung gelangenden Zylinderelektroden sind drei Dimensionierungsgrößen von Bedeutung, nämlich:

1. Die Elektrodenradien.
2. Die Konstruktion des Gitters und
3. Die Gesamtabmessungen der Elektroden,

die im folgenden getrennt behandelt werden sollen. Dabei ist die experimentelle Feststellung der einzelnen optimalen Größen nur so möglich, daß Röhren mit den verschiedensten Elektroden in ein und dieselbe Schwinganordnung eingesetzt, und Hochfrequenzströme und Wellenlängen gemessen werden. Da bei systematischer Variation einer Größe die übrigen Dimensionen, sowie die weiteren Betriebsverhältnisse jeweils

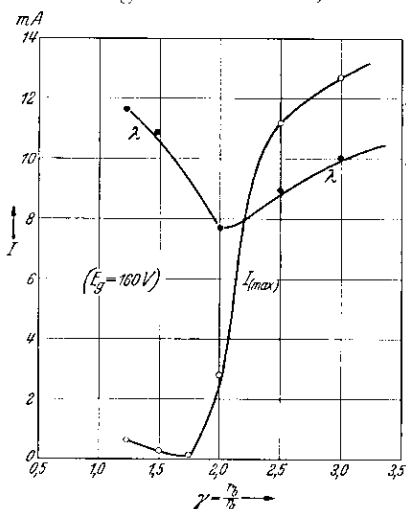


Abb. 239. Schwingstrom und Wellenlänge als Funktion des Elektrodenradienverhältnisses nach Morita.

auf bestimmten Werten konstant bleiben müssen, ist dieser Weg zwar nicht frei von einer gewissen Willkür, ergibt jedoch, wenn man sich auf in Vorversuchen als geeignet erkannte Betriebsbedingungen beschränkt, und wenn man den Außenkreis jeweils auf maximale Schwingungsintensität nachstimmt, ein für die praktische Beurteilung einer Röhre ausreichendes Bild. Besonders umfassende Untersuchungen in dieser Richtung sind von Morita an Hand von zahlreichen Versuchsröhren durchgeführt worden [32], dessen Ausführungen die nachstehenden Betrachtungen im wesentlichen folgen:

a) Das Verhältnis der Elektrodenradien. Der Barkhausen und Scheibesch Theorie ist ohne weiteres zu entnehmen, daß, wenn

die Halbperioden beiderseits des Gitters angenähert gleich sein sollen, die Elektrodenradien in einem bestimmten Verhältnis zueinander stehen müssen, und die gleiche Forderung ist auch aus den anderen Theorien auf Grund der Sättigungsverhältnisse in beiden Elektrodenräumen abzuleiten. Um dieses optimale Verhältnis γ zwischen dem Radius der Brems Elektrode r_e und dem des Gitters r_g zu ermitteln, wurden zunächst verschiedene Bremszylinder in Verbindung mit einem bestimmten Gitter von 10 mm Durchmesser untersucht, wobei das Verhältnis $\gamma = 3,0; 2,5; 1,75; 1,5$ und $1,25$ betrug. Schwingströme und Wellenlängen dieser 5 Röhren sind bei konstanter Belastung und für eine Gitterspannung von 160 V in Abb. 239 als Funktion von γ dargestellt. Man erkennt, daß zwar alle Röhren Schwingungen erzeugen, doch tritt ein erheblicher Anstieg der Hochfrequenzenergie auf, sobald das Radienverhältnis den Wert 2 überschreitet.

Um auch γ -Werte über 3 hinaus in die Betrachtungen einzubeziehen, wurden die Versuche mit einem Gitter von nur 4 mm Durch-

messer und mit Radienverhältnisse von 2,5; 3; 3,75; und 5 in ähnlicher Weise wiederholt. Abb. 240 zeigt die Intensitäten und Wellenlängen dieser Röhren über der Gitterspannung als Abszissenmaßstab aufgetragen. Diese Messungen zeigen, daß bei zu großem Bremsdurchmesser der Verlauf der Wellenlänge als Funktion von E_g außerordentlich unregelmäßig wird und nicht mehr dem $\lambda^2 E_g$ -Gesetz gehorcht, wie es ja von früheren Beobachtungen her schon bekannt ist (vgl. S. 143). Weiter setzen die Schwingungen in diesen Röhren erst bei hohen Gitterspannungen, d. h., da der Gitterstrom konstant gehalten wurde, bei starker Belastung des Gitters ein, ohne daß der Schwingstrom in einem, diesen Leistungsaufwand rechtfertigenden Verhältnis zunimmt. Zudem ist auch die Verlängerung der Welle durch die zu große Bremsselektrode unerwünscht.

Das Ergebnis der beschriebenen Versuchsreihen kann daher zusammengefaßt werden in der Beziehung:

$$2 < r_b/r_g < 5,$$

wobei bei $\gamma = 2,5-3$ offenbar ein Optimum liegt.

3) Die Konstruktion des Gitters.

Bei den soweit besprochenen Versuchen wies die Gitterwendel eine willkürliche Ganghöhe p auf. Nun ist aber aus früheren Messungen schon bekannt (vgl. S. 129), daß die Gang- oder Steighöhe auf den Charakter der Schwingungserscheinungen und auf die Ausdehnung der Schwingbereiche insofern einen großen Einfluß ausübt, als ein grobes Gitter die reinen Elektronenschwingungen unterdrückt, und nur die Inversionsschwingungen erhält, während bei einem feindrähtigen Gitter mit großer Windungszahl beide

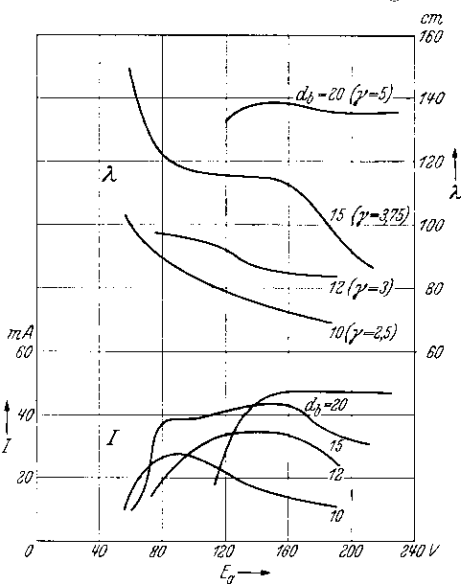


Abb. 240. Schwingstrom und Wellenlänge als Funktion der Gitterspannung für verschiedene Radienverhältnisse als Parameter.

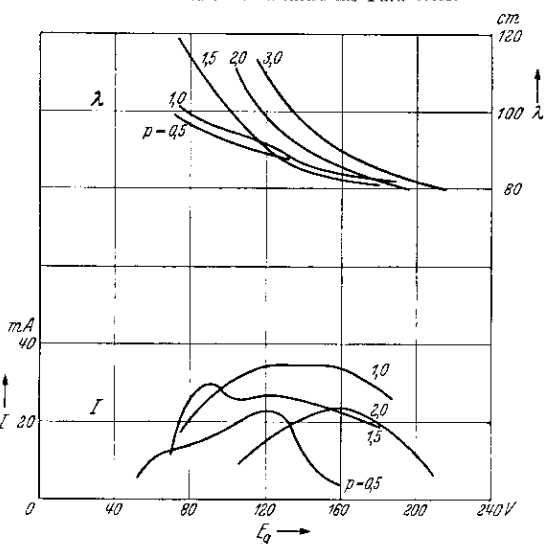


Abb. 241. Wirkung der Steighöhe p der Gitterwendel auf die Schwingbereiche.

Schwingungsformen nebeneinander bestehen. Demzufolge ist es weiter nicht verwunderlich, wenn die Konstruktion des Gitters auch innerhalb der Inversionsbereiche von maßgeblicher Bedeutung für die Schwingungsintensität bleibt. Inwieweit diese Erkenntnis durch das Experiment tatsächlich bestätigt wird, geht aus den Kurven der Abb. 241 hervor, in welcher die Schwingbereiche mehrerer Röhren mit gleichen Elektrodendurchmessern ($d_b = 12$ mm und $d_g = 4$ mm) aber verschiedenen Steighöhen $p_{(\text{mm})}$ ihrer Wendeln als Parameter angegeben sind. Ist der Abstand p der einzelnen Gitterwindungen groß, so sinkt die mittlere Geschwindigkeit der durch das Gitter hindurchtretenden Elektronen infolge des Durchgriffs der Bremsselektrode im Vergleich mit

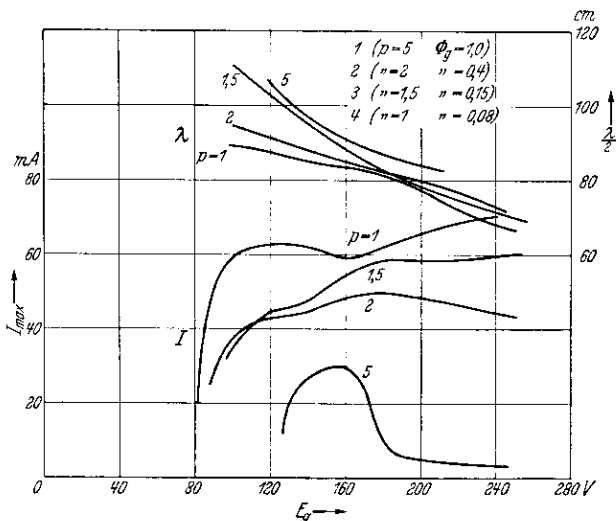


Abb. 242. Schwingströme und Wellenlängen bei verschiedenen Steighöhen p und bei gleichzeitiger Variation des Gitterdrahtdurchmessers.

kleineren Steighöhen p ab, was sich in einem entsprechenden Anwachsen der Wellenlänge auswirkt. Gleichzeitig wandern die Schwingungsmaxima um so mehr nach höheren Gitterspannungen hin, je größer die Gitter werden, wobei der Wirkungsgrad zusehends abnimmt. Beide Erscheinungen sind eine unmittelbare Folge der inhomogenen Feldverteilung und der daraus resultierenden und den Synchronismus aller Elektronen störenden ungleichmäßigen Elektronengeschwindigkeiten.

Ist die Gitterwendel andererseits zu eng, so sinkt die Hochfrequenzenergie ebenfalls, weil nunmehr der durch das Gitter in den Bremsraum eintretende und für die Schwingungsanfachung in erster Linie maßgebliche Stromanteil gegenüber dem direkt von den Gitterdrähten aufgefundenen Verluststrom zu klein wird.

Trotzdem ergeben sich aber selbst dann noch große Unterschiede zwischen verschiedenen Gitterkonstruktionen, wenn dieser Stromanteil durch Konstanthaltung der Gitteröffnung unverändert gelassen wird, indem man neben der Steigung der Gitterwendel die Drahtstärke

jeweils so variiert, daß sich das Verhältnis der Zwischenräume zu der Fläche der Gitterstege nicht ändert, so daß die statischen Brems- und Übernahmekennlinien immer dieselben bleiben. Hier ist ein Überwiegen der homogenen Feldverteilung über das Stromintegral im Bremsraum zu erwarten. Die in Abb. 242 dargestellten Messungen rechtfertigen diese Erwartung vollkommen, denn die Röhre 4 mit einer Steigung p von 1 mm und einem Gitterdraht von nur 0,08 mm Durchmesser ergibt nicht nur den intensivsten Schwingstrom, sondern dabei auch die kürzeste Welle. Geht man allerdings mit der Belastung jeweils bis zu der für die verschiedenen Gitter zuträglichen Grenze, so vermag das größere Gitter wegen seiner größeren mechanischen Festigkeit und besseren Wärmeableitung bedeutend höhere Verlustleistungen aufzunehmen. Will man deshalb unabhängig vom Wirkungsgrad ein Maximum an Hochfrequenzenergie erzeugen, so muß auch hier ein Kompromiß gesucht werden.

Je nach der Bauart der Schwingröhre ist es unter Umständen vorteilhaft, das Gitter anstatt aus einer Wendel aus mehreren, parallel zum Heizfaden verlaufenden Drähten oder Längsstegen herzustellen, wie es z. B. bei der Telefunkenröhre RS 296 [59] und bei der ähnlich gebauten amerikanischen Röhrentype 160 Y [19] der Fall ist. Zur Verbesserung der Wärmeabstrahlung ragen die Gitter beiderseits über die Anode hinaus und sind an diesen Stellen mit Kühlringen versehen, die außerdem noch Kühlrippen oder Kühlflügel tragen können [60]. Im Verein mit einer starken Schwärzung der Anode wird erreicht, daß die Gitter bis zu 150 W Gleichstromleistung aufnehmen können. Bei der hohen spezifischen Strombelastung und durch vorteilhafte Ausgestaltung des ultrakurzwelligigen Resonanzsystems, das später noch genauer beschrieben werden wird, lassen sich auf $\lambda = 0,5\text{--}0,6$ m in einer einzigen Röhre Leistungen von 6—7 W mit einem Nutzeffekt von etwa 6% erzeugen.

Bei Röhren, deren Gitterwendel angefacht werden soll, ist die optimale Dimensionierung der Elektroden in erster Linie der Länge s des zur Gitterwendel aufgewickelten Drahtes, welche die optimale Wellenlänge mit $1,24 \cdot s$ festlegt, anzupassen. Hat man hierdurch einen bestimmten Wellenbereich vorgeschrieben, dann sind weiterhin die Parameterverhältnisse 1) r_b zu r_g , 2) r_g zu Gitterdrahtstärke, 3) Drahtstärke zu Steighöhe p und 4) p zur Gitterlänge nach ähnlichen Gesichtspunkten wie vorher zu wählen. Das Verhältnis 1 bestimmt zusammen mit den Elektrodenspannungen die relativen Verweilzeiten der Elektronen im Gitteranoden- und im Gitterkathodenraum. Das Verhältnis 2 bestimmt die mechanische Festigkeit des Gitters und ist mitbestimmend für die thermische und elektrische Belastbarkeit der Röhre. Verhältnis 3 ergibt den durch die Gitterdrähte hindurchtretenden Stromanteil, der für die Schwingungsanfachsung wirksam ist, und Verhältnis 4 schreibt die zulässige Länge der Elektroden vor. Die günstigsten Werte für diese Verhältnisse hinsichtlich Nutzeffekt und Schwingleistung sind unabhängig von der Wellenlänge, für welche die Röhre gebaut ist. Da der Nutzeffekt mit ungefähr 1% konstant bleibt, sinkt die erzielbare Hochfrequenzleistung mit kürzer werdender Wellenlänge immer mehr ab [19].

Neben den Gitterwendelschwingungen zeigen solche Röhren meistens noch andere Schwingbereiche, die durch die übrigen Elektroden-

abmessungen und Abstimmverhältnisse bedingt sind. Natürlich können die Wendelkreisröhren auch ein zwischen Brems Elektrode und Gitter geschaltetes äußeres Schwingungssystem anfahren, doch ist dann Nutzeffekt und Hochfrequenzleistung trotz der längeren Welle sehr viel ungünstiger.

γ) Die Größe der Schwingröhre. Nachdem die Bedeutung der Elektrodenradien und der Gitterkonstruktion hinreichend geklärt ist, bleiben als letzte Dimensionsgröße noch die absoluten Abmessungen der Röhrenelektroden zu untersuchen. Als Beispiel seien 5 verschiedene

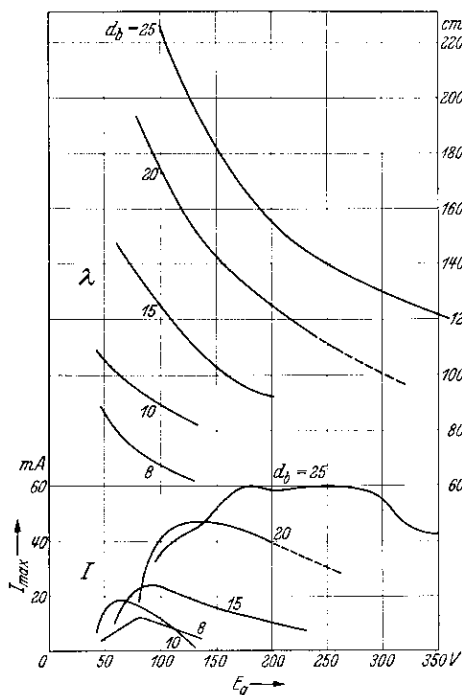


Abb. 243. Wellenbereiche proportional verkleinerter Röhren.

Röhre	d_b mm	d_g mm	p mm	Gitterdraht- durchmesser mm
1	25	10	1,5	0,2
2	20	8	1,2	0,12
3	15	6	0,8	0,12
4	10	4	0,5	0,12
5	8	3,2	0,4	0,08

Röhren mit den aus obenstehender Tabelle ersichtlichen Abmessungen angeführt, die so gewählt sind, daß die Verhältnisse $\gamma = r_b/r_g$; r_g/p und $p/\text{Gitterdurchmesser}$ soweit konstant beibehalten werden, als es die technische Herstellung ermöglicht, während die Elektrodenlänge in allen Fällen 20 mm betrug. Aus den zugehörigen Kurven der Abb. 243 erkennt man, wie bei gleichbleibender Belastung Wellenlänge und Schwingstrom fast linear mit den Abmessungen der Elektroden ab-

nimmt. Als wichtig für die praktische Dimensionierung einer Bremsfeldröhre für eine vorgegebene Wellenlänge ist den Schwingstromkurven zu entnehmen, daß immer einer größeren Röhre vor einer kleineren der Vorzug zu geben ist, wobei sich außerdem die stärkere Belastungsfähigkeit hinsichtlich der Schwingenergie weiter günstig auswirkt.

e) Die Netzanode.

Zieht man in Betracht, daß auf Grund der angestellten theoretischen Betrachtungen, insbesondere auf Grund der Inversionstheorie für die Steuerung der Elektronenbewegung auch bei der Bremsfeldmethode die an den Elektroden entstehenden Resonanzspannungen in gleicher Weise maßgebend sind, wie bei der normalen Rückkopplungssteuerung, so erhebt sich von selbst auch hier die Forderung nach

möglichst kleinen Elektrodenkapazitäten und hohen Scheinwiderständen der Resonanzgebilde. Setzt man die Elektrodenradien und die Konstruktion des Gitters für einen bestimmten Wellenbereich als gegeben voraus, dann ist eine Verminderung der Röhrenkapazität zunächst nur durch Verkürzen der Elektroden in axialer Richtung möglich. Diese Maßnahme setzt aber zwangsläufig die maximale Leistungsaufnahme des Generators herab, und wirkt so einer Energiesteigerung in stärkerem Maße entgegen, als durch die geringe Verbesserung des Wirkungsgrades ausgeglichen werden kann.

Ein anderes Mittel, um trotz vorgegebener Elektrodenabmessungen ihre Kapazität zu verringern, besteht in dem Ersatz des vollen Brems- elektroden-Zylinders durch eine Drahtwendel oder durch ein Maschennetz. Dieser Ausweg, der sich ja schon beim Rückkoppelgenerator als brauchbar erwiesen hatte, ergibt bei der Bremsfeldmethode noch einen zweiten, den Wirkungsgrad verbessernden Vorteil. Am einfachsten erkennt man dies, wenn man sich die zu Eingang des vorliegenden Abschnitts angeführten Überlegungen vergegenwärtigt, wonach der über die Bremsselektrode abfließende Strom einen Verlust bedeutet. Eine gitterförmige Bremsselektrode setzt den Bremsstrom und damit auch seine Verlustleistung beträchtlich herab, was sich in der Verbesserung des Gesamtwirkungsgrades auswirkt. Wie schon erwähnt, tritt derselbe Effekt auch bei Doppelgitterröhren auf (S. 149).

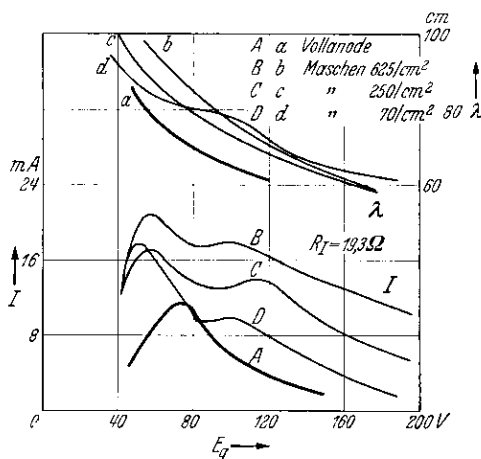


Abb. 244. Schwingbereiche bei netzförmigen Brems- elektroden

Eine allzu grobmashige Bremsselektrode wirkt auf die Schwingungs- intensität wieder ungünstig ein, indem sie die Feldverteilung un- zulässig verzerrt und den Synchronismus der Elektronenbewegung beeinträchtigt. Um über die optimale Bemessung einer netzförmigen Bremsselektrode genauere Aufschlüsse zu erlangen, konstruierte Morita 4 Röhren mit Vollanode und mit Netzanoden von 625, 250, und 70 Maschen/cm², jedoch sonst von gleichen Abmessungen. Aus den mit diesen Röhren gewonnenen Kurven der Abb. 244 geht tatsächlich ein bemerkenswertes Anwachsen des von den Netzanoden gelieferten Schwingstroms gegenüber der Vollanode hervor. Zu betonen ist noch, daß der Einfluß der Netzanoden nur dann nachweisbar ist, wenn die Anode auch wirklich Hochfrequenzspannungen führt, d. h., wenn sie an das äußere Resonanzsystem mit angeschlossen ist. Liegt sie aber beispielsweise zwischen Gitter und Kathode, dann zeigen alle 4 Röhren nahezu gleiche Schwingseigenschaften.

C. Praktische Generatoranordnungen.

a) Anschluß und Gestaltung der äußeren Resonanzkreise.

Nachdem die verschiedenen Fragen nach der zweckmäßigen Bemessung der Schwingröhre grundsätzlich geklärt sind, ist das Augenmerk auf den günstigsten Anschluß und auf die wirksamste Gestaltung der angefachten Resonanzsysteme zu richten, die bei den hier in Frage kommenden Frequenzen besondere Sorgfalt erheischen. In allen bisher angeführten Fällen wurde als Resonanzsystem eine Lecher'sche Parallel-drahtleitung beschrieben, deren Drahtachsen in der geradlinigen Verlängerung der inneren Röhrenzuleitungen liegen. Durch Verschieben der außerhalb der Röhre befindlichen Reflexionsbrücken kann man das aus Lecher-Drähten und Röhrenkapazität gebildete Schwingungsgebilde, dessen Schwingungszustand schon mehrfach erörtert wurde, in weiten Grenzen verstimmen. Die elektrischen Verluste im Quetschfuß oder

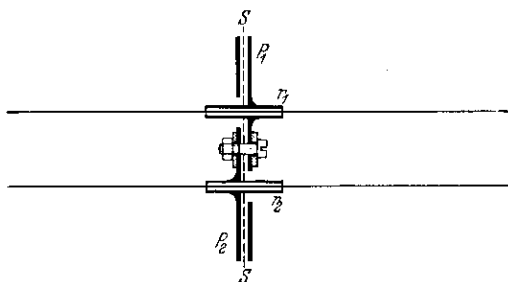


Abb. 245. Reflexions-brücke mit innerer Kapazität.

in den Glasdurchführungen der Zuleitungen lassen sich durch Verlegen eines Schwingungsknotens an diese Stelle auf ein Minimum reduzieren.

Nach Abb. 98 sind zwei Ausführungen nebeneinander möglich, nämlich einmal die Verschiebung einer Reflexionsbrücke

längs fester Drähte und zum anderen die Variation der Paralleldrahtlänge mittels teleskopartig ausziehbarer Rohre. Im ersten Fall besteht die Gefahr, daß die Wellen sich bei unvollkommenem Reflexionsvermögen der Abstimmbrücke über diese hinaus fortpflanzen und auf den freien rückwärtigen Drahtenden unter Umständen zu störenden Zieherschwingungen und Koppelschwingungen Anlaß geben. Im Interesse eines möglichst einfachen Aufbaus wird man die längs der Paralleldrähte verschiebbare Abstimmbrücke als Querkapazität ausbilden, um den Elektroden ihre Speisespannungen über beide Drähte zuführen zu können. Für diesen Zweck genügen bereits Kapazitätswerte von 10—20 cm, die bei Frequenzen von 10^9 Hz praktisch schon einen Kurzschluß bilden. Eine sich besonders bei sehr kurzen Wellen bewährende konstruktive Vereinigung einer Querkapazität mit einer Reflexionsbrücke zeigt die Abb. 245. Dieselbe besteht in der Hauptsache aus zwei, in Führungsröhren r_1 und r_2 auf beiden Drähten gleitenden Metallscheiben P_1 und P_2 von 10—20 cm Durchmesser, welche auf die aus der Zeichnung ersichtliche Weise mit den Röhren wechselseitig Kontakt geben. Durch eine Isolationsscheibe S , beispielweise ein Glimmerblatt voneinander getrennt, bilden die beiden Platten die Belegungen des Brückencondensators [61]. Die Scheiben werden durch eine oder mehrere Schrauben mit isolierenden Unterlegscheiben zusammeng gehalten, oder zwischen zwei größere Isolationsscheiben eingespannt.

Anstatt die Doppelleitung direkt mit den Elektroden zu verbinden und zur Spannungszufuhr zu benutzen, kann die Anordnung nach Abb. 246a auch so getroffen werden, daß die Elektroden durch Längskapazitäten C_1 und C_2 gegen die Paralleldrähte galvanisch abgeriegelt sind, und über Drosselspulen D_1 und D_2 gespeist werden. Die Kapazitätsbrücke kann in diesem Fall natürlich durch einen Kurzschlußbügel K , der zum Schwingungsnachweis ein Thermoelement oder ein Glühlämpchen enthalten kann, ersetzt werden. Auch hier genügen für C_1 und C_2 Kapazitätswerte von 10–20 cm, während die Drosselspulen aus einlagigen Wicklungen von 1–2 cm Durchmesser und 0,1–0,15 mm starkem Draht bestehen. Die Länge der Drosseln ist so zu bemessen, daß beim Abtasten der Zuleitungen mit dem Finger keine Schwankungen der Schwingintensität bzw. des Bremsstroms auftreten. Da die Drosseln immer eine gewisse Unsicherheit und Energieverluste mit sich bringen, ist der Röhrenspeisung über die Lecher-Drähte allgemein der Vorzug zu geben.

Bisher wurde in der Hauptsache nur der Anschluß des äußeren Lecher-Systems an Gitter und Bremsselektrode behandelt, wie er sich aus der Dreipunkt-Rückkopplungsschaltung ergibt. Betrachtet man die Röhre auf Grund der Barkhausen-Theorie als selbständigen Generator, so müssen sich auch zwischen Gitter und Kathode oder zwischen Bremsselektrode und Kathode liegende Resonanzkreise anfahren lassen, und dasselbe gilt auch für die Inversionstheorie, deren Phasenverhältnisse sich durch geeignete Wahl der Elektrodenpotentiale ja immer so einstellen lassen, daß Selbsterregung stattfindet. Über die in allen drei

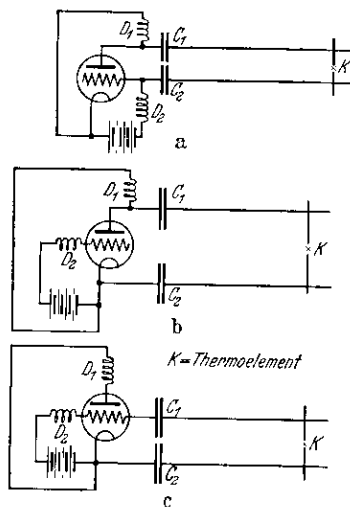


Abb. 246. Bremsfeldschaltungen mit verschiedenartig angeschlossener Lecher-Leitung.

Schaltungen gemäß Abb. 246a–c auftretenden Hochfrequenzströme gibt die obenstehende Tabelle Aufschluß, deren Spalten 4–6 die Schwingströme im Abstimmbügel K für drei verschiedene Röhren zeigen. Ohne auf die Anfachungsverhältnisse weiter einzugehen, erkennt man, daß die „Normalschaltung“ a den beiden anderen um ein Vielfaches überlegen ist.

Eingangs dieses Kapitels ergab sich schon die Gelegenheit, auf einige bei der Vereinigung normaler handelsüblicher Röhren mit einer äußeren Lecher-Leitung auftretende Mißstände hinzuweisen, nämlich auf die

Röhre	P	E_g V	Schwingstrom I_{∞}			λ cm
			a	b	c	
1	0,5	80	19,0	0,98	0,22	94
2	1,5	94	24,4	5,30	0,45	94
3	3,0	160	16,5	5,50	0,60	90

durch Röhrenfuß oder Glasdurchführungen und durch unzweckmäßige Anordnung der Elektroden entstehende Mehrdeutigkeit des Schwingungszustandes. Jedenfalls können die Anfachungsverhältnisse einer Anordnung gemäß Abb. 175 nicht unter allen Umständen als eindeutig phasenrein gelten, wodurch bei Überlappung der einzelnen Inversionsbereiche starke Störungen der Anfachung einer bestimmten Welle resultieren können. Dies wird bei der in Abb. 247 schematisch dargestellten Anordnung bis zu einem gewissen Grade vermieden, indem Gitter und Brems Elektrode beiderseits mit Zuführungen versehen und in dem Schwingungsbauch einer beiderseits kurzgeschlossenen Paralleldrahtleitung eingeschaltet sind [62, 50]. Vor allem beseitigt diese Anordnung unerwünschte Mehrwelligkeiten der Elektroden selbst, weil ein Selbstschwingen ohne Mitwirkung der Doppelleitung ausgeschlossen ist. Hinsichtlich des erreichbaren Schwingkreiswiderstandes $Z = \sqrt{L/C}$ besteht

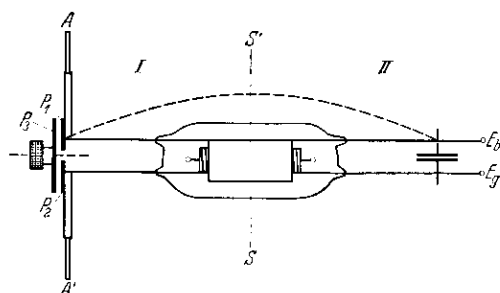


Abb. 247. Bremsfeldsender mit beiderseits kurzgeschlossener Doppelleitung nach Hollmann.

kein prinzipieller Unterschied gegenüber einer Röhre mit nur einseitig ausgeführten Elektroden. Zwar verteilt sich die gesamte Elektrodenkapazität auf zwei Lecher-Systeme, wenn man sich den Generator durch Schnitt in der Symmetrieebene $S-S'$ in die beiden Teile I und II zerlegt denkt. Da diese aber parallel geschaltet sind, wird nur die Induktivität der Zuleitungen halbiert, und gegenüber dieser halben

Induktivität tritt die ganze Röhrenkapazität in Erscheinung. Der Vorzug des Systems gegenüber der einfachen Anordnung liegt darin, daß der symmetrische Aufbau die Kathode praktisch wechsellspannungsfrei macht, und daß sich eine Verdrosselung der Heizleitungen erübrigt. Ferner ist die Anordnung vorteilhaft zur Einstellung des Senders auf maximale Leistungsabgabe. Eingehende Untersuchungen, bei denen die Länge des einen Systems als Parameter gewählt, und die Länge des anderen Systems stetig verändert wurde, zeigen, daß die Länge des Systems I, an das der Verbraucher angekoppelt ist, keinen wesentlichen Einfluß auf die Leistungsabgabe hat [63]; dies System dient also vor allem zur Übertragung der Wirkleistung, während System II zur Einstellung der günstigsten Schwingungsphase (Blindleistung) dient.

Mit der für den doppelseitigen Anschluß einer durchgehenden Paralleldrahtleitung konstruierten Telefunkenröhre der Type RS 296, die in Abb. 248 im Lichtbild gezeigt ist, kann eine Hochfrequenzleistung bis zu etwa 6 W auf 50 cm Welle erzeugt werden¹ [59]. Ein Hartglaskolben erlaubt die Elektroden trotz der hohen thermischen Beanspruchung unmittelbar auf den durchgehenden Lecher-Drähten zu

¹ Die Röhre RS 296 ist auch zur Erzeugung ultrakurzwelliger Rückkopplungsschwingungen geeignet und gibt vor allem in Verbindung mit einem konzentrischen Rohrleitungssystem einen guten Wirkungsgrad.

montieren, wobei die Drähte wegen ihrer Wärmeausdehnung in kurzen Zwischenrohren verschiebbar oder durch federnde Bügel unterbrochen sein müssen, wie es bei der entsprechenden amerikanischen Röhrentype 160 Y der Fall ist. Den Verlauf der mit dieser Röhrentype zu erzeugenden Schwingleistung als Funktion der Frequenz, wenn alle Parameter jeweils auf ihre optimalen Werte gebracht werden, zeigt das ausgezogene Kurvenstück in Abb. 249, während die Meßpunkte den optimal zu erhaltenden Nutzeffekt bei den verschiedenen Frequenzen erkennen läßt, der im Maximum 6% erreicht [19].



Abb. 248.
Bremsfeldröhre (RS 296) der Telefunken-Gesellschaft.

Die Ankopplung einer Dipolantenne kann rein induktiv durch Annäherung der Antenne an den Strombauch erfolgen; als besser hat sich aber die direkte galvanische Ankopplung nach Abb. 247 erwiesen. Um die Kopplung auch in diesem Fall optimal einjustieren zu können, schaltet man am einfachsten in den beiden Schwingssystemen gemeinsamen Strom-

Nutzeffekt in %

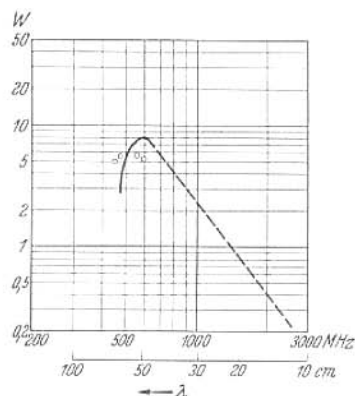


Abb. 249. Schwingungsintensität (—) und Nutzeffekt (---) der amerikanischen Röhre 160 Y, sowie von Wendelkreislöhren (· · · ·).

Eine andere Methode, den dem primären Lecher-System und der sekundären Antenne gemeinsamen Koppelwiderstand optimal abzugleichen, besteht darin, die beiden Anschlußpunkte der Lecher-Leitung an den Dipol zu verschieben¹. Das Verfahren hat gegenüber der vorerwähnten Ankopplung den Vorzug, daß sich mit dem Abstand der Paralleldrähte auch der Wellenwiderstand des Doppelleitungsgebildes ändert, und eine optimale Anpassung an den Strahlungswiderstand des Dipols erlaubt. Außerdem ergibt sich die Möglichkeit, durch verschiedene Lage der

¹ Vgl. Bd. II, Kapitel 2, Abschnitt 4, C.

beiden Anschlußpunkte die durch die verschiedenen Kapazitäten und Induktivitäten von Gitter und Bremsselektrode herbeigeführten Unsymmetrien bis zu einem gewissen Grad auszugleichen. Zur genauen Kontrolle der richtigen Einstellung werden am einfachsten zwei kleine Glühlämpchen mit ihrem Mittelanschluß auf die Dipolenden auf-

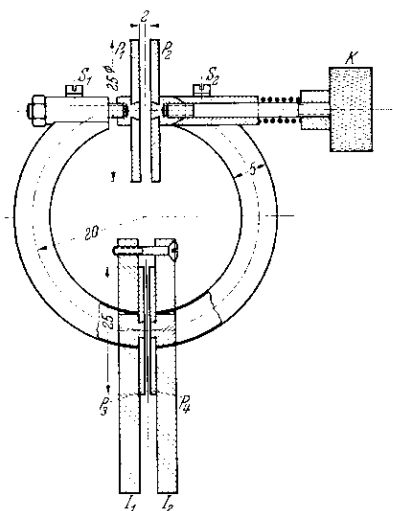


Abb. 250.

Schwingungskreis für $\lambda = 50 - 75$ cm.
 P_1, P_2 Halbkreisplatten des Abstimmkondensators, P_3 Festplatte in veränderlichem Abstand, P_4 mittels Knopf K in konischer Lagerung drehbare Platte, P_3, P_4 Kreisplatten des Blockkondensators, mit Glimmerzwischenlage zwischen Isolierscheiben L_1, L_2 eingespannt, S_1, S_2 Anschlußklemmen.

gesetzt. Der über die Erdkapazität des Fassungs gewindes abfließende Hochfrequenzstrom reicht bei den vorliegenden Leistungen und Frequenzen zur Speisung des Glühfadens vollkommen aus. Hat man zwei Lämpchen gleicher Empfindlichkeit ausgesucht, dann ist die symmetrische Abgleichung des Generators an der gleichen Helligkeit leicht zu erkennen.

Eine dritte Methode, einen Verbraucherwiderstand optimal an den Paralleldrahtgenerator anzupassen, ist die Belastung der Doppelleitung mit einem Thomsonschen Schwingungskreis. Bei dem in Frage kommenden Frequenzbereich besteht derselbe aus einer einzigen Drahtschleife und einer Abstimmkapazität von wenigen Zentimetern. Über die zweckmäßige Dimensionierung und den Aufbau eines derartigen Kreises gibt die Konstruktionszeichnung der Abb. 250 genaueren Aufschluß. Als Induktivität dient ein zu einem Kreisbogen von 4 cm Durchmesser zusammengeboogenes Kupferrohr von 4—5 mm Stärke. Im unteren Ende ist dieser Ring durch eine Kurzschlußkapazität, bestehend aus zwei Metallplatten von etwa 3,5 cm Durchmesser mit einer isolierenden Glimmerscheibe, die mittels

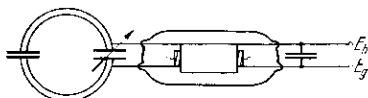


Abb. 251. Anschluß eines Belastungskreises an den Bremsfeldgenerator nach Abb. 247.

Schrauben und Isolationsscheiben zusammengepreßt werden, elektrisch aufgeteilt, um beim Anschluß der Röhre die Elektrodenpotentiale an der hochfrequenzmäßig am wenigsten störenden Stelle zu trennen. Im oberen Teil liegt der variable Abstimmkondensator, den zwei halbkreisförmige Platten von 25 mm Durchmesser in 2 mm Abstand bilden. Die eine der beiden Platten ist in einer konischen Lagerung drehbar, während die andere sich mittels eines Gewindes auf geeigneten Abstand bringen läßt.

Dieser Thomsonsche Resonanzkreis wird nun auf die aus Abb. 251 ersichtliche Weise mit der die Schwingröhre enthaltenden Paralleldrahtleitung verbunden, deren rückwärtiges Ende durch eine nahe an der Röhre angeordnete Brückenskapazität kurzgeschlossen ist. Natürlich

wird sich bei dieser Anordnung nicht mehr die Eigenwelle des freien Resonanzkreises, sondern eine Koppelwelle der beiden Schwingungsgebilde erregen. Vermittels des Abstimmkondensators kann man die Welle bei den angegebenen Schwingkreisdimensionen und bei Verwendung der beschriebenen Röhrentype RS 296 etwa im Bereich von 50—70 cm variieren, wenn man die Gitterspannung gleichzeitig nachstellt. Die Abb. 252 zeigt den praktischen Aufbau des Generators im Lichtbild.

Obwohl sich die Anordnung in energetischer Hinsicht den bisher gebräuchlichen weit überlegen gezeigt hat, weist die Röhre einige in der Umgebung von 70, 50 und 35 cm liegende ausgeprägte Frequenzen auf, die bei entsprechender Abstimmung der außerhalb der Röhre befindlichen Kreise mit besonderer Energie in Erscheinung treten. Diese bevorzugten Frequenzen sind dadurch bedingt, daß die Querschnittsänderungen beim Übergang der Doppelleitung in die Elektroden, sowie die beiden Glasdurchführungen als Stoß- und Reflexionsstellen wirken, und bis zu einem gewissen Grade bestimmte Frequenzen festlegen. Dadurch, daß die Außensysteme über die kleinen Kapazitäten der Quetschfüße sehr fest mit dem System innerhalb der Röhre gekoppelt sind, entstehen komplizierte Abstimmverhältnisse, so daß die Anzahl der Abstimmungsmöglichkeiten noch wesentlich größer ist, als es die Praxis zulassen darf.

Nun ist schon zu verschiedenen Malen (Kapitel 1, Abschnitt 3, B und Kapitel 2, Abschnitt 2, C, c) die Ausgestaltung des frequenzbestimmenden Resonanzsystems als konzentrische Rohrleitung besonders in Verbindung mit einer Elektronenröhre als vorteilhaft erkannt worden, weil die schädlichen Röhrenkapazitäten als frequenzbestimmende Schwingkreiselemente ausfallen, und weil sich infolgedessen leistungsfähige Röhren ohne Rücksicht auf ihre Innenkapazität verwenden lassen. Dieses Prinzip ist in neuester Zeit auch beim Bau von Bremsfeldsendern zur Anwendung gelangt, wo es sich gerade als besonders fruchtbar erweisen muß, zumal die ganze Rohrleitung ihrer geringen Länge wegen innerhalb des Röhrenkolbens eingeschlossen werden kann [64]. Dadurch, daß die Elektroden kontinuierlich in die konzentrische Rohrleitung übergehen, und daß hochfrequenzführende Glasdurchführungen fortfallen, kann sich nur die der gesamten Länge der Rohrleitung entsprechende Grundschwingung erregen. Prinzipiell ist die Anordnung so zu treffen, daß zwei Elektroden, beispielsweise Bremselktrode und Gitter, mit entsprechenden Verlängerungen versehen und zu einer konzentrischen Doppelleitung

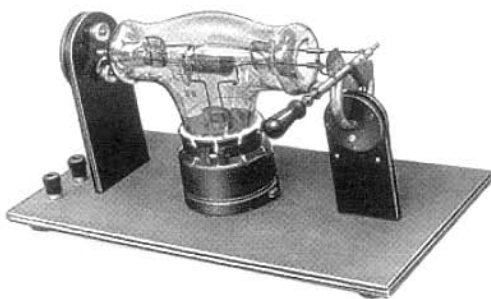


Abb. 252. Ansicht eines Bremsfeldsenders nach Abb. 251.

zusammengefaßt werden, während die dritte Elektrode, in diesem Fall also die Kathode, mit ihren Zuleitungen als kapazitiv angekoppelte Energieleitung verwendet werden kann. Wenn sich diese Ankopplung als zu lose erweist, muß die Rohrleitung selbst an geeigneten Punkten angezapft werden, wie es bei den früheren Beispielen gezeigt ist.

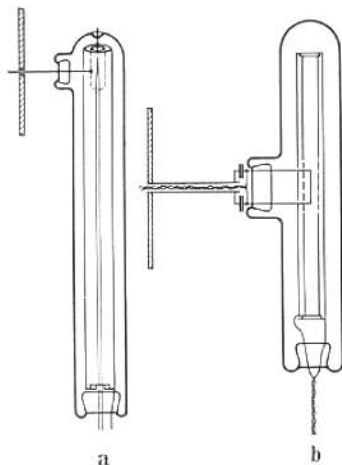


Abb. 253. Bremsfeldsender mit konzentrischer Rohrleitung nach Pfetscher und Müller.

Als Ausführungsbeispiel seien in der Abb. 253 zwei nach diesen Gesichtspunkten entwickelte Bremsfeldsender angeführt. In Abb. 253a besteht die Rohrleitung aus Brems Elektrode und Kathode mit ihren Zuleitungen, während das Gitter die kapazitive Ankopplung einer Antenne vermittelt. In Abb. 253b liegen Gitter und Brems Elektrode im Spannungsbauch einer beiderseitig kurzgeschlossenen Rohrleitung, während die Kathode als Koppelsystem wirkt. Durch zyklische Vertauschung kann die Zahl dieser Anordnungen verdreifacht werden. Jedenfalls stellt das in der Röhre eingeschlossene, scharf begrenzte Stück einer

homogenen Doppelleitung eine Anordnung dar, bei welcher das frequenzbestimmende Schwingungssystem seine theoretisch größtmögliche Längenausdehnung nahezu erreicht, und welche daher auch bei ultrakurzen Wellen hinsichtlich der Unterdrückung ungewollter Abstrahlung,

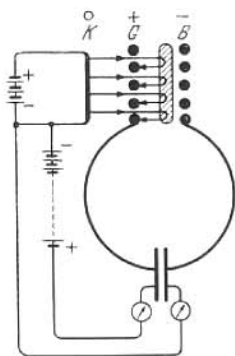


Abb. 254.

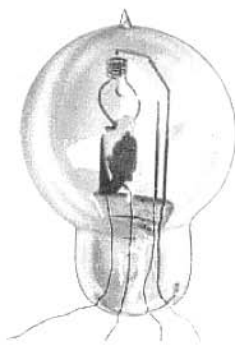


Abb. 255.

Abb. 254 und 255. Schema und Ansicht einer Bremsröhre mit eingebautem Schwingungskreis nach Kohl.

hinsichtlich verlustfreier Halterung und nicht zuletzt hinsichtlich einer wirksamen Wärmeabfuhr von den Elektroden große Vorzüge gegenüber den anderen Anordnungen aufweist, wenn der Nachteil der unveränderlichen Welle in Kauf genommen werden kann.

Endlich lassen sich die Elektrodenkapazitäten mit einem als Induktivität wirkenden Drahtbügel zu einem vollständig innerhalb des Glaskolbens unterzubringenden Schwingungskreis zusammenfügen. Eine auf diese Weise entstehende Generatorröhre für $\lambda = 30$ cm stellen die Abb. 254 und 255 schematisch und im Lichtbild dar [65]. Zwecks Steigerung der Energieausbeute ist die Bremsselektrode aus den oben erwähnten Gründen als Wendel ausgebildet, die durch Stege kurzgeschlossen sein muß (s. Abbildung 81). Ein über dem Quetschfuß erkennbarer und den Schwingkreis tragender Kurzschlußkondensator dient zur Trennung der Elektrodenspannungen. Die erzeugten Schwingungen lassen sich durch Ausgestaltung der Gitter- und Bremsstromzuleitungen als Lecher-System fortleiten, doch ist die Ankopplung über die als Brücke wirkende Kurzschlußkapazität ziemlich lose. Zudem vermag die Röhre wegen ihrer kleinen Abmessungen nur ganz geringe Energien aufzunehmen und zu verarbeiten.

b) Die Elektroden als Resonanzsysteme.

Mit hinreichend kleinen Röhren lassen sich zwischen Gitter und Bremsselektrode liegende Lecher-Leitungen bis zu Wellen von etwa 20 cm herab erregen. Unterhalb dieses Wertes erweist sich die Anfängung der Gitterwendel mit ihrem um die Bremsselektrode herumgreifenden Haltebügel als ungleich vorteilhafter. Die französische „TMC“-Röhre enthält einen solchen Wendelschwingkreis und eignet sich wegen der von dem Quetschfuß gesonderten Glasdurchführungen der Zuleitungen zu Gitter und Anode auch zur Anregung eines äußeren Paralleldrahtsystems bei Wellen von 30 cm aufwärts. Abb. 256 zeigt einen mit einer TMC-Röhre arbeitenden Generator mit einem unmittelbar auf die Röhre freitragend aufgesetzten und ausziehbaren Metallrohren hergestellten Resonanzsystem mit Dipolantenne [66]. Die Anordnung erlaubt auch die Wendelkreisschwingungen, deren Welle bei verschiedenen Röhren

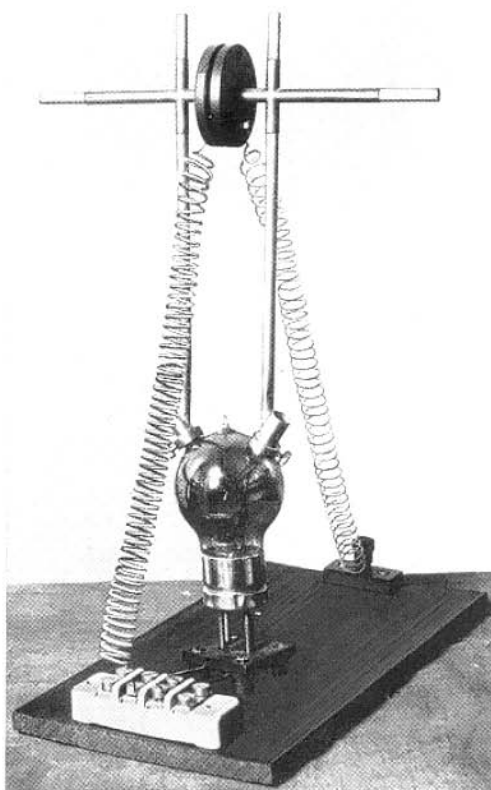


Abb. 256. TMC-Röhre mit aufgesetztem Paralleldrahtsystem nach Holmann.

zwischen 16 und 18 cm schwankt, mit gutem Wirkungsgrad auf die Antenne zu übertragen. Will man nur die kurzwelligen Wendelkreisschwingungen ausnutzen, so genügt als Antenne ein auf die Gitteranschlußkappe aufgesetzter und auf eine Viertelwelle oder auf ungerade mehrfache abgestimmter Draht. Durch besonders verlustfreien und hochbelastbaren Aufbau des Wendelkreises und durch zweckmäßige Dimensionierung der Elektrodenradien gelang es Kohl, die Hochfrequenzenergie der Gitterschwingungen auf ein Vielfaches der TMC-Röhren zu steigern. Für viele Zwecke erübrigt sich eine besondere Antenne, vielmehr reicht die Strahlung des kleinen Wendelkreises aus.

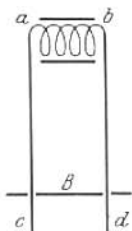


Abb. 257.
Abstimmbare
Gitterwendel.

Ferner versuchte Kohl, durch entsprechende Kühlung die in der Röhre in Wärme umgesetzte Verlustleistung abzuführen [38]. Eine derartige Versuchsröhre für $\lambda = 24$ cm, deren Wendelkreis aus von Kühlwasser durchflossenen Röhren von etwa 1 mm Durchmesser bestand, konnte ohne weiteres bis zu einer Verlustleistung von über 200 W belastet werden, während eine entsprechend gebaute ungekühlte Röhre nur 20 W

vertrug. Durch Vergleich dieser beiden Röhren wurde eine proportionale Steigerung der Schwingleistung auf rund das Zehnfache festgestellt. Von Wichtigkeit war, daß die Steigung der wassergekühlten Gitterwendel etwa 4 mm betragen mußte, um bei den erforderlichen Emissionsströmen von 0,35 A

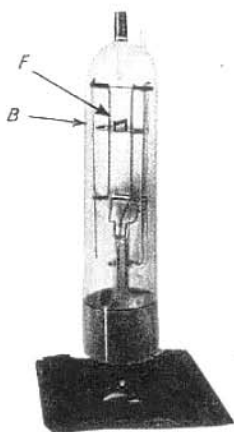


Abb. 258. Röhre mit verschiebbarer Reflexionsbrücke nach Potapenko.

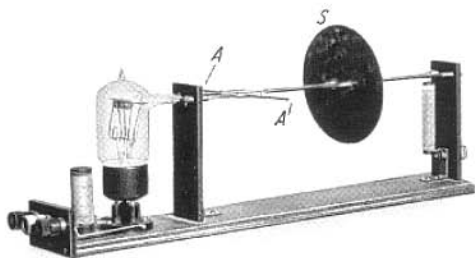


Abb. 259. Ansicht eines Wendelkreisgenerators für $\lambda = 14-20$ cm.

noch eine Energiesteigerung zu erzielen, während engere Gitterwendeln nach Überschreiten eines bestimmten Emissionsstroms vielfach eine Energieabnahme zeigten.

Als schwerwiegenden Nachteil der Wendelkreisschwingungen, wie der Anfänger aller vollständig innerhalb des Glaskolbens untergebrachter Resonanzsysteme erkennt man die unveränderlich vorgegebene Wellenlänge, wenn man von der geringen Variation bei Spannungsänderungen absieht. In gewissem Maße läßt sich dem abhelfen, indem man die Enden der Gitterwendel nach Abb. 257 in zwei Paralleldrähte auslaufen

läßt, auf denen wiederum eine Reflexionsbrücke verschoben werden kann. Potapenko bringt dieses ganze Abstimmssystem innerhalb der Röhre unter (Abb. 258) und sucht die mit leichter Reibung gleitende Brücke durch Neigen und Beklopfen der Röhre in die richtige Lage zu bringen [21]. Unter Beachtung besonderer Vorsichtsmaßregeln gelingt die Ausführung der Paralleldrähte aus dem Röhrenkolben [67], so daß die Abstimmung wie bei den sonst gebräuchlichen Anordnungen außerhalb der Röhre vorgenommen werden kann. Allerdings bilden auch hier wieder die Glasdurchführungen und die Knickstellen beim Übergang der Lecher-Leitung in die Gitterwendel störende Reflexionsstellen, wodurch bestimmte Wellenlängen bevorzugt werden. Abb. 259 zeigt einen nach diesen Gesichtspunkten entwickelten Generator für $\lambda = 14-20$ cm mit Reflexionsscheibe S und mit zwei auf die Lecher-Drähte aufgesetzten Dipoldrähten A und A' .

Um die möglichen Schwingungszustände einer Paralleldrähtheitung, die an einem Ende durch die Wendel und am anderen Ende durch eine Kurzschlußbrücke abgeschlossen ist, theoretisch zu erfassen, werde die Wendel nach dem Schema der Abb. 260 durch eine reine Induktivität L_g und eine reine Kapazität C_g in Parallelschaltung ersetzt [20]. Parallel zu diesem Ersatzkreis liegt dann das Lecher-Drahtsystem P_g von der Länge l_g und mit dem Widerstand $\Re_g$. Bezeichnet man den durch die drei parallel geschalteten Leiter L_g , C_g und P_g dargestellten Wechselstromwiderstand mit $\Re$, so sind die möglichen Eigenfrequenzen des Systems an die Bedingung $\Re = \infty$ geknüpft. Die theoretische Behandlung der Parallelschaltung der drei entsprechenden Widerstandswerte, deren Größen sich ergeben zu:

$$\Re_C = -\frac{j}{\omega C_g}; \quad \Re_L = j\omega L_g$$

und

$$\Re_p = jZ \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_g}{\lambda}$$

($Z = 4 \ln a/q$: Wellenwiderstand der Drahtleitung) führt zu der transzendenten Gleichung:

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{l_g}{\lambda} = \frac{2\pi e L_g}{Z \lambda \left(\frac{\lambda_g^2}{\lambda^2} - 1 \right)}.$$

Die Lösungen dieser Gleichungen werden am besten auf graphischem Wege erhalten, indem man die rechte und linke Seite in Kurvenform darstellt. In der Abb. 261 sind die beiden entsprechenden Kurven für folgendes praktische Beispiel aufgetragen:

a = Drahtabstand = 1,7 cm.

q = Drahtradius = 0,04 cm.

l_g = Länge der Lecher-Drähte = 20 cm.

λ_g = 16 cm, aus Knotenabständen und der hieraus extrapolierten „äquivalenten“ Länge der Gitterwendel experimentell bestimmt.

n = Gitterwindungen = 14.

r_g = Gitterradius = 0,185 cm.

l = Gitterlänge = 1,4 cm.

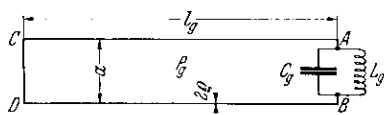


Abb. 260.
Ersatzschema für das Gitterwendsystem.

Hierfür errechnet sich:

$$L_y \approx \frac{4\pi^2 n^2 r_g^2}{l + 0,45 \cdot 2 r_g} = 169 \text{ cm},$$

welcher Wert wegen der sinusförmigen Stromverteilung noch korrigiert werden muß:

$$L_y = \frac{2}{\pi} 169 = 108 \text{ cm}.$$

Die Schnittpunkte der für diese Werte geltenden Kurven in Abb. 261 liefern die Eigenwellen:

$$\lambda = 53,5; 25,0; 16,0; 11,6; 9,3; 7,5; 6,5 \text{ cm} \dots$$

Da der letzte Ast *e* der Kurve *I* asymptotisch zur *y*-Achse verläuft und mit dem unterhalb der Achse liegenden Zweig der Kurve *II* nicht mehr

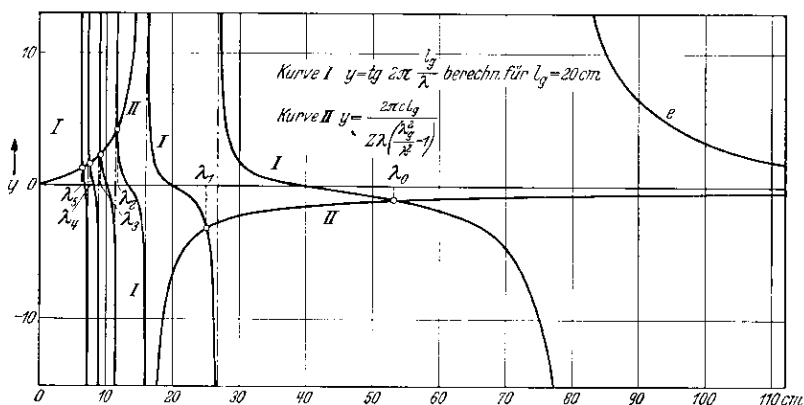
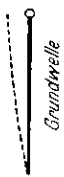
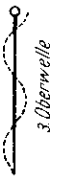
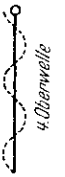


Abb. 261. Kurven zur Bestimmung der Eigenfrequenzen des Gitterdrahtsystems nach Müller. Die Schnittpunkte der Kurven *I* und *II* liefern die möglichen Eigenwellen.

zum Schnitt kommt, ist $\lambda_0 = 53,5$ cm die längste Grenzwellenlänge, während die Reihe nach kürzeren Wellen hin nicht begrenzt ist. Wegen der die Anfachung mitbestimmenden Betriebsverhältnisse, die immer im Raumladungsgebiet bleiben müssen, lassen sich in Wirklichkeit nicht alle möglichen Oberwellen anregen, doch stimmen die wirklich auftretenden Wellenlängen mit der Rechnung auf wenige Prozent überein. Die folgende Tabelle zeigt das sich bei verschiedenen Abstimmungen eines Gitterwendelsystems ergebende Wellenspektrum, dessen Spektrallinien nach der Ordnungszahl der Oberwellen geordnet sind. Bei der effektiven Länge des Gitterparalleldrahtsystems sind die Einflüsse der Glasdurchführungen und die Endeffekte der Paralleldrähte bei ihrem Anschluß ans Gitter durch Extrapolation aus einer Reihe von Messungen eliminiert. Man erkennt, daß es mit einer solchen Anordnung gelingt, den Wellenbereich von 10—25 cm kontinuierlich zu bestreichen, wenn man berücksichtigt, daß die in der Tabelle aufgeführten Wellen jedesmal den Zentren mehr oder weniger breiter Schwingbereiche entsprechen.

Effektive Länge des Gitterparallel- drahtsystems l_g in mm	Gemessene Wellenlängen in cm					
	λ_3	λ_4	λ_5	λ_6	λ_7	λ_8
85	—	12,3 ₅	—	—	—	—
92	—	13,4 ₅	—	—	—	—
106,5	—	14,1	—	—	—	—
110,5	24,5	15,1 ₅	11,5	—	—	—
119	25,3	15,8	11,8	—	—	—
132	—	16,8	12,0	—	—	—
142	—	17,7	12,2 ₅	—	—	—
151,5	—	18,1	12,8	—	—	—
168	—	20,0	14,0	—	—	—
200	—	26,0	17,0	12,4	—	—
244	—	—	18,1	13,9	11,8	—
269	—	—	19,3 ₅	15,1	12,3	—
293	—	—	21,3 ₅	16,4 ₅	13,2 ₅	11,6
321	—	—	23,6	17,4	14,2	12,2
Schwingungs- modus des Gitterparallel- drahtsystems						

Über die mit Wendelkreisschwingungen bei dem gegenwärtigen Stand der Entwicklung zu erhaltende Energie gibt die in Abb. 249 gestrichelt eingezeichnete Kurve Auskunft. Von etwa 5,5 W bei $\lambda = 40$ cm fällt die Nutzleistung auf 0,4 W bei $\lambda = 10$ cm ab [19].

Neben dem Gitterkreis kann unter Umständen noch die Anode und die Kathode mit ihren Zuleitungen einen gewissen Einfluß auf die Schwingungsintensität ausüben, freilich mehr sekundärer Art, indem diese Systeme unerwünschte Energieabsorption verursachen. Während man eine etwaige Kathodenresonanz am einfachsten durch einen

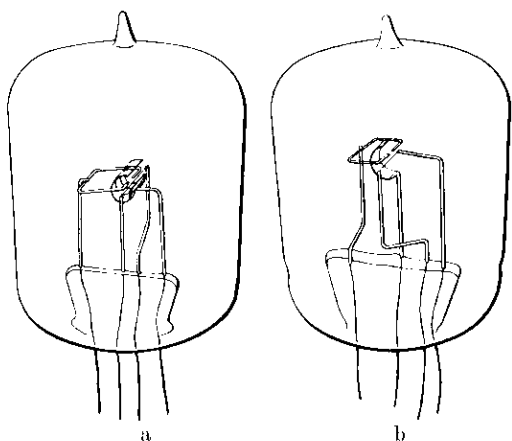


Abb. 262. Gitterbügelkreis a für $\lambda = 12$ und $b = 7$ cm nach Kohl.

kleinen Kurzschlußkondensator, der unmittelbar oberhalb des Quetschfußes zwischen die Heizdrähte gelegt wird (s. Abb. 168) [68], beseitigt, kann man die Anoden-zuleitung allein oder zusammen mit den Heizdrähten mit einer verschiebbaren, oder fest in der Röhre eingebauten Reflexionsplatte in günstigster Weise abstimmen [69], oder man verbindet die Enden des Anoden-zylinders ebenfalls mit zwei Lecher-Drähten [20].

Soll die Frequenz weiter erhöht werden, so muß das wendelförmige, den Heizfaden konzentrisch umgebende Gitter verlassen werden, weil es sich aus rein technischen Gründen nicht viel kleiner herstellen läßt, und weil seine schädliche Kapazität sonst zu groß wird. So bleiben vom Gitter schließlich nur noch die zwei parallel zum Heizfaden in den Entladungsraum hineinragenden Enden des Schließungsbügels übrig. Bei den beiden in Abb. 262a und b dargestellten Röhren für 12- und

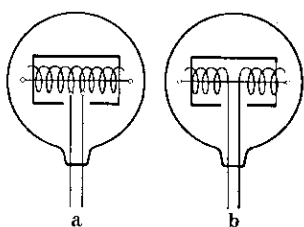


Abb. 263. Anschluß einer Doppel-
leitung an die Gitterwendel
nach Hollmann.

7-cm-Wellen wurde der Kapazitätseinfluß der Bremsselektrode weiter dadurch vermindert, daß nur noch eine Halbzylinderfläche verwendet wurde. Bei der Röhre *b* wurde schließlich nur für die eine Hälfte des Schließungsbügels eine derartige halbzylindrische Bremsfläche angebracht, und somit der im Gegentakt schwingende Bügel nur einseitig erregt. Als Endergebnis eingehender Versuche, bei denen sich zur Erzielung hoher Leistungen ein möglichst

großes Verhältnis der Elektrodenradien als zweckmäßig erwies, gelangte Kohl bis zu 4,7 cm Welle bei einer Schwingleistung von rund 1 mW.

Eine den bisher beschriebenen Verhältnissen analoge Schwingungsform der Gitterwendel ergibt sich unter Fortlassung des Schließungsbügels und bei Stromzufuhr in der Mitte, während die Enden zweckmäßig isoliert gehalten werden [20]. Eine derartige Röhre ist schematisch schon in Abb. 177 dargestellt, wobei auf die günstigen Anfachungsverhältnisse hingewiesen wurde. Um der Röhre die durch den Anodenzylinder abgeschirmten Schwingungen möglichst verlustfrei zu entziehen, kann nach Abb. 263a die Speiseleitung als Doppelleitung ausgebildet werden, wobei die Lage der Anschlußpunkte an die Wendel für die Kopplung maßgebend ist [70]. Unterbricht man die Wendel zwischen den Anschlußpunkten der Lecher-Leitung auf die aus Abb. 263b ersichtliche Weise, so kann man über die äußere Abstimmbrücke einen gewissen Einfluß auf die Resonanz des Gitterdipols ausüben.

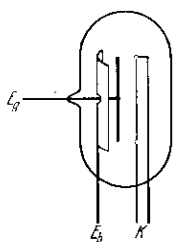


Abb. 264.
Bremsröhre
mit linearem
Gitterdipol
nach
Hollmann.

Auch hinsichtlich des Gitterdipols gilt das schon Gesagte, daß eine Verkürzung der Wellenlänge unter 10 cm zwecks Herabsetzung der schädlichen Kapazitäten den Ersatz der Wendel durch einen linearen, drahtförmigen Gitterdipol erforderlich macht. Diese Anordnung scheint wegen ihrer aus Abb. 264 ersichtlichen einfachsten Formgebung der Elektroden zu dem kleinsten technisch herstellbaren Bremsgenerator zu führen [71]. Obwohl die Anfachungsbedingungen aus den Untersuchungen an Fadenröhren bei Wellen von einigen Dezimeter Länge an sich bekannt sind und durch die der Kathode gegenüberstehende Bremsfläche noch verbessert werden, haben die Versuche mit solchen Röhren bei Dipollängen von einigen Zentimetern bisher noch zu keinem Erfolg geführt, doch läßt die technische Entwicklung nach dieser Richtung hin zweifellos noch manchen Fortschritt erhoffen.

D. Mehrrohrgeneratoren.

In der normalen Hochfrequenztechnik und bis zu einem gewissen Grad auch noch bei Meterwellen kann man die Nutzleistung durch Verwendung großer und dementsprechend hohe Belastungen vertragender Senderöhren auf viele Kilowatt bringen. Je kürzer die Wellen aber werden, um so mehr schreiben letzten Endes die Elektrodenabmessungen und Kapazitäten eine Grenze vor, während sich die endlichen Elektronenlaufzeiten prinzipiell durch hohe Beschleunigungsspannungen oder durch Kennlinieninversionen ausgleichen lassen. Als einzige Möglichkeit, die Energie auch im Mikrowellengebiet durch Steigerung der zugeführten Leistung über den mit einer Einzelröhre erreichbaren Betrag hinaus zu erhöhen, bleibt daher die Parallelschaltung mehrerer auf gleicher Frequenz arbeitender Generatoreinheiten übrig, denn im Grunde läuft diese Maßnahme ja auch auf eine Vergrößerung der Schwingröhre hinaus, nur daß die Unterteilung der Röhre eine Resonanzabstimmung auf die in Frage kommenden hohen Frequenzen ermöglicht.

a) Parallelschaltung mehrerer Röhren.

Im Prinzip ist die Parallelschaltung zweier Röhren schon bei der Zusammensetzung der Anordnung nach Abb. 247 aus zwei Einzelgeneratoren gestreift worden, und dieser nach beiden Seiten symmetrische

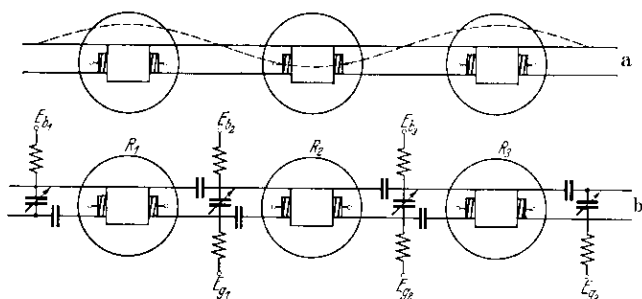


Abb. 265. Parallelschaltung mehrerer Schwingröhren auf einer gemeinsamen Doppelleitung a nach Scheibe.

Generator läßt sich nun durch Aneinanderreihen mehrerer Einheiten auf einer gemeinsamen Lecher-Leitung zu einem einheitlichen Generator mit beliebiger Röhrenzahl ergänzen [72]. Die Wellenverteilung ist auf dieser Lecher-Leitung über die Abstände der einzelnen Röhren so zu wählen, daß die in Abb. 265a gestrichelt angedeutete Spannungsverteilung entsteht, wobei sich zwecks stärkster Steuerung der Elektronenströmung über jeder Röhre ein Schwingungsbauch ausbilden soll. Um den geforderten Schwingungszustand mit Sicherheit einzuhalten, hat sich die Einschaltung kleiner variabler Querkapazitäten in die Schwingungsknoten als zweckmäßig erwiesen, die außerdem die Kopplung zwischen den einzelnen Röhren optimal einzuregulieren und alle Röhren gleichmäßig zur Energielieferung heranzuziehen erlauben. Allerdings setzt das eine gleichstromseitige Kontrolle jeder einzelnen Röhre voraus, weshalb nach dem Schema der Abb. 265b jede Röhre durch Längs-

kapazitäten abgeteilt und über gesonderte Drosseln gespeist wird. Auf diese Weise ist durch Heizungs- und Spannungsregulierung jede Röhre auf Maximalleistung einzustellen.

Eine andere Methode der Parallelschaltung mehrerer Röhren besteht darin, dieselben mit möglichst kurzen Zuleitungen und in geeigneter

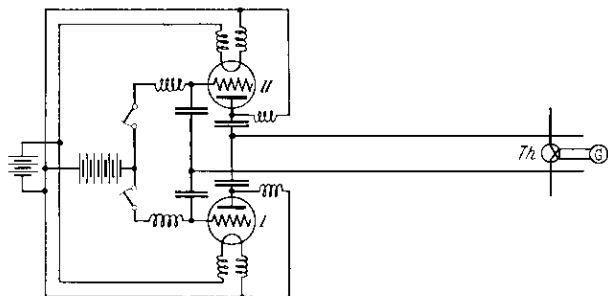


Abb. 266. Anschluß zweier Röhren an ein Paralleldrahtsystem nach Uda.

räumlicher Verteilung an das offene Ende einer Paralleldrahtleitung anzuschließen, wie es das Schema der Abb. 266 für zwei Röhren veranschaulicht [73]. Auch hierbei wird durch Blockkondensatoren und Drosselspulen die unabhängige Einstellung der Speiseströme beider Röhren

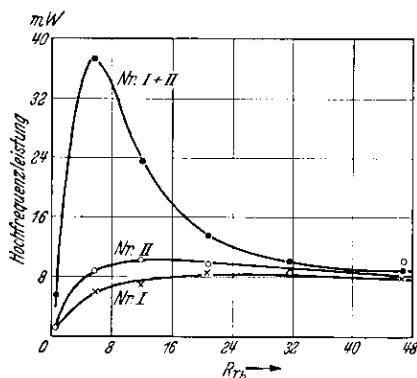


Abb. 267. Schwingstrom als Funktion des Belastungswiderstandes bei 1 und 2 Röhren nach Morita.

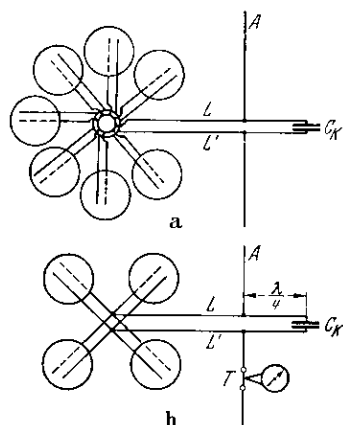


Abb. 268. Parallelschaltung von 4 und 7 Röhren nach Uda.

ermöglicht. Es zeigt sich, daß die Energieabgabe der beiden Röhren sehr von dem Wirkwiderstand des Belastungskreises abhängt. Ändert man denselben z. B. durch Einschaltung verschiedenohmiger Thermoelemente Th und bestimmt die von diesen absorbierte Hochfrequenzleistung, so erhält man für die von den Röhren einzeln und zusammen gelieferte Hochfrequenzenergie als Funktion des Belastungswiderstandes die Kurven der Abb. 267. Man erkennt, daß beide Röhren bei einem optimalen Anpassungswiderstand von 6Ω das Vierfache der maximalen Leistung einer einzigen Schwingröhre hergeben, während bei zu großen

Widerständen überhaupt kein Vorteil der Parallelschaltung mehr vorhanden ist. Abb. 268 zeigt schließlich, wie sich diese Parallelschaltungsmethode auf 4 und 7 Röhren übertragen läßt. In diesen Anordnungen gaben 2 Röhren einen Antennenstrom von 15–20 mA, 4 Röhren einen Strom von 30 und 7 Röhren einen Strom von 50 mA. Trotzdem ist eine zu große Zahl von Röhren in der Praxis nicht günstig, weil eine einzige unsauber arbeitende Röhre unter Umständen den ganzen Energiegewinn wieder aufheben kann.

Die zuletzt behandelte Methode weist den Nachteil auf, daß der Schwingungszustand der Röhren nicht phasenrein festliegt, weil nämlich die Resonanzwelle der Elektroden und ihrer Zuleitungen für sich wieder in die Nähe der Eigenwelle der Lecher-Leitung geraten kann. Als zweckmäßiger erscheint es daher, das Schema der Abb. 251 durch Belastung mehrerer Erregersysteme mit einem gemeinsamen Resonanzkreis auch für Mehrrohranordnungen beizubehalten. Für zwei Paralleldrahtgeneratoren entsteht so das Schema der Abb. 269, das außerdem die erwähnte Unsymmetrie des einzelnen Generators durch kreuzweises Vertauschen von Gitter- und Anodenschlüsse an den Schwingkreis beseitigt. Ein derartiger, mit 2 Brensfeldröhren der Type RS 296 (vgl. Abb. 248) ausgerüsteter Generator vermag auf 50 cm Welle eine Nutzleistung bis zu rund 15 W abzugeben.

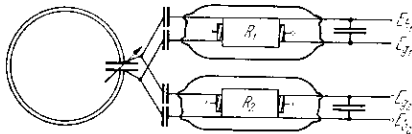


Abb. 269. Belastung zweier Brensfeldgeneratoren mit einem gemeinsamen Schwingungskreis.

b) Gegentaktschaltungen.

Grundsätzlich läuft natürlich auch die Gegentaktschaltung auf ein energiemäßiges Parallelarbeiten zweier Generatoren hinaus, nur daß die

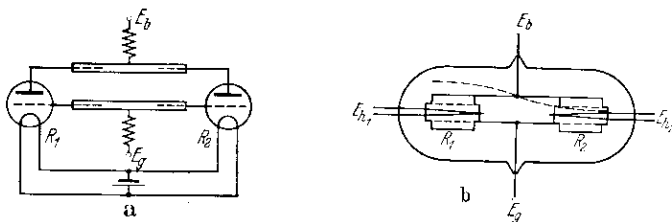


Abb. 270. Gegentaktschaltung zweier Brensröhren nach Grechowa.

Phase der Hochfrequenzspannungen und Ströme in beiden Teilgeneratoren um 180° verschoben ist. Im Prinzip läßt sich die Gegentaktschaltung gegen die Parallelschaltung zweier Einzelgeneratoren kaum abgrenzen, denn z. B. zwei in der durchgehenden Lecher-Leitung nach Abb. 265 benachbart liegende Röhren können sowohl im Gegentakt als auch im Gleichtakt schwingen. Wie man aus der Spannungsverteilung leicht erkennt, ist das letzte der Fall, wenn der Abstand zweier Röhren größer als $\lambda/2$ ist, oder wenn man sich eine Röhre durch ein entsprechendes Stück Drahtleitung ersetzt denkt.

Schneidet man aus der Parallelanordnung nach Abb. 265 einen geeigneten Teil mit zwei Röhren heraus, so entsteht der einfachste Gegentaktgenerator nach Abb. 270a [9]; hinsichtlich seiner Hochfrequenzspannungen ist er mit dem im Kapitel 2 beschriebenen Holborn-Generator identisch, nur daß die Schwingkreisinduktivitäten nicht mehr die Form von Drahtbügeln, sondern nur noch von linearen Drähten haben. Zwecks Erzeugung möglichst hoher Frequenzen kann die Anordnung, wie Abb. 270b zeigt, ganz in dem Röhrenkolben untergebracht werden, indem Gitter und Anode zweier Elektrodensysteme

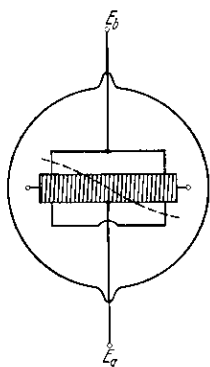


Abb. 271. Bremsröhre mit Dipolelektroden nach Hollmann.

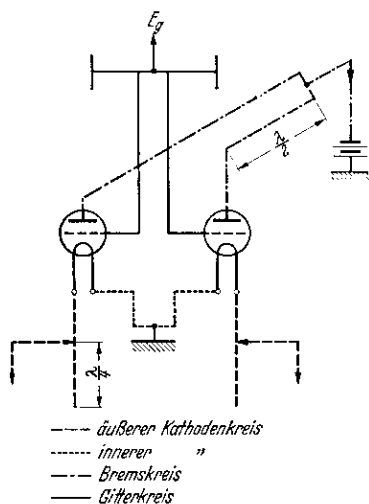


Abb. 272. Gegentaktanordnung mit abgestimmten Kathoden nach Marconi.

durch kurze Drähte verbunden und über die in den Symmetriepunkten dieser Verbindungsleitungen liegenden Schwingungsknoten gespeist werden [74]. Will man mit der Frequenz noch höher gehen, so gelangt

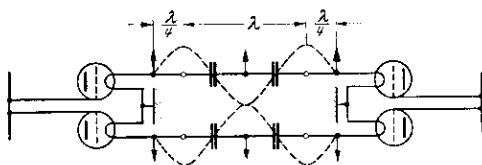


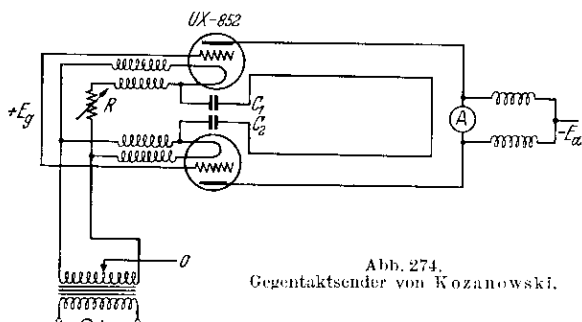
Abb. 273. Vierröhrengenerator von Marconi.

man zu dem Schema nach Abb. 271, bei dem die Verbindungsleitungen schließlich so kurz geworden sind, daß die beiden Röhrensysteme zu einem verschmelzen. Hier schwingen also beide Elektroden ähnlich Abb. 264 als

Dipol, wobei der im Schwingungsknoten übergehende Elektronenstrom für die Anfachung allerdings verloren geht [70].

Unter Umständen kann es vorteilhaft sein, in Gegentaktanordnungen auch die Phasenlage der Hochfrequenzspannungen an der Kathode mittels einer abgestimmten Verbindungsleitung genau festzulegen. Abb. 272 zeigt eine derartige Anordnung mit Abstimmung beider Kathodenzuführungen [75]. Durch passende Abgleichung der verschiedenen Kreise können alle Unsymmetrien, wie sie normalerweise bei Verwendung einer Lecher-Leitung zwischen Gitter und Anode entstehen, ausgeglichen werden. Die Abstimmung des Anodenkreises und des

inneren Kathodenkreises bestimmt die Wellenlänge, während alle anderen Einstellungen hiervon abhängen. Die Hochfrequenzenergie eines derartigen, mit speziell entwickelten Röhren ausgerüsteten Generators wurde zu 7 W gefunden bei einer Leistungsaufnahme der beiden Gitter von 50 W, was einen Wirkungsgrad von 14% ergibt. Abb. 273 zeigt eine vermittelte der äußeren Kathodenzuleitungen im Abstand von $1,5 \lambda$ zusammengefügte Kombination zweier Gegentaktsender gemäß Abb. 272.



In die Schwingungsknoten geschaltete Kondensatoren ermöglichen getrennte Heizungsregulierung jeder einzelnen Röhre.

Bei Versuchen mit zwei im Gegentakt arbeitenden amerikanischen Röhren der Type UX 852 erwies es sich gegenüber der normalen Abstimmung von Anode und Gitter als vorteilhafter, die Kathoden abzustimmen und die Gitter frei zu lassen, wie es das Schema der Abb. 274

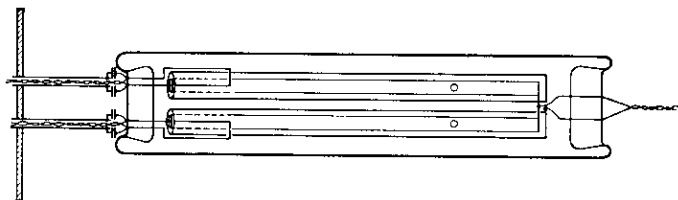


Abb. 275. Gegentaktsender mit gekröpfter konzentrischer Rohrleitung von Pfetscher und Müller.

zeigt [76]. Das im Strombauch des Anodensystems liegende Thermo-Ampereometer wurde von Strömen bis zu 2,4 A durchflossen. Die gitterseitige Leistungsaufnahme des Generators betrug 250 W bei 500 V Gitterspannung und 110 V negativer Bremsspannung, wobei eine Hochfrequenzleistung von rund 5 W bei $\lambda = 68$ cm erhalten wurde. Der Wirkungsgrad von 2% bleibt damit erheblich unter dem der vorher beschriebenen mit Spezialröhren ausgerüsteten Anordnungen zurück.

Natürlich bietet das Gegentaktprinzip auch bei einem Sender mit konzentrischer Rohrleitung große Vorteile [64]. Zu diesem Zweck läßt man am einfachsten die Rohrleitung an beiden Enden in zwei Elektroden-systeme auslaufen, wobei die ganze Anordnung innerhalb des Röhrenkolbens untergebracht werden kann. Die bauliche Länge läßt sich durch Kröpfen der Rohrleitung im Symmetriepunkt auf die aus Abb. 275

ersichtliche Weise reduzieren, was insofern noch eine Verbesserung bedeutet, als auch die zur Hochfrequenzentnahme dienenden Kathodenleitungen als Doppelleitung wirken, und dementsprechend niedrigere Strahlungsverluste aufweisen.

Schließlich läßt sich das Gegentaktprinzip auch auf den Gitterwendelkreis übertragen, indem man die beiden, sonst über ihre Halte-

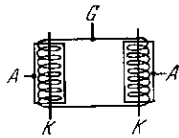


Abb. 276. Gegentaktschaltung zweier Gitterwendeln.

rungsbügel geschlossenen Enden zweier Wendeln über eine Doppelleitung miteinander verbindet (Abb. 276). Die beiden Schwingröhren können entweder in einem oder, wenn man die oben angeführten Vorsichtsmaßregeln beachtet (S. 219), in zwei getrennten Glaskolben untergebracht werden, was den Vorzug hat, die Welle durch Variation der Länge der Verbindungsleitung ändern zu können.

Versuche mit zwei auf diese Weise galvanisch zusammengeschalteten Röhren für $\lambda = 14$ cm ergaben für jedes einzeln in Betrieb genommene Röhrensystem eine Welle von rund 18 cm, entsprechend der Grundschwingung jeder der beiden Wendeln, wobei sich die Wellenverlängerung wohl aus der Kapazitätserhöhung jedes Kreises durch den angekoppelten

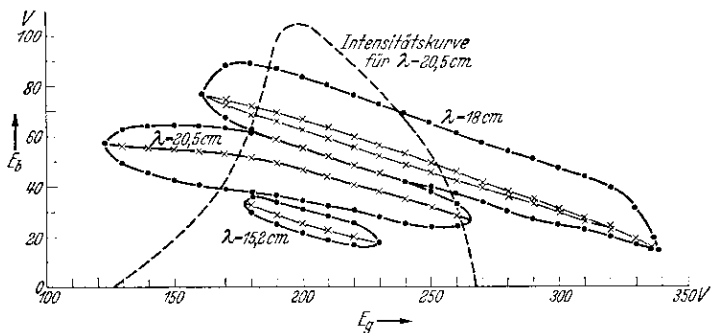


Abb. 277. Schwingbereiche eines Doppelsystems nach Abb. 276 nach Gossel.

zweiten Kreis erklärt [77]. Beim gemeinsamen Betrieb beider Röhrensysteme traten neben der Welle von 18 cm die Wellen 15,2 und 20,5 cm auf, die als Koppelwellen der beiden Systeme aufzufassen sind. Die Abb. 277 zeigt Lage und Ausdehnung dieser drei Schwingbereiche im Bremsspannungs - Gitterspannungsdiagramm. Wegen der geringen Absorptions- und Strahlungsverluste erwies sich die 20,5-cm-Welle wesentlich energiestärker als die übrigen Wellen. Im Vergleich zur einfachen Anregung ist die zweifache Anfachung des Doppelsystems hinsichtlich Gesamtenergie und Nutzeffekt als wesentlich günstiger zu bezeichnen.

Eine andere Möglichkeit, die Gitterschwingungen zweier Röhren zum Parallelarbeiten zu bringen, bietet sich nach Abb. 278. Hier sind die Wendeln der beiden Röhren R_1 und R_2 je in einen Zweig einer beiderseits durch verschiebbare Reflexionsbrücken kurzgeschlossenen Lecherleitung eingeschaltet. Vergleichsversuche, welche von beiden Anordnungen vorteilhafter arbeitet, liegen noch nicht vor. Schließlich sei

noch darauf hingewiesen, daß sowohl die Anordnung nach Abb. 276 als auch die nach Abb. 278 das Parallelarbeiten einer größeren Röhrenzahl ermöglicht, indem in eine längere Lecher-Leitung einfach weitere Röhren quer oder längs zwischengeschaltet werden.

In Anbetracht der zahlreich angeführten Schaltungen und der grundsätzlichen Methoden zur Kombination mehrerer Einzelgeneratoren im Gleich- oder Gegentakt, erscheint ein Eingehen auf weitere Möglichkeiten überflüssig, zumal die Versuche hinsichtlich der Vorzüge und Nachteile dieser oder jener Anordnung keineswegs soweit abgeschlossen sind, daß eine Beurteilung und vergleichende Gegenüberstellung möglich wäre.

c) Gegentaktröhren.

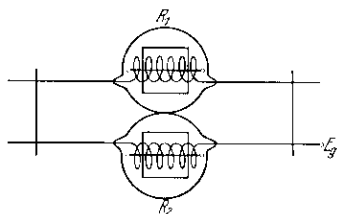


Abb. 278.
Einschaltung zweier Gitterwendeln in eine Lecher-Leitung nach Kohl.

Als letzter Versuch zur Verbesserung des Nutzeffekts der Bremsfeldmethode sind noch die mit beiderseits eines positiven Gitters befindlichen Kathoden ausgerüsteten Gegentaktröhren anzuführen. Der Anordnung liegt der Gedanke zugrunde, die virtuelle Kathode vor der Bremsselektrode durch eine reelle Glühkathode zu ersetzen, um die wirk-same Stromdichte steigern zu können [78]. Die Abb. 279a stellt schematisch eine solche Doppelkathodenröhre mit ebenem Gitter und mit einzelnen, an Stelle zweier Flachkathoden tretenden Heizfäden dar. Jede Kathode wirkt für die von der anderen Kathode emittierten Elektronen als Bremsselektrode, so daß sich die beiden Emissionsströme vom Gitter aus gesehen im Gegentakt steuern. Bei zylindrischen Elektroden wird nach Abb. 279b am einfachsten eine koaxiale und mehrere Außenkathoden

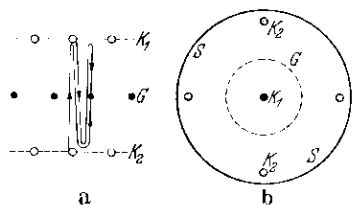


Abb. 279. Gegentaktröhren; a mit ebenen und b mit zylindrischen Elektroden.

verwandt, die durch einen auf gleichem Potential befindlichen Zylinder abgeschirmt werden. Es zeigt sich, daß eine solche Röhre auch beim Betrieb der Außenkathode allein Schwingungen erzeugt, die den von der axialen Kathode erzeugten gleichwertig sind. Die Röhre ergab indessen keine Besserung des Nutzeffekts und bietet, da die Belastungsgrenze des Gitters schon mit der Innenkathode erreicht wird, keinen den komplizierten Aufbau rechtfertigenden Vorteil.

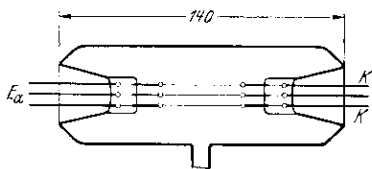


Abb. 280. Gegentaktröhre mit Faden-elektroden nach Gerber.

Abb. 280 zeigt schließlich das Gegentaktrprinzip auf eine Fadenröhre übertragen, indem beiderseits einer drahtförmigen Anode zwei Heizdrähte in gleichen Abständen ausgespannt sind. Die Röhre zeigt eine erstaunliche Schwingneigung, denn schon bei einem Anodenstrom von nur 0,05 mA tritt Selbsterregung ein [37].

d) Die Farnsworth-Röhre.

Im Anschluß hieran sei noch einer neuen Methode zur Erzeugung ultrakurzwelliger Schwingungen Erwähnung getan, die sich hinsichtlich Aufbau und Wirkungsweise eng an die vorhergehenden Gegentaktröhren anschließt, obwohl es sich nicht um eine reine Bremsfeldröhre, sondern um eine Abwandlung des Barkhausenschen Prinzips handelt [79]. Die neue Röhrenanordnung, die aus dem Elektronen-Vervielfacher (Elektron-Multiplier) von Zworykin und Farnsworth [80] hervorgegangen ist, entsteht grundsätzlich aus dem Schema der Abb. 279, indem man die beiden Glühkathoden durch nicht selbstemittierende Flächen ersetzt, welche beim Aufprall von Primärelektronen das Mehrfache an Sekundärelektronen abgeben können und zu diesem Zweck beispielsweise mit einer Cäsiumoxydschicht bedeckt sind. Beim Anlegen der Glühspannung werden von einer der beiden Kathoden einige wenige Elektronen, etwa Photoelektronen emittiert, welche auf die gegenüberliegende Kathode

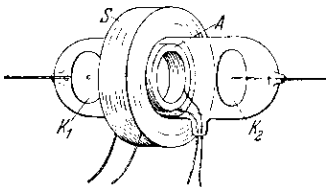


Abb. 281. Farnsworth-Röhre.

aufprallen, hier das 5—10fache an Sekundärelektronen auslösen, die ihrerseits wieder zur ersten Kathode zurückkehren und dort neue Sekundärelektronen in noch größerer Anzahl erzeugen und so fort. Auf diese Weise schaukelt sich die Gesamtemission hoch, bis ein durch die Ergiebigkeit der Kathoden oder durch Raumladungen begrenzter Endzustand erreicht ist.

Die Schwingungserzeugung faßt man am einfachsten als Elektronenpendelungen auf nur mit dem Unterschied gegenüber dem reinen Bremsfeldbetrieb, daß die Elektronen nicht schon vor den beiderseitigen Kathoden umkehren, sondern daß statt dessen in jeder Halbperiode eine neue Wolke von Sekundärelektronen den Schwingungsvorgang unterhält. Hiermit ist eine synchrone Emissionssteuerung im Rhythmus der Pendelfrequenz verbunden, die besonders hohe Schwingleistungen und gute Nutzeffekte erwarten läßt. Grundsätzlich ändert sich an diesem Schema nichts, wenn das reelle Beschleunigungsgitter der Abb. 279 durch ein virtuelles Gitter, beispielsweise in Form eines den Entladungsraum umschließenden Anodenrings *A* in Abb. 281 ersetzt wird. In diesem Fall ist es zweckmäßig, die Elektronenströmung durch eine magnetische Linse, die von der Stromspule *S* erzeugt wird, zu konzentrieren. Besonders geformte Kathoden bewirken die gewünschte Bündelung auch auf rein elektrostatischem Wege, d. h. ohne ein zusätzliches Magnetfeld.

In der soweit beschriebenen einfachen Form würde der geschilderte Aufschaukelvorgang jedoch noch nicht zustande kommen, weil z. B. die von K_1 emittierten Sekundärelektronen, nachdem sie das Beschleunigungsfeld zwischen K_1 und *A* durchlaufen haben, in dem gleichgroßen Bremsfeld zwischen *A* und K_2 zu stark verzögert werden, um beim Auftreffen auf K_2 noch eine zur Auslösung von neuen Sekundärelektronen ausreichende kinetische Energie zu haben. Um nun den gegen K_2 anlaufenden Elektronen eine bestimmte Mindestgeschwindigkeit zu lassen, muß man K_2 schwach positiv verspannen. In der nächsten Halbperiode, in der die Elektronen die umgekehrte Bewegung ausführen, muß dagegen

K_1 eine schwache positive Vorspannung gegenüber K_2 haben und so fort. Das bedeutet aber: Zwischen den beiden Kathoden muß eine Wechselspannung liegen, deren Halbperiode genau mit der Laufzeit ϑ der Elektronen von Kathode zu Kathode übereinstimmt. Man kann diese Hilfsspannung einem besonderen Steuersender entnehmen; einfacher ist es jedoch, zwischen den beiden Kathoden einen geeigneten Resonanzkreis, z. B. eine Lecher-Leitung zu legen, die durch die periodische Elektronenströmung angefacht wird. Der Sender erzeugt dann die erforderlichen Steuerspannungen auf Grund eines rückkoppelartigen Vorgangs selbst. Nur unter Zuhilfenahme dieser Rückkopplung ist das beschriebene Aufschaukeln der Sekundäremission möglich, und Anodenstrom und Anfachung werden ein Maximum.

Wird die Anodenspannung vom Resonanzzustand ($T = 2\vartheta$) aus stetig erniedrigt, dann zeigen sich weitere Anodenstrommaxima, und zwar immer dann, wenn die Elektronenlaufzeiten 2ϑ das 3-, 5-, 7fache usw. der Schwingungsdauer T des Außenkreises betragen. Auch hier erkennt man dieselben Inversionserscheinungen, wie sie von der einfachen Bremsfeldröhre her als Zwergwellen bekannt sind.

Es ist klar, daß der erzielbare Leistungsumsatz davon abhängt, welche Ergiebigkeit die sekundäremittierenden Kathoden haben, und inwieweit sie den erforderlichen Belastungen im Dauerbetrieb gewachsen sind. Mit den bisher konstruierten Versuchsröhren sind Wellen bis herunter zu 1 m erzeugt worden, doch läßt die Weiterentwicklung noch wesentlich höhere Frequenzen erwarten. Die abgegebene Schwingleistung betrug bei $\lambda = 6$ m etwa 40 W.

4. Modulation des Bremsfeldsenders.

A. Telegraphietastung.

Das Ziel einer jeden drahtlosen Verbindung ist die Übertragung irgendwelcher Frequenzbänder, die der Trägerwelle aufgedrückt werden. Der einfachste Fall ist die Telegraphie, bei der der Sender im Rhythmus kürzerer oder längerer Impulse getastet wird. Hierbei unterscheiden sich die Mikrowellen insofern von längeren Wellen, als sich eine empfangsseitige Verstärkung der ankommenden Trägerschwingungen bei dem heutigen Stand der Technik noch nicht durchführen läßt, und man infolgedessen auf die schwachen Impulse unmittelbar hinter dem Gleichrichter angewiesen ist. Da wegen der Frequenzinstabilität auch das Überlagerungsprinzip meistens Schwierigkeiten bereitet, ist man gezwungen, um überhaupt eine Verstärkung der empfangenen Zeichen zu ermöglichen, dem Empfänger schon von der Sendeseite her eine Hilfschwingung zuzuführen, und den Sender mit einer konstanten Zwischenfrequenz zu modulieren.

a) Hilfsmodulation durch Zerhacken des Bremsstroms.

Bei Telegraphie werden an die Qualität der Modulation keine großen Anforderungen gestellt. Die einfachste Methode, den Bremsfeldgenerator niederfrequent zu modulieren, besteht darin, den

Bremsstrom i_b durch einen Tonsummer S zu zerhacken [1], wobei derselbe durch einen Ohmschen Parallelwiderstand oder unter Umständen noch durch einen Funkenlöschkondensator C (Abb. 282) vor Über-

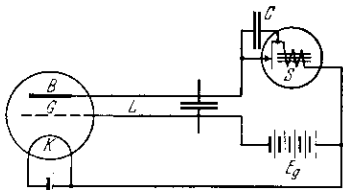


Abb. 282. Hilfsmodulation durch Zerhacken des Bremsstroms.

spannungen zu schützen ist. Die Tastung kann, da es sich um relativ geringe Leistungen handelt, direkt im Gitterkreis oder im Bremskreis erfolgen. Reißen die Schwingungen bei Unterbrechung des Bremskreises nicht vollkommen ab, so ist eine negative Vorspannung in den Bremskreis zu legen, die durch einen genügend hohen Vorwiderstand geschützt durch die Taste

kurzgeschlossen wird. Nur bei geschlossener Taste können sich dann die Schwingungen erregen, bei geöffneter Taste werden sie durch das negative Bremspotential mit Sicherheit unterdrückt.

b) Selbstmodulation durch Kippschwingungen.

Will man die Unsicherheit eines mechanischen Kontaktgebers, dessen Kontakte immer einem gewissen Verschleiß unterworfen sind, nicht in Kauf nehmen, so geschieht die Modulation am einfachsten durch eine Blinkschaltung, zu deren Speisung unmittelbar das negative Bremspotential herangezogen wird. Eine für diesen Zweckgeeignete Schaltung

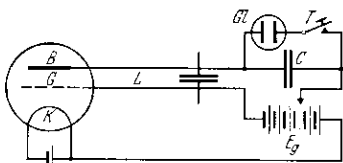


Abb. 283. Selbstmodulation durch Kippschwingungen.

zeigt die Abb. 283. Im Bremskreis liegt die Glimmlampe Gl , der zur Regelung der Kippfrequenz der Kondensator C parallel geschaltet ist. Beim Einschalten des Senders laden die gegen die Brems-
elektrode anlaufenden Elektronen den Kondensator C negativ auf, bis die Zündspannung E_z der Glimmlampe erreicht wird. Hierauf entlädt sich C über Gl bis

zur Löschspannung E_l , worauf wieder eine Aufladung folgt, und so fort. Man erkennt, daß auf diese Weise das Bremspotential mit einer in der Hauptsache von C abhängigen Frequenz zwischen den beiden Spannungswerten E_z und E_l schwankt und den Sender moduliert. Um die erforderliche Zündspannung, die bei handelsüblichen Glimmlampen rund 100 V beträgt, aufzubringen, wird die Glimmlampe nicht mit der Kathode verbunden, sondern erhält zweckmäßigerweise aus der Gitterbatterie eine geeignete Vorspannung. Um auch bei Telegraphietastung ein möglichst sicheres Ansprechen der Glimmlampe zu gewährleisten, geschieht die Tastung an der aus Abb. 283 ersichtlichen Stelle durch Zu- oder Abschalten der Glimmlampe. Für den ersten Zündvorgang steht dann nämlich die volle Ladespannung am Kondensator zur Verfügung.

Zur genaueren Kennzeichnung der vorliegenden Kippschwingungen sei noch auf einen auch in der Schaltung zum Ausdruck kommenden Unterschied gegenüber der normalen Blinkschaltung hingewiesen. Dieselbe arbeitet nämlich mit einer konstanten Ladespannung E_0 , welche den Kondensator C über einen genügend hohen Widerstand R auflädt.

Die Kippfrequenz ist dann durch die Größen von R und C sowie die Spannungswerte E_0 , E_z und E_l bestimmt, und zwar gilt für die Periodendauer angenähert:

$$T = R \cdot C \ln \frac{E_0 - E_l}{E_0 - E_z}.$$

Prinzipiell läßt sich diese Formel natürlich auch auf den vorliegenden Fall anwenden, nur tritt an Stelle des konstanten Ladewiderstands R der im allgemeinen nichtlineare innere Widerstand R_{ib} der Bremsröhre, und an Stelle von E_0 die Anlaufspannung der Elektronen in der Bremsstrecke. Wie für alle einseitig gesteuerten Kippschwingungen gilt auch hier die Labilitätsbedingung, daß die über den Ladewiderstand erfolgende Stromnachlieferung klein gegen den über die Glimmlampe abfließenden Entladestrom sein muß, damit die Kondensatorspannung während der Entladeperiode auch wirklich auf den Betrag von E_l zusammenbricht. Da der Bremsstrom des Generators als gegeben hinzunehmen ist, erfordert die Schaltung also eine Glimmlampe mit möglichst kleinem Innenwiderstand, wie solche als Großflächenglimmlampen beispielsweise zu Fernsehzwecken entwickelt worden sind. Schließlich hängt sowohl die Lade-EMK als auch der Ladewiderstand R_{ib} in starkem Maße vom dynamischen Betriebszustand des Generators ab, und infolgedessen ist die Kippfrequenz einer Beeinflussung von der Hochfrequenzseite her, z. B. durch Verstimmung oder Energieabsorption ausgesetzt. Wird auf Konstanz der Modulationsfrequenz besonderer Wert gelegt, so können die Kippschwingungen über einen in Serie mit der Glimmlampe geschalteten Resonanzkreis stabilisiert werden, wie es von der einfachen Blinkerschaltung her bekannt ist [47].

e) Selbstmodulation durch den negativen Bremswiderstand.

Schließlich sei noch ein drittes Verfahren zur Selbstmodulation eines Bremsfeldgenerators angeführt, welches auf den fallenden Strom-

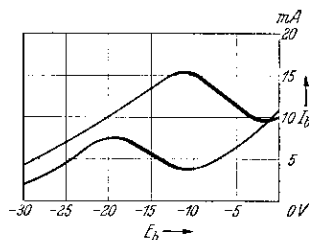


Abb. 284. Fallende Strom-Spannungscharakteristiken im Bremskreis.

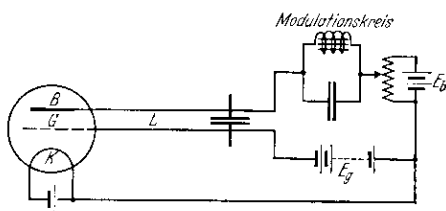


Abb. 285. Selbstmodulation durch den negativen Bremswiderstand.

Spannungscharakteristiken des Bremskreises beruht [81]. Während der Bremsstrom im allgemeinen mit negativ wachsendem Bremspotential stetig absinkt, kann er bei bestimmten Betriebszuständen gemäß Abb. 284 einen resonanzartigen Verlauf nehmen, wobei seine Maxima im wesentlichen den optimalen Anfachungsverhältnissen entsprechen. Innerhalb der stark hervorgehobenen Kurventeile wirkt der Generator als negativer Widerstand, so daß ein nach Art der Abb. 285 in den Bremskreis

eingeschalteter hoch- oder niederfrequenter Resonanzkreis angeregt wird, und seine Eigenschwingungen der Trägerwelle aufprägt. Praktisch kommt diesem Verfahren nur geringe Bedeutung zu, weil die Einstellung der fallenden Strom-Spannungsgebiete überaus kritisch ist und außerdem in keiner Weise mit den optimalen Arbeitsbedingungen des Senders übereinstimmt.

Ein gewisser Nachteil all dieser Verfahren liegt darin, daß mit der Amplitudenmodulation immer eine Frequenzmodulation verbunden ist, weil außer der Anfachung ja auch die Frequenz in mehr oder weniger starkem Maße eine Funktion der Elektrodenpotentiale ist. Sobald daher höhere Anforderungen an die Empfindlichkeit und Selektivität der Übertragung gestellt werden, wird man zweckmäßig auch bei der Hilfsmodulation zu einem der unten beschriebenen Kompensationsverfahren greifen.

B. Amplitudenmodulation.

Während bei der Telegraphietastung und Zwischenmodulation nach Möglichkeit eine volle Aussteuerung der Senderleistung zwischen Null und ihrem Maximalwert anzustreben ist, soll bei der Telephoniemodulation oder bei Übertragungen von Fernsehsendungen die Schwingungsamplitude dem Charakter der zu übermittelnden Signale entsprechend beeinflußt werden. Bei längeren Wellen ist das Problem bekanntlich

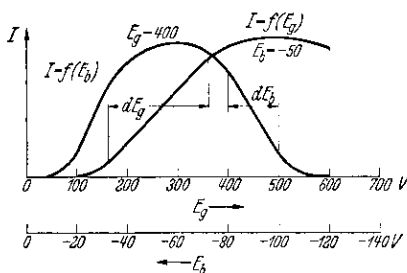


Abb. 286. Modulationskennlinien des Brems- und Gitterpotentials.

durch Modulation einer hochfrequenten Verstärker- oder Frequenzvervielfachungsstufe in vollkommenster Weise zu lösen, bei Mikrowellen muß die Aufgabe aber von vornherein auf den selbsterregten Bremsfeldgenerator beschränkt werden.

a) Modulationsdiagramme.

Als primär unabhängige Variable, auf die sich die Beeinflussung erstrecken kann, stehen Gitterspannung E_g und Bremsspannung E_b zur Verfügung. Trägt man den Schwingstrom I , der ein Maß für die zur Verfügung stehende Wechselstromleistung bildet, als Funktion dieser beiden Spannungen auf, während man jeweils die andere Spannung konstant läßt, so ergeben sich Modulationskennlinien nach Art der Abb. 286. Beide zeigen resonanzartigen Verlauf, nur konnte die Gitterspannungskurve wegen der begrenzten Belastbarkeit der Röhre nicht über das Maximum hinaus aufgenommen werden. Offensichtlich erlauben beide Kennlinien eine 70—80 %ige Modulation, wobei das Gitter allerdings eine 10mal so hohe Steuerspannung wie die Bremsselektrode erfordert.

Bei einem normalen Rückkoppelgenerator hängen die Modulationskennlinien bekanntlich außer von den Spannungen noch von verschiedenen anderen Faktoren ab, wie Durchgriff der Röhre, Betriebszustand und vor allem von der Rückkopplung. Beim Bremsfeldsender liegen die

Verhältnisse ganz analog, nur läßt sich die Anfachung nicht mehr so übersichtlich durch einzelne Faktoren kennzeichnen, weil sich der Anfachungsmechanismus ja zum größten Teil innerhalb der Röhre abspielt. Nimmt man jedoch für den Grad der Schwingungsanfachung an Stelle des Rückkoppelfaktors den Emissionsstrom der Bremsröhre als Parameter, so lassen sich die Modulationskurven $I = f(E_b)$ $E_g = \text{const}$ zu Kurvenscharen, die den bekannten Reißdiagrammen analog sind, erweitern. Ein solches Diagramm läßt dann genau erkennen, wie sich die Schwingbereiche bei verschiedener Anfachung verteilen, und welche Arbeitspunkte für eine verzerrungsfreie Modulation am besten geeignet sind. Natürlich gehen in die Reißdiagramme auch alle übrigen, die Anfachung mitbestimmenden Faktoren, wie äußere Resonanzabstimmung, Dämpfung und Gitterspannung mit ein.

Das in Abb. 287a wiedergegebene Reißdiagramm eines Bremsfeldgenerators zeigt drei Gebiete mit verschiedenen Eigenschaften. In dem

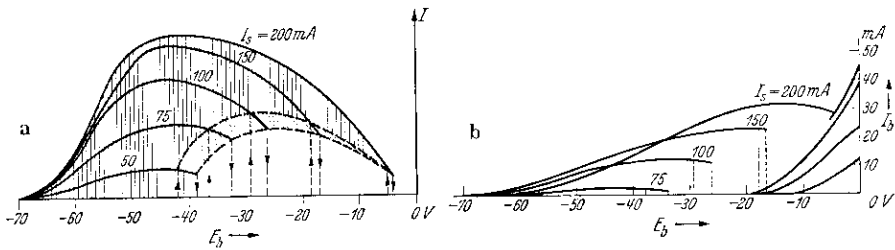


Abb. 287. Reißdiagramm eines Bremsfeldgenerators.

durch senkrechte Schraffur gekennzeichneten mittleren Arbeitsgebiet lassen sich auf jeden Fall Schwingungen erregen, die sich auf den nach negativen Bremspotentialen hin abfallenden Kurvenästen amplitudengetreu modulieren lassen. Nach geringeren Bremsspannungen zu liegt ein durch Schrägschraffur bezeichneter halbstabiler Bereich, in dem Schwingungen nur dann erhalten werden können, wenn sie im stabilen Gebiet zum Einsatz gebracht, und durch Verschieben des Arbeitspunktes mitgezogen werden. Außerhalb dieses Bereiches liegt ein labiles Grenzgebiet, in dem Schwingungen weder erzeugt, noch aufrecht erhalten werden können.

In Abb. 287b ist parallel mit dem Schwingstrom I in Abb. a der Bremsstrom I_b aufgetragen. Man erkennt, daß dieser dem Schwingstrom durchaus nicht proportional verläuft, sondern eine nach positiven Potentialen stetig ansteigenden Tendenz aufweist bis zum Übergang in die statischen Bremskennlinien. Die richtige Einregulierung des Arbeitspunktes für die Modulation kann demnach nur durch Beobachtung des Schwingstroms erfolgen.

b) Steuerung des Bremspotentials.

Die einfachste und den geringsten Aufwand erfordernde Modulationsmethode ist die unmittelbare Steuerung des Bremspotentials durch einen in den Bremskreis geschalteten Transformator. Auf den

normalen Rückkopplungssender übertragen, entspricht das der Gittermodulation, doch macht sich im Reißdiagramm des Bremsfeldsenders das Fehlen instabiler Schwingbereiche nach negativen Bremsvorspannungen hin im Hinblick auf die Modulation vorteilhaft bemerkbar. Wie man aus der Abb. 286 erkennt, ist bei geeigneter Abstimmung und Gitterspannung auch auf dem ansteigenden Ast der Modulationskennlinie eine hinreichende Aussteuerung zu erzielen.

Als nachteilig erweist sich, daß die Bremsspannungsmodulation eine nicht unerhebliche Steuerleistung erfordert, weil der Transformator durch den dynamischen und im allgemeinen nichtlinearen inneren Bremswiderstand R_{ib} belastet ist. Um dieser nichtlinearen Belastung gewachsen zu sein, muß der Besprechungstransformator eine kleine Sekundärimpedanz haben. Bei Sprachmodulation kann die erforderliche Steuerleistung ohne weiteres von einem normalen Kraftverstärker aufgebracht werden, bei hochfrequenter Zwischenmodulation wird sie jedoch zweck-

mäßig durch eine einfache Schaltmaßnahme kompensiert, worauf unten (S. 240) noch eingehender zurückzukommen sein wird.

Auch die vom normalen Sender her bekannte Gittergleichstrommodulation nach Schäffer, die eine sprachgesteuerte Vorröhre

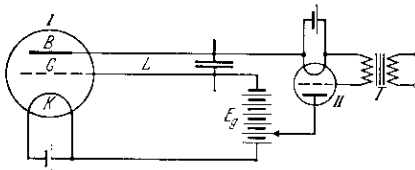


Abb. 288. Vorröhrenmodulation.

als variablen Gitterableitwiderstand benutzt, läßt sich prinzipiell auf den Bremsfeldgenerator übertragen [66]. Es ergibt sich so die Schaltung der Abb. 288, bei welcher im Bremskreis ein Modulationsrohr II mit der Kathode an der Bremsselektrode und mit der Anode an einer positiven Vorspannung liegt. Je nach seiner momentanen Gitterspannung stellt dasselbe einen größeren oder kleineren Widerstand dar, und das Bremspotential schwankt entsprechend dem Verhältnis dieses Widerstands zu dem dynamischen Bremswiderstand R_{ib} . Während sich dieses Modulationsverfahren beim Rückkoppelsender vorzüglich bewährt, ergeben sich aus der Eigenart des Bremsfeldbetriebs verschiedene Komplikationen. Zunächst muß die Vorröhre so dimensioniert sein, daß sie den relativ starken Bremsstrom, der jedenfalls den Gitterstrom eines normalen Senders um mehrere Größenordnungen übertrifft, aufnehmen kann. Zweitens kann der Bremsselektrode niemals negatives Steuerpotential aufgedrückt werden über den Betrag hinaus, auf den sie sich unter der Einwirkung der Schwingungsanfachung selbst auflädt, was den Aussteuerbereich stark einschränkt, und drittens gibt der nichtlineare innere Bremswiderstand R_{ib} , der hier ja den Anodenbelastungswiderstand für die Vorröhre bildet, zu erheblichen Verzerrungen Anlaß. Praktisch kommt diesem Verfahren also nur geringe Bedeutung zu.

c) Parallelröhrenmodulation.

Auf Grund der Abb. 286 kann der Bremsfeldgenerator ebenso wie durch Steuerung des Bremspotentials auch durch Beeinflussung der Gitterspannung moduliert werden. Am besten geschieht diese Steuerung

in Analogie zu der bekannten Parallelröhrenmodulation nach Heising, indem Abb. 289 gemäß der Gitterseite der Bremsröhre ein Modulationsrohr II parallel geschaltet wird [66, 82]. Die an der gemeinsamen Belastungsimpedanz Z entstehenden Modulationsschwankungen überlagern sich der Gitterspannung des Senders, wodurch dessen Intensität bei passender Wahl der Gleichpotentiale den Sprechströmen proportional gesteuert wird. Die für den normalen Sender geltende Forderung, daß das Modulationsrohr gleiche Größe wie die Schwingröhre haben soll, trifft hier nicht zu, weil das Bremsrohr gitterseitig ja mit Sättigung arbeitet, sein innerer Gitterwiderstand mithin unendlich ist. Im vorliegenden Fall reicht infolgedessen eine viel kleinere Modulationsröhre aus. Unter bestimmten Betriebsverhältnissen kann der dynamische Gitterinnenwiderstand des Generators leicht negativ werden, was ein störendes Pfeifen mit der Resonanzfrequenz der Drossel zur Folge hat. Der positive Parallelwiderstand von II kompensiert solche negativen Widerstände indessen, wodurch die Pfeifneigung vorteilhaft unterdrückt wird. Die Parallelröhrenmethode ist als das sauberste Modulationsverfahren zu bezeichnen.

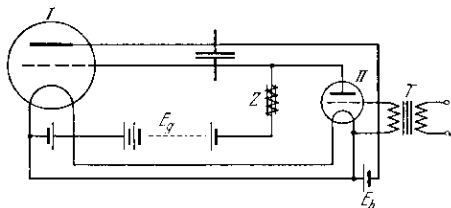


Abb. 289. Parallelröhrenmodulation.

C. Kompensation der Frequenzmodulation.

Schon gelegentlich der konstanten Hilfsmodulation zum Zweck der Telegraphietastung wurde darauf hingewiesen, daß alle einseitigen Spannungssteuerungen des Bremsfeldsenders keine reine Amplitudenmodulation ergeben, sondern zwangsläufig eine je nach den Abstimmverhältnissen mehr oder weniger starke Frequenzmodulation mit sich bringen. Bei der Anfachung eines hochfrequenten Schwingensystems ist der Grad dieser Frequenzschwankungen zwar wesentlich geringer, als es der ursprünglichen Barkhausen-Relation entsprechen würde, immerhin können dieselben bei hochselektiven Empfängern oder wenn die Ausbreitung der Mikrowellen nicht eindeutig erfolgt, sondern wenn durch Reflexion am Erdboden oder an in der Nähe des Übertragungskanals befindlichen Metallmassen mehrfache Ausbreitungswege ermöglicht werden, durch räumliche Veränderungen des Interferenzfeldes zu starken Verzerrungen Anlaß geben. Um solche Störungen mit Sicherheit auszuschließen, ist daher eine Kompensation der Frequenzmodulation anzustreben.

a) Gleichzeitige Steuerung des Gitter- und Bremspotentials.

Als Grundlage für die Frequenzkompensation sei die auf S. 137 bereits angeführte Formel

$$\lambda^2 (E_g - a \cdot E_b) = \lambda^2 E_{st} = \text{const}$$

herangezogen. Ändert man hiernach die beiden Spannungen E_g und E_b gleichzeitig derart, daß die Steuerspannung E_{st} konstant bleibt, so ergibt

sich eine reine Amplitudenmodulation ohne jede Frequenzschwankungen. Dies ist offenbar der Fall für

$$dE_g = a \cdot dE_b,$$

d. h., wenn E_g beispielsweise um dE_g absinkt, muß E_b um den $1/a$ -ten Teil absinken, oder nach negativen Werten hin erhöht werden. Bei der Modulation müssen die Wechselspannungen am Gitter und an der

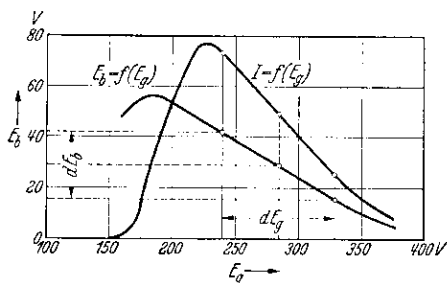


Abb. 290.

Frequenzstabile Modulation der Steuerspannung.

sich der Proportionalitätsfaktor a etwa zu 3. Ferner ersieht man aus dem Verlauf des Schwingstroms, daß der Sender frequenzstabil bis zu 50 % angesteuert werden kann.

Die praktische Durchführung der frequenzstabilen Modulation wird durch Kombination der in den beiden vorhergehenden Abschnitten

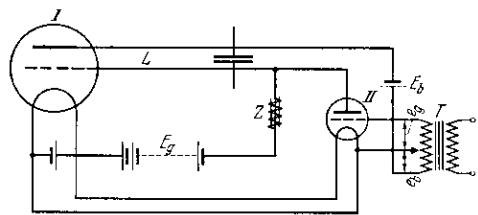


Abb. 291. Kombination der Bremsspannungsmodulation und der Parallelröhrenmethode.

beschriebenen Modulationsmethoden leicht ermöglicht. Eine besonders zweckmäßige Schaltung gibt die Abb. 291 wieder, die auf einer direkten Steuerung des Bremspotentials in Verbindung mit der Parallelröhrenmodulation beruht. Wegen der Phasenumkehr im Modulationsrohr II

b) Gegentaktsmodulation beim Zweiröhrensender.

Weitaus einfacher gestaltet sich die Aufgabe bei einem Zweiröhren- oder Gegentaktsmodulator, der nach Art der Abb. 292 ausschließlich auf der Bremsseite frequenzstabil moduliert werden kann. Damit die gegenphasige Steuerung der beiden Bremsröhren hinsichtlich der Schwingungsamplitude im gleichen Sinne wirkt, sind die Arbeitspunkte beider Röhren auf verschiedene Äste ihrer Modulationskurven einzustellen. Dies sei an

Hand des Diagramms der Abb. 293 näher verdeutlicht, bei dem die Modulationskurven beider Röhren der Einfachheit halber als gleich vorausgesetzt sind. Arbeitet die eine Röhre im Punkt *A* auf dem

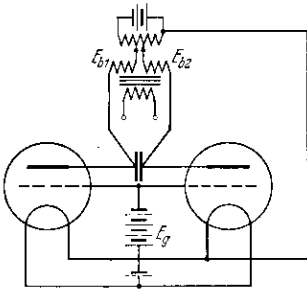


Abb. 292. Gegentaktschaltung eines Zweiröhrengenerators.

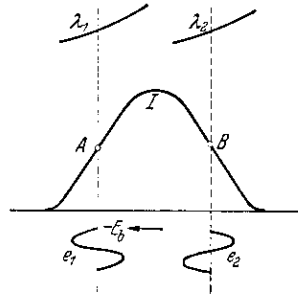


Abb. 293. Wirkung der Gegentaktschaltung zweier Röhren.

steigenden, die andere im Punkt *B* auf dem fallenden Ast der $I = f(E_b)$ -Kennlinie, so superponieren sich die beiden Anfachungen, während sich die Frequenzgänge offensichtlich gegenseitig kompensieren.

D. Doppelmodulation.

Aus verschiedenen Gründen erweist sich die Einführung einer hochfrequenten Zwischenwelle, die ihrerseits erst die eigentliche Modulation trägt, bei Mikrowellen als vorteilhaft. Sieht man von dem schon früher erwähnten Einsatz mehrerer Übertragungskanäle auf der gleichen Trägerwelle ab, so bedeutet die Doppelmodulation mit einer einzigen Zwischenfrequenz eine erhebliche Empfindlichkeitssteigerung der Übertragungsanlage. Die Zwischenwelle kann nämlich unmittelbar hinter dem Empfangsgleichrichter in einem Resonanzverstärker verzerrungsfrei verstärkt werden, bevor die eigentliche Modulation in einem zweiten Gleichrichter ausgesiebt und nochmals verstärkt wird. Daneben ergeben sich noch weitere Vorteile, wie z. B. eine durch Vermehrung der Selektionsmittel gesteigerte Abstimmungsschärfe, die sogar einen übersprechfreien Gegenverkehr auf derselben ultrakurzen Trägerwelle ermöglicht [84].

Im Prinzip eignen sich zur Doppelmodulation natürlich alle beschriebenen Modulationsverfahren, doch wird man in Anbetracht der schwierigeren Einstellung zu einer möglichst einfachen Methode greifen. Die Zwischenfrequenz wird zumeist einem besonderen Hilfssender, der seinerseits von den Sprechströmen moduliert wird, entnommen. Zu Versuchszwecken kann aber auch die durch direkte Hochfrequenzverstärkung des Rundfunks erhaltene Zwischenwelle dienen. Am einfachsten geschieht die Zwischenmodulation durch Beeinflussung des Bremspotentials, weil man dabei mit den geringsten Spannungen auskommt. Bei einer derartigen Zwischenmodulation macht sich indessen der bereits erwähnte Leistungsverbrauch durch den inneren Bremswiderstand R_{ib} besonders störend bemerkbar, weil dessen Deckung

einen Zwischensender oder eine hochfrequente Endstufe von beträchtlicher Nutzleistung erfordern würde.

Hier läßt sich durch eine einfache Schaltmaßnahme eine bedeutende Verbesserung erzielen, und die Modulationsleistung fast auf Null herab-

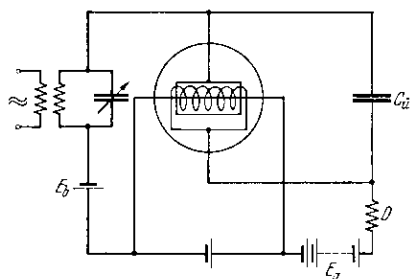


Abb. 294. Kapazitiver Kurzschluß der Modulationsstromübernahme.

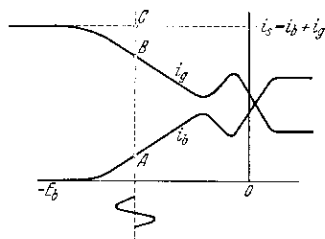


Abb. 295. Kompensation des Bremswiderstandes.

setzen. Diese Maßnahme zielt darauf hinaus, die Modulationsspannung nicht nur der Bremsselektrode, sondern in gleicher Höhe auch dem

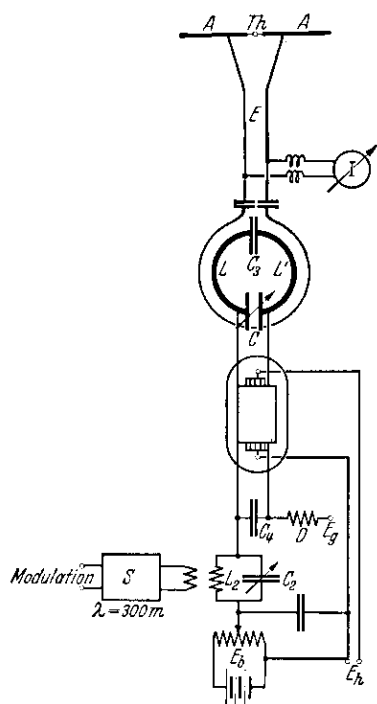


Abb. 296. Schema eines Bremsfeldgenerators mit Zwischenmodulation.

Gitter zuzuführen, was nach Art der Abb. 294 am einfachsten durch kapazitive Überbrückung der beiden Elektroden geschieht, wobei durch eine Drosselspule D ein Abfließen von Hochfrequenz zur Gitterbatterie zu unterbinden ist. Bei einem Bremsfeldsender mit direkt zwischen Gitter und Bremsselektrode liegenden Resonanzsystem ist eine solche Überbrückung bereits durch die Blockkapazität des Schwingkreises oder durch die Abstimmbrücke eines Lecher-Systems ohne weiteres gegeben. Liegt dagegen das Resonanzsystem nur an einer Elektrode, wie z. B. an dem Wendelschwingkreis in Abb. 294, so ist die Überbrückung durch einen besonderen Kondensator C_u herzustellen. Die Wirkung dieses kapazitiven Kurzschlusses der Modulationsströme beruht darauf, daß sich die Zwischenfrequenzkomponente des Bremsstroms über C_u hin zum Gitter ausgleichen kann, ohne die Modulationsspannung zu belasten. Deutlicher läßt sich das an Hand der Abb. 295 erkennen, welche den Verlauf des Brems- und Gitterstroms eines schwingenden Senders als Funktion des Bremspotentials darstellt; natürlich ist auch hier die Gitterstromkurve wegen der Sättigungsbedingung ein

Spiegelbild der dynamischen Bremscharakteristik. Über C_u liegen die Arbeitspunkte A und B gleichzeitig auf beiden Kennlinien, die sich zu

dem konstanten Sättigungsstrom i_s oder, was auf dasselbe herauskommt, zu dem unendlichen Sättigungswiderstand addieren. Des Interesses halber sei in diesem Zusammenhang noch darauf hingewiesen, daß sich der kapazitive Kurzschluß der Stromübernahme auch in anderen Fällen als fruchtbar erwiesen hat, was bei der Behandlung des Bremsaudionempfangs noch von Bedeutung sein wird.

Hinsichtlich der Wahl der beiden Modulationsgrade gelten die in Kapitel 2, Abschnitt 5, B erörterten Gesichtspunkte, wie auch die Kontrolle der Aussteuerung auf die dort beschriebene Weise geschehen kann.

Die Abb. 296 gibt das vollständige Schema einer Sendeanlage für Mikrowellen mit Zwischenmodulation wieder. Der bereits aus Abb. 252 bekannte Mikrosender arbeitet über eine induktiv an den Senderkreis angekoppelte Energieleitung E auf die Dipolantenne A , in deren Strombauch ein Thermoelement Th liegt. Die von diesem gelieferte Gleichspannung wird dem Instrument I über die Energieleitung E zugeführt, wobei die Hochfrequenz durch geeignete Kondensatoren und Drosseln von den Thermoströmen getrennt wird. S ist der quarzgesteuerte Zwischensender auf etwa 300 m Welle; seine Ankopplung an den Mikrosender geschieht über den im Bremskreis liegenden Zwischenkreis $L_2 C_2$, wobei der kapazitive Kurzschluß der Stromübernahme durch den Blockkondensator C_3 des Dezimeterkreises und durch die Endkapazität C_1 der Lecher-Leitung im Verein mit der Drossel D bewirkt wird. Auf diese Weise vermag eine mittlere Empfangsröhre (RE 134) im Zwischensender einen Mikrogenerator mit der 10fachen Gitterverlustleistung (RS 296) auszusteuern. Den praktischen Aufbau einer entsprechenden Anlage für 50—60 cm Welle zeigt die Abb. 297 im Lichtbild.

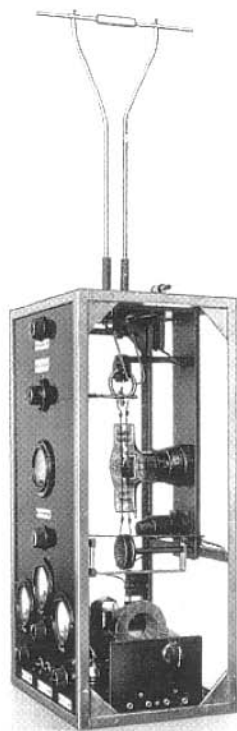


Abb. 297. Ansicht einer Sendeanlage gemäß Abb. 296.

Viertes Kapitel.

Das Magnetron.

Grundsätzlich bestehen zwei Möglichkeiten, auf die Bewegung eines Elektrizitätsträgers einzuwirken, nämlich einmal ein elektrostatisches und das andere Mal ein magnetisches Feld. Beide können zur Beeinflussung oder Steuerung einer Elektronenentladung herangezogen werden. Bekanntlich hat in der gesamten Hoch- und Niederfrequenztechnik die elektrostatische Steuerung durch ein in die Elektronenströmung eingeschobenes Gitter, welches je nach seinem Potential die Raumladungsdichte verändert und eine longitudinale Steuerwirkung ausübt, alle anderen Verfahren fast vollständig verdrängt, so daß die transversale Steuerung durch ein zur Elektronenbewegung quer gerichtetes Magnetfeld, wie sie in den sog. „Magnetronröhren“ Anwendung findet, heute nur noch theoretisches Interesse beanspruchen kann. Erst die in den vorhergehenden Kapiteln behandelten Störerscheinungen des Ultrakurzwellengebiets, welche die Wirksamkeit der Longitudinalsteuerung nach hohen Frequenzen hin unvermeidlich begrenzen, haben das Magnetron neuerdings wieder in den Vordergrund treten lassen. Allerdings ist im Laufe der Entwicklung das dem „klassischen“ Magnetron ursprünglich zugrunde liegende Prinzip, nämlich das Gitter einer Raumladungssteuerröhre durch ein von außen an die Röhre angelegtes und den Entladungsraum durchdringendes Magnetfeld gewissermaßen zu ersetzen, vollkommen verlassen worden, vielmehr ist man bei den modernen Ultrakurzwellengeneratoren, die mit Hilfe eines Magnetfelds arbeiten, mehr und mehr dazu übergegangen, das Magnetfeld nur noch als konstant bleibendes Hilfsfeld zu verwenden, welches entweder eine fallende Strom-Spannungscharakteristik erzeugt oder aber ähnliche Elektronenschwingungen, wie sie von der Barkhausen'schen Bremsfeldmethode her bekannt sind, hervorruft. Bevor die Anfachung ultrakurzwelliger Schwingungen im Magnetron und in seinen zahlreichen Varianten behandelt wird, sei zunächst ein allgemeiner Überblick über das Magnetron und seine Arbeitsweise in den hauptsächlich wichtigen Formen gegeben.

1. Die statische Theorie und Wirkungsweise des Magnetrons.

Das Magnetron besteht in der zuerst von Greinacher [1] theoretisch behandelten und später von Hull [2] weiterentwickelten Form aus einer zylindrischen Zweipolröhre, die sich in einem coaxialen homogenen Magnetfeld befindet, d. h. die von einem Feld, dessen Kraftlinien parallel

zur Achse verlaufen, durchsetzt wird. Dieses wird am einfachsten von einer, die Röhre nach Art der Abb. 298 umgebenden Stromspule geliefert, doch wird die Röhre vielfach auch, vor allem wenn sehr starke Magnetfelder benötigt werden, zwischen die Pole eines Elektromagneten oder eines permanenten Magneten gebracht.

A. Koaxiales Magnetfeld.

Ein Elektron, das sich mit gleichbleibender Geschwindigkeit v in einem homogenen Magnetfeld bewegt, erfährt bekanntlich quer zu seiner Bewegungsrichtung eine Beschleunigung, deren Größe der Fluggeschwindigkeit v und dem Magnetfeld H proportional ist. Da diese Beschleunigung stets senkrecht zur Flugbahn gerichtet ist, kann sie nur die Richtung, nicht aber die Geschwindigkeit verändern:

Das Elektron muß also alle Teile seiner Bahn mit der gleichen Geschwindigkeit und mit der gleichen Querbeschleunigung durchlaufen, und infolgedessen wird seine ursprünglich geradlinige Bahn kreisförmig zusammengebogen mit einem Krümmungsradius proportional v und umgekehrt proportional H . Mit wachsendem H wird die Krümmung also immer stärker, wie es die Abb. 299 veranschaulichen mag, bis von einer bestimmten kritischen Feldstärke H_k an der doppelte Krümmungsradius kleiner wird als der Abstand r_a zwischen den beiden Elektroden, in welchem Fall das Elektron eine geschlossene Kreisbahn vom Durchmesser a beschreibt. Von diesem kritischen Zustand ab können die Elektronen die Anode nicht mehr erreichen, und der Anodenstrom muß beim Überschreiten von H_k plötzlich auf Null absinken.

Die Theorie des Magnetrons zielt praktisch darauf hinaus, die kritische Feldstärke H_k als Funktion der Röhrendimensionen und des Anodenpotentials zu erfassen. Am einfachsten gelangt man zu diesem Ziel, wenn man die magnetische Ablenkraft der Zentrifugalkraft gleichsetzt und von der Gleichung ausgeht:

$$H \cdot e \cdot v = \frac{m \cdot v^2}{a}.$$

Drückt man die Geschwindigkeit durch die Wurzel der durchlaufenen Anodenspannung aus, so erhält man:

$$H = \sqrt{8 \cdot \frac{m}{e} \cdot \frac{\sqrt{B_a}}{a}}.$$

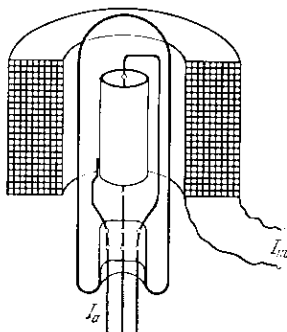


Abb. 298. Anordnung des Hüllischen Magnetrons.

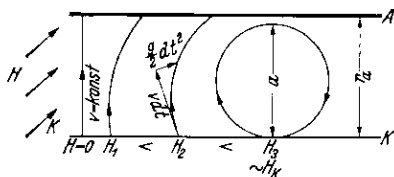


Abb. 299. Elektronenbahnen bei gleichmäßiger Fluggeschwindigkeit und verschiedenen magnetischen Feldstärken.

Da das kritische Magnetfeld dem Zustand entsprechen soll, bei dem die Elektronenbahnen die Anode gerade tangieren, braucht man in dieser Formel nur $a/2$ gleich dem Elektrodenabstand r_a zu setzen, so daß sich ergibt:

$$H_{kG} = 6,66 \frac{\sqrt{E_a Y}}{r_{cm}}.$$

Soweit beziehen sich die Verhältnisse auf eine Röhre mit ebenen Elektroden, zwischen denen sich die Elektronen zudem mit konstantem r bewegen sollen. Um nun dem in Abb. 298 vorliegenden praktischen Fall eines zylindersymmetrischen Elektrodenaufbaus gerecht zu werden, muß man das logarithmische Potentialgefälle berücksichtigen,

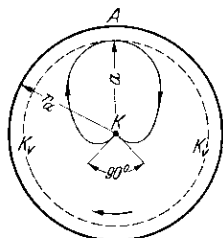


Abb. 300.
Elektronenbahnen in einer
zylindrischen
Magnetronröhre.

dessen Hauptanteil in der unmittelbaren Nähe des Glühfadens liegt, während der weiter außen liegende Elektrodenraum mit einiger Annäherung Anodenpotential führt. Unmittelbar nach dem Austritt aus der Kathode erhalten die Elektronen also ihre stärkste Beschleunigung, wie schon früher deutlicher gezeigt worden ist (s. Abb. 150), und hier wird daher der Krümmungsradius am stärksten sein, während sich die Elektronenbahn mit Annäherung an die Anode der den obigen Formeln entsprechenden Kreisbahn nähert. In einer zylindrischen Magnetronröhre findet die Elektronenbewegung daher auf kardioidenförmigen Bahnen von

dem in Abb. 300 gezeigten Aussehen statt. Der Winkel zwischen Austrittsrichtung und Ankunftsrichtung an der Kathode beträgt etwa 90° . Die Winkelgeschwindigkeit des vom Zentrum aus die Bahn beschreibenden Radiusvektors ist konstant. Bei dem geringen Durchmesser, den der Glühfaden im Vergleich zur Anode hat, kann man mit großer Annäherung annehmen, daß die Elektronen gleich nach Verlassen des Fadens ihre volle Geschwindigkeit erhalten und den Elektrodenraum in der Hauptsache mit konstantem r durchlaufen. In der Tat ergibt die genaue Durchrechnung des logarithmischen Potentialgefälles nur eine geringe Abweichung von der obigen einfachen Theorie, denn nur der Zahlenfaktor ändert sich um wenige Prozent. So lautet die Magnetronformel für zylindrische Röhren:

$$H_k = 6,72 \frac{\sqrt{E_a}}{r_a}.$$

Ist a kleiner als r_a , dann gehen überhaupt keine Elektronen mehr zur Anode über. Die zur Kathode umkehrenden Elektronen werden dieselbe wegen Raumladungsstörungen oder unvermeidlichen Unsymmetrien meistens verfehlen und die Röhre vielmals durchwandern, falls sie immer wieder in genügende Kathodennähe gelangen. Als Folge dieser kontinuierlichen Elektronenbewegung bildet sich vor der Anode eine virtuelle Kathode K_v mit dem Radius a aus. Diese Erscheinung weist zwingenderweise auf die Analogie mit der Bremsfeldröhre hin, nur mit dem Unterschied, daß hier das koaxiale Magnetfeld die Rolle eines Bremsfeldes übernimmt, und daß die Elektronen in der virtuellen Kathode

nicht absolut zur Ruhe kommen, sondern ihre volle Geschwindigkeit in tangentialer Richtung beibehalten. Mit dieser Umfangsgeschwindigkeit läuft die virtuelle Kathode demnach um, während die radiale Geschwindigkeitskomponente hier wie dort Null ist.

Auf Grund dieser einfachen theoretischen Darstellung des Magnetronprinzips lassen die Steuerkennlinien des Magnetrons, d. h. der Anodenstrom in Abhängigkeit vom Magnetfeld oder vom Anodenpotential eigentlich einen vollständig rechtwinkligen Verlauf erwarten, indem der Anodenstrom beim Wert H_k plötzlich abfällt oder ebenso plötzlich ansteigt. Wegen der thermischen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, wegen des Spannungsgefälles längs des Glühfadens und wegen praktisch unvermeidlicher Inhomogenitäten des Magnetfelds und Unsymmetrien des Elektrodenaufbaus ist die virtuelle Kathode in Wirklichkeit nicht beliebig scharf, sondern hat eine endliche Dicke sowie nicht exakte Kreisform. Aus diesem Grund steigt oder fällt der Anodenstrom nicht sprunghaft, sondern ändert sich zwischen seinem Maximalwert und Null innerhalb eines bestimmten Feld- oder Spannungsintervalls, woraus für die Steilheit der Magnetronkennlinie ein endlicher Wert resultiert. In der Abb. 301 sind drei bei verschiedenen Anodenpotentialen und gesättigter Emission auftretende Magnetronkennlinien in ihrem grundsätzlichen Verlauf wiedergegeben. Immerhin lassen sich durch sorgfältigen symmetrischen Aufbau des Elektroden-systems bei sorgfältiger Ausrichtung der magnetischen Kraftlinien Steilheiten bis 10 mA/G erzielen, so daß man beträchtliche Ströme mit kleinen Schwankungen der magnetischen Feldstärke steuern kann. Zu diesem Zweck muß der Arbeitspunkt zunächst mittels eines konstanten, gewissermaßen als „magnetische Vorspannung“ wirkenden Hilfsfelds H_0 auf die Mitte des abfallenden Zweiges der Kennlinie geschoben werden. Ein überlagertes Steuerfeld H_s vermag den Anodenstrom dann ebenso wie das Gitter einer Dreipolröhre nach oben und unten zu beeinflussen, wie es beispielsweise in Abb. 301 für ein sinusförmiges Steuerfeld gezeigt ist.

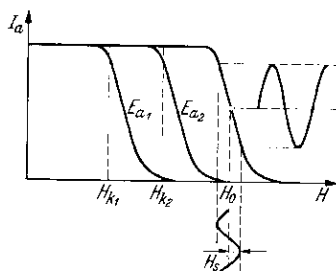


Abb. 301. Magnetronkennlinien bei verschiedenen Anodenpotentialen.

B. Magnetronschaltungen.

Das Steuerfeld wird am einfachsten von einer besonderen Spule oder Wicklung erzeugt, doch kann man hierzu auch die Vorspannspule heranziehen, sofern man durch geeignete Verdrosselung und Verblockung den Vormagnetisierungsstromkreis vom Steuerstromkreis trennt. Schaltet man in den Anodenkreis wieder eine Steuerspule und steuert man mit dieser ein zweites Magnetron usw., so gelingt es ohne Schwierigkeiten, mehrere Magnetronverstärkerstufen kaskadenförmig hintereinanderschalten [3].

Erzeugt man das magnetische Steuerfeld H_s durch den Anodenstrom des eigenen Magnetrons, d. h. führt man das in einer Spule im Anoden-

kreis entstehende Wechselfeld auf die Röhre selbst zurück, dann lassen sich Rückkoppelschwingungen anfahren. Eine derartige Magnetron-Senderschaltung zeigt die Abb. 302. Das magnetische Steuerfeld wird unmittelbar von der Schwingkreisspule, welche im Verein mit der Kapazität die Frequenz bestimmt, erzeugt, während das Vorspannfeld H_0 den günstigsten Arbeitspunkt festlegt. Die Schwingungsanfachung ist positiv, wenn das Steuerwechselfeld mit der momentanen Anodenspannung in Phase ist. Es erübrigt sich, an dieser Stelle weitere Senderschaltungen anzuführen, die sich in Anlehnung an die bekannten Rückkoppelschaltungen von selbst ergeben. Zur Erzeugung größerer Schwingleistungen mit gutem Wirkungsgrad ist das Magnetron seines kleinen Innenwiderstandes wegen nicht geeignet, und für ultrakurze Wellen kommt es in der beschriebenen Form vollends nicht in Frage, weil

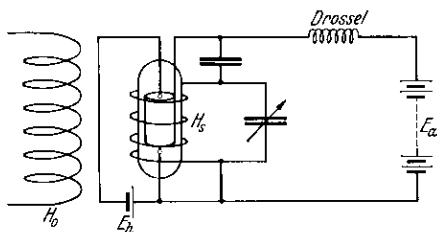


Abb. 302. Schema des klassischen Magnetronsenders von Hull.

allein die im Steuerfeld enthaltene Blindleistung untragbar hohe Werte annehmen würde, und weil die Schwingkreisinduktivität nicht unter ein bestimmtes Maß verkleinert werden darf, wenn ein ausreichendes Steuerfeld erzeugt werden soll.

Eine besondere Anwendung findet die magnetische Rückkopplung zum Zweck einer Vergrößerung oder Verkleinerung der Kennliniensteilheit. Es ist nämlich leicht einzusehen, daß die oben angegebene Steilheit von 10 mA/G nur in verhältnismäßig großen Röhren mit hoher Emissionsstromstärke auftreten kann. Um auch mit kleineren Röhren diese Empfindlichkeit zu erreichen, läßt sich eine magnetische Gleichstromrückkoppelung einführen derart, daß der Anodengleichstrom eine Rückkoppelspule durchfließt, deren magnetisches Feld dem Vorspannfeld entgegengesetzt ist [4]. Eine kleine Verstärkung des Magnetfelds durch den Steuerstrom oder aus sonstiger Ursache schwächt den Anodenstrom und vermindert das Gegenfeld der Rückkoppelspule, so daß zu der primären Feldänderung eine in demselben Sinne gerichtete sekundäre Änderung hinzukommt. Auf diese Weise läßt sich die Empfindlichkeit eines Magnetrons soweit steigern, daß selbst noch Feldstärkeänderungen um 10^{-5} G im Anodenkreis angezeigt und gemessen werden können. Die Anordnung stellt also ein hochempfindliches und weitgehend trägheitsfreies Magnetometer dar, das z. B. die schwachen Schwankungen der verschiedenen Komponenten des magnetischen Erdfeldes oder der Totalintensität zu registrieren gestattet.

Keht man die Richtung des Rückkoppelfeldes um, so wird die gegenteilige Wirkung erzielt, d. h. die effektive Magnetronkennlinie wird verflacht [3]. Die praktische Wirkung dieser Maßnahme ist leicht an Hand der Abb. 303 zu übersehen. Darin ist ein Feld von Magnetronkennlinien mit der Anodenspannung als Parameter aufgezeichnet. Die Wirkung der Rückkoppelspule wird bei Abwesenheit eines besonderen Vorspannfeldes durch eine vom Koordinatennullpunkt ausgehende

„Rückkoppelungsgerade“ erfaßt, deren Neigung $\operatorname{tg} \varphi = I_a/H$ die Feldverhältnisse in der Rückkoppelspule kennzeichnet. Bei der Anodenspannung E_{a1} stellt sich als Gleichgewichtszustand der Schnittpunkt 1 der entsprechenden Magnetronkennlinie mit der Rückkoppelgeraden ein. Steigt die Anodenspannung z. B. auf den Betrag E_{a2} , so folgt der Anodenstrom nicht bis zum Punkt 2, wie es bei konstant bleibendem Magnetfeld der Fall wäre, sondern verschiebt sich nur bis zum Schnittpunkt 3 mit der Rückkoppelgeraden. Analoge Betrachtungen lassen sich auch hinsichtlich des Magnetfelds oder der Röhrenheizung anstellen. Die Anordnung erweist sich als äußerst vorteilhaft, um den Arbeitspunkt eines beliebigen Magnetronsenders, Verstärkers oder Empfängers gegenüber unwillkürlichen Schwankungen der Betriebsverhältnisse zu stabilisieren¹. Natürlich darf sich die Stabilisierung nicht auf eine Kompensation der Steuervorgänge selbst erstrecken, sondern muß so träge arbeiten, daß sie diesen nicht zu folgen vermag. Bei hochfrequenten oder ultrakurzwelligigen Vorgängen ist dies unschwer zu erreichen.

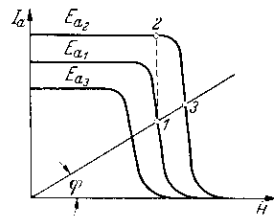


Abb. 303. Stabilisierung des Arbeitspunktes.

C. Das zirkulare Magnetfeld des Heizstroms.

In ähnlicher Weise wie ein koaxiales Magnetfeld, welches die Röhre von außen durchdringt, wirken auch die den Heizfaden umgebenden, vom Heizstrom herrührenden Kraftlinien auf die Elektronenbewegung ein [5], nur daß in diesem Fall die Elektronenbahnen nicht in Ebenen senkrecht zur Elektrodenachse, sondern wie es die schematische Darstellung in Abb. 304 erkennen läßt, in Ebenen, welche durch die Elektrodenachse gelegt sind, abgelenkt werden. Der Einsatz dieses zirkularen Magnetfelds in obige Theorie führt zu einer kritischen Heizstromstärke, bei welcher die Elektronen ebenfalls so stark abgelenkt werden, daß sie nicht auf die Anode aufprallen, sondern sich auf zyklidenförmigen Bahnen längs der Kathode fortbewegen. Bei einem einfachen linearen Heizfaden ist dieser Magnetron-effekt allerdings entweder nur bei Elektronengeschwindigkeiten von wenigen Volt oder bei Heizströmen der Größenordnung von einigen 100 A zu merken und kann in der Praxis vollständig vernachlässigt werden.

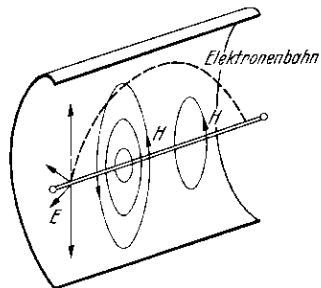


Abb. 304. Elektronenbahn im zirkularen Magnetfeld des Heizstroms.

D. Schraubenförmiger Ablauf der Elektronenbewegung.

Steht die Elektronengeschwindigkeit, die von dem durchlaufenen Potential erteilt wird, senkrecht auf dem Magnetfeld, dann beschreibt das

¹ Vgl. Bd. II, Kapitel 1. Abschnitt 2, C.

Elektron einen ebenen Kreis und kehrt zu seinem Ursprungsort auf der Kathode zurück. Die Magnetronkennlinien werden durch die entwickelte Theorie in groben Zügen erfaßt. Die Verhältnisse ändern sich aber grundlegend, wenn die elektrischen und magnetischen Feldkomponenten nicht mehr genau senkrecht aufeinander stehen. Der einfachste praktisch

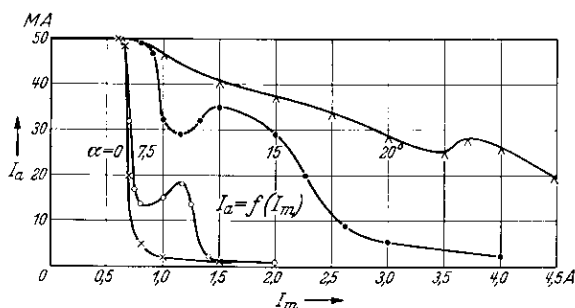


Abb. 305. Magnetronkennlinien bei verschiedenen Neigungswinkeln nach Hollmann.

vorkommende Fall dieser Art liegt vor, wenn das Magnetfeld die Röhre nicht genau koaxial durchsetzt, sondern unter dem Winkel α gegen die Elektrodenachse geneigt ist. Die Abb. 305 zeigt, auf welche Weise sich eine derartige Drehung der Röhre um verschiedene Winkel gegen die durch $\alpha=0$ gekennzeichnete koaxiale Orientierung in den Magnetron-

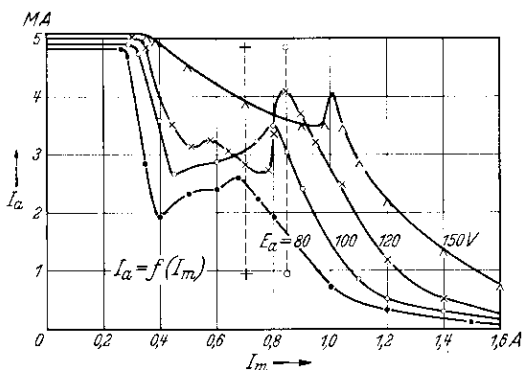


Abb. 306. Magnetronkennlinien bei verschiedenen Anodenspannungen als Parameter.

verschiedenen Anodenpotentialen unter sonst gleichbleibenden Betriebsverhältnissen aufnimmt. Man erhält dann nämlich Kurven der in Abb. 306 wiedergegebenen Art, die sich an bestimmten Stellen überschneiden. Das heißt aber nichts anderes, als daß bei geringeren Spannungen ein stärkerer Strom als bei höheren Spannungen fließen kann, d. h. der statische Innenwiderstand des Magnetrons wird bei entsprechenden Betriebszuständen negativ [6].

Die physikalische Erklärung für diese Anomalien ergibt sich zwanglos durch Kombination der beiden vorher betrachteten Fälle. Zerlegt man nämlich das unter dem Winkel α gegen die Röhre geneigte Magnetfeld

kennlinien auswirkt. Während sich die zunehmende Verflachung unschwer aus der Verminderung der senkrecht zum elektrischen Feld verbleibenden magnetischen Restkomponente erklärt, bedürfen die im Verlauf der Kennlinien hervortretenden unregelmäßigen Maxima und Minima einer eingehenderen Deutung. Die Bedeutung dieser Anomalien in elektrischer Hinsicht erhält am besten, wenn man die Magnetronkennlinien bei

in seine beiden Komponenten $H_x = H \sin \alpha$ und $H_z = H \cos \alpha$, wobei die Orientierung des Koordinatensystems der Abb. 307 zu entnehmen ist, dann erkennt man, daß für die H_z -Komponente die Theorie des axialen Magnetfelds beibehalten werden kann, während H_x auf alle sich in der y -Achse bewegendes Elektronen ähnlich wie das zirkulare Magnetfeld des Heizstroms einwirkt. Hierdurch erhalten die Elektronen eine zusätzliche Beschleunigung in Richtung der Achse und auf Grund beider Bewegungsgesetze winden sich die Flugbahnen in Schraubenlinien auf die magnetischen Kraftlinien auf. Die Kraftkomponenten, welche auf alle den Heizfaden verlassende Elektronen einwirken, ergeben sich aus den drei Grundgleichungen:

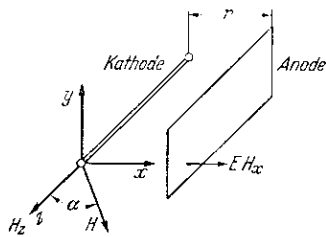


Abb. 307. Orientierung des elektrischen und magnetischen Feldes.

$$\begin{aligned} m \cdot \dot{v}_x &= e \cdot E - e \cdot v_y \cdot H_z \\ m \cdot \dot{v}_y &= e \cdot v_x \cdot H_z - e \cdot v_z \cdot H_x \\ m \cdot \dot{v}_z &= e \cdot v_y \cdot H_x. \end{aligned}$$

Durch Integration erhält man hieraus die Bahnkomponenten eines die Kathode im Koordinatennullpunkt verlassenden Elektrons zu:

$$\begin{aligned} x &= \frac{e}{m} E \frac{H_x^2}{H_x^2 + H_z^2} \frac{t^2}{2} + E \frac{e}{m} \frac{H_z^2}{(H_x^2 + H_z^2)^2} (1 - \cos \omega t), \\ y &= E \frac{H_z}{H_x^2 + H_z^2} t - E \frac{e}{m} \frac{H_z}{(H_x^2 + H_z^2)^{3/2}} \sin \omega t, \\ z &= \frac{e}{m} E \frac{H_x H_z}{H_x^2 + H_z^2} \frac{t^2}{2} - E \frac{e}{m} \frac{H_x H_z}{(H_x^2 + H_z^2)^2} (1 - \cos \omega t). \end{aligned}$$

Aus diesen drei Gleichungen stellt sich die Elektronenbahn als zykloidenförmige Spirale dar mit dem Radius

$$R = \frac{E}{H^2} e,$$

deren Achse

unter dem Winkel α gegen den Heizfaden geneigt ist.

Unter vereinfachenden Annahmen sind in Abbildung 308 verschiedene dieser Spiralbahnen bei konstantem Neigungswinkel und konstantem Magnetfeld, jedoch für verschiedene Anodenpotentiale in Projektion auf die Zeichenebene dargestellt. Die Bahnen gelten für die den Heizdraht im Koordinaten-

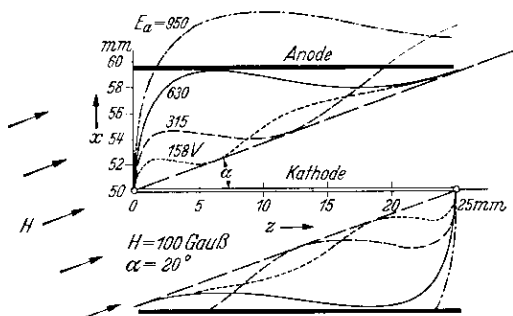


Abb. 308. Schraubenförmige Elektronenbahnen im Magnetron nach Hollmann.

nullpunkt verlassenden Elektronen, doch wird die Gesamtzahl aller emittierten Elektronen durch Parallelverschiebung der gezeichneten Grenzbahnen längs der Kathode erfaßt, so daß sich der Anodenstrom

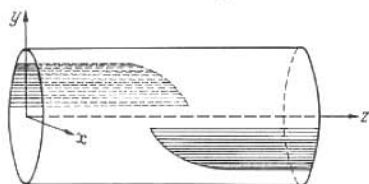


Abb. 309. Theoretische Aufprallzonen nach Carrara.

als das von den Grenzbahnen auf der Anode abgeschnittene Stück darstellt. Während bei $E_a = 950$ V noch nahezu alle Elektronen zur Anode übergehen, ist der Strom bei $E_a = 630$ V zu Null geworden, setzt jedoch bei $E_a = 315$ V wieder von Neuem ein, verursacht durch das Einschneiden des zweiten Schraubengangs in den Rand des Anodenblechs.

Dieser erneute Stromeinsatz macht sich in den Strom-Spannungskennlinien als negativer Widerstand bemerkbar.

Natürlich liegen die Verhältnisse in Wirklichkeit ungleich komplizierter, weil sich die elektrischen Kraftlinien in einer zylindrischen Röhre

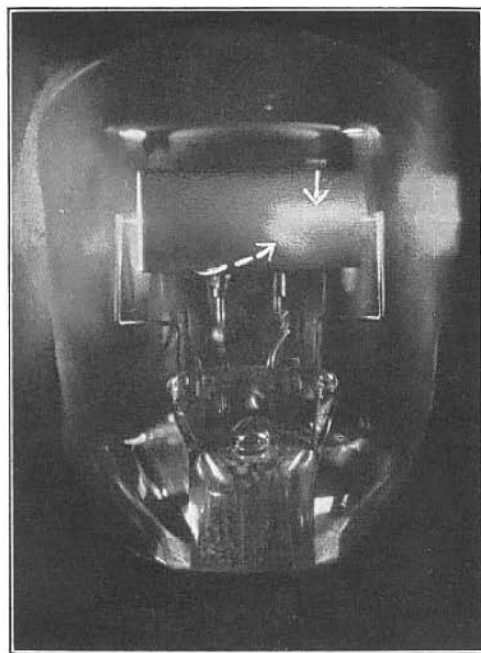


Abb. 310. Erhitzung des Anodenblechs an den Fußpunkten der Spiralbahnen nach Hollmann.

ja nicht auf eine Achsenrichtung beschränken, sondern den ganzen Elektrodenraum in allen $x - y$ -Ebenen durchsetzen. Die genauere theoretische Behandlung dieser Feldverhältnisse führt zu dem Ergebnis, daß sämtliche Elektronen die Anode bei geeignetem Magnetfeld nur in den beiden in Abb. 309 durch Schraffur bezeichneten, spiegelbildlich diametral gegenüberliegenden Zonen erreichen [7]. Dies läßt sich experimentell nachweisen, wenn der Anodenzylinder durch hinreichende Belastung auf Rotglut erhitzt wird. Beim Anlegen des Magnetfelds findet dann eine Lokalisation der Erhitzung in dem theoretisch geforderten Sinne statt, wie es das Lichtbild der Abb. 310 deutlich erkennen läßt. Mit zunehmender Magnetfeld-

stärke ziehen sich die Glühzonen in Richtung der eingezeichneten Pfeile zusammen, bis sie schließlich über den Rand des Anodenzylinders hinauslaufen.

Auf die Anfachung von Schwingungen durch diese negativen Innenwiderstände wird in späterem Zusammenhang einzugehen sein. Hier sei nur noch bemerkt, daß es sich in dem vorliegenden sowie in dem im

nächsten Abschnitt zu beschreibenden Fall um eine grundlegende Modifikation des „klassischen“ Hullschen Magnetrons handelt, weil hier nämlich das Magnetfeld nicht mehr die Rolle einer sozusagen immateriellen Steuerelektrode spielt, sondern lediglich die Aufgabe erfüllt, die Elektronenwege geeignet zu verformen. Auf den Schwingungsvorgang selbst ist das Magnetfeld nur von mittelbarem Einfluß.

E. Der Habann-Generator.

Eine besondere Abart des Magnetrons, die sich in ihrer physikalischen Wirkungsweise eng an die im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Erscheinungen anschließt, entsteht, wenn der Anodenzyylinder durch Längsschlitze in zwei oder mehrere geeignet zusammengeschaltete Segmente unterteilt wird. Die zu den einzelnen Segmenten übergehenden Ströme weisen nämlich fallende Charakteristiken auf, welche in die Segmentzuleitungen geschaltete Resonanzkreise anzufachen vermögen. Diese Röhrentype wurde schon im Jahre 1921 von Habann gefunden und 1924 zur Erzeugung von damals sehr kurzen Wellen bis zu 3 m verwendet [8]. In Anbetracht dieser Tatsache ist die Magnetronröhre mit geschlitzten Anoden, bei welcher das Magnetfeld ebenfalls nicht mehr als Steuerelektrode, sondern nur als konstantes Hilfsfeld wirkt, mit Fug und Recht als Habann-Röhre und der mit ihr ausgerüstete Sender als Habann-Generator zu bezeichnen, was wesentlich glücklicher erscheint, als die vor allem in die ausländische Literatur eingeführte Benennung „Schlitzanodenmagnetron“ (Split-anode-magnetron). Die Bezeichnung „Magnetron“ sei demgegenüber der Röhre mit geschlossenem Anodenzyylinder vorbehalten, auch wenn sich ihre Betriebsweise von der des klassischen Magnetrons von Hull unterscheidet. Hierdurch sind beide Röhrentypen unmißverständlich gegeneinander abgegrenzt.

a) Schema des Habann-Generators.

Die Abb. 311 zeigt die praktische Anordnung der Elektroden und Zuleitungen in einer zweigeteilten Habann-Röhre, sowie den Anschluß des angefachten Schwingungskreises.

S_1 und S_2 sind die im Schnitt gesehenen halbzyklindrischen Anoden-segmente, die zwei schmale Spalte zwischen sich freilassen. Die Einzel-segmente sind symmetrisch an den Schwingkreis $C - L - W$ angeschlossen und führen daher im Schwingungszustand gegenphasige Hochfrequenzspannungen. Die Anodengleichspannung wird den Segmenten über den Symmetriepunkt des Schwingkreises zugeführt. Die Kathode liegt ebenfalls genau im Symmetriepunkt der Schaltung und übernimmt nur die Elektronenlieferung, ohne am Schwingungsvorgang weiter teilzunehmen. Das Magnetfeld läuft ungefähr parallel zum Heizfaden und wird am einfachsten empirisch in die günstigste Richtung eingestellt. Im allgemeinen findet keine Steuerung des Emissionsstroms statt, sondern eine Verteilungssteuerung

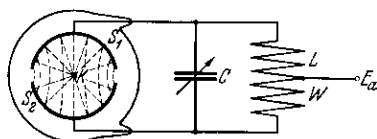


Abb. 311. Schema des Habann-Generators.

zwischen den Segmenten hervorgerufen durch ihre Wechselfotentiale. Das Habann-Rohr ist in der allgemeinsten Form also rein gegentaktspannungsgesteuert, und seine Wirkung bei der Anfachung langwelliger Schwingungen, gegen deren Periode die Elektronenflugzeiten zu vernachlässigen sind, muß sich demnach auf einen statisch negativen Widerstand zwischen den Segmenten zurückführen lassen.

Neben dieser Gegentaktnordnung kann man natürlich auch die fallende Strom-Spannungscharakteristik nur eines einzigen Segments zur Schwingungsanfachung ausnutzen, indem man den Resonanzkreis in die Zuleitung zu diesem Segment legt, und die Spannung des Gegensegments konstant läßt oder zur Einstellung des Arbeitspunktes heranzieht. Im Ultrakurzwellengebiet hat sich indessen die Gegentaktnordnung allein schon ihrer elektrischen Symmetrie wegen am besten bewährt.

Hält man sich als eigentlichen Ursprung der Anfachung die zwischen den Segmenten befindlichen Schlitzte bzw. die Streufelder in ihrer Umgebung vor Augen, dann liegt der Gedanke nahe, die Anfachung durch

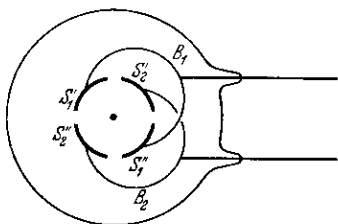


Abb. 312. Viergeteilte Habann-Röhre.

Vermehrung der Schlitzte beliebig zu verstärken. In der Tat ist dieser Weg auch bis zu einem gewissen Grade gangbar sofern nur darauf geachtet wird, daß sämtliche Schlitzte dem anzufachenden Resonanzkreis parallel geschaltet sind. Auf diese Weise gelangt man zur mehrgeschlitzten Habann-Röhre, deren Segmente durch Schließungsbügel B_1 und B_2 nach Art der Abb. 312 paarweise so zu zwei Gruppen zusammengefaßt

sind, daß immer zwei nebeneinanderliegende Segmente gegenphasige Wechselfspannungen führen. Eine mehr als vierfache Unterteilung hat bisher noch keine Vorteile gebracht, vermutlich weil die Gefahr besteht, daß sich die Streufelder zwischen den Segmenten wegen ihres zu kleinen Abstands gegenseitig durchdringen und stören. Im Gebiet der extremsten Frequenzen erweist sich die Mehrfachschlitzung noch in anderer Beziehung als vorteilhaft, wie weiter unten gezeigt werden wird. Neben der zylindrischen Anodenform sind in Einzelfällen auch Anoden mit quadratischem Querschnitt und mit geschlitzten Kanten oder mit geschlitzten Seitenflächen untersucht worden.

b) Der negative Innenwiderstand der Habann-Röhre.

Die Wirkungsweise der Habann-Röhre läßt sich am deutlichsten an Hand ihrer Steuerkennlinien verfolgen, die den Verhältnissen bei der Schwingungserzeugung angepaßt sein müssen. Entsprechend der beschriebenen Gegentaktnordnung geht man zu diesem Zweck so vor, daß man dem Anodenzylinder, d. h. zunächst beiden Segmenten gemeinsam das konstante Anodenpotential E_a erteilt und dieses nun für beide Segmente gleichzeitig um gleiche Beträge $A E = +A E_1 = \dots = A E_2$ aber in entgegengesetztem Sinne variiert [9-13]. Auf diese Weise erhält das Segment S_1 die Spannung $E_a + A E_1$ und das Segment S_2 die Spannung $E_a - A E_2$, so daß zwischen beiden Segmenten die Spannungs-

differenz $2AE$ entsteht. Bei der praktischen Aufnahme der statischen Kennlinien ist darauf zu achten, daß parasitäre Schwingungen, welche die Stromverteilung zwischen den Segmenten beträchtlich stören können, durch geeignete Dämpfungswiderstände z. B. durch Drosselspulen aus Widerstandsdraht, von denen eine in jede Segmentzuleitung zu schalten ist, mit Sicherheit unterdrückt werden.

Als Parameter ist bei vorgeschriebener Heizung und coaxialer Ausrichtung der Röhre im Magnetfeld noch die magnetische Feldstärke zu berücksichtigen, die den Ablauf der Stromübernahmekennlinien maßgebend bestimmt. Um dies zu zeigen, sind in der Abb. 313b—d verschiedene Segmentstromkennlinien wiedergegeben, wobei die jeweilige Einstellung des Magnetfelds durch die drei entsprechend bezeichneten

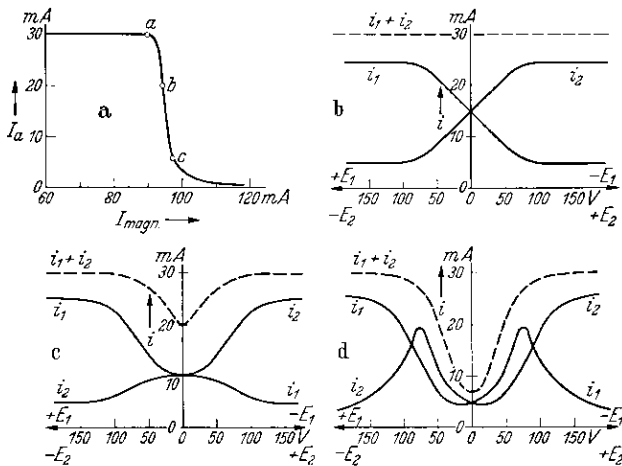


Abb. 313. Segmentstromkennlinien bei den durch Kurve a gekennzeichneten Magnetfeldern.

Punkte auf der in Abb. 313a angegebenen normalen Magnetronkennlinie charakterisiert sind. Die Segmentkennlinien zeigen für diese drei Magnetfelder den Verlauf der zu beiden Segmenten übergehenden Teilströme i_1 und i_2 sowie gestrichelt den Verlauf des Summenstromes $i_1 + i_2$.

Wie man zunächst sieht, sind die Teilstromkurven für beide Segmente spiegelbildlich kongruent, sofern nicht zu starke Unsymmetrien in der Anordnung vorhanden sind. Die genauere Betrachtung der Kennlinien läßt im Fall b und c, nämlich beim kritischen Magnetfeld und bei einem dies nur wenig übersteigenden Wert, jedesmal einen stetigen Abfall in Richtung sinkender Segmentspannung erkennen, doch ändert sich das Bild, sobald das Magnetfeld im Fall d weiter verstärkt wird. Nuncmehr treten auf den abfallenden Kurvenästen deutliche Maxima hervor, ähnlich wie sie bei Neigung der Röhre im Magnetfeld beobachtet worden sind (Abb. 306). Auch hier sind diese Maxima so stark, daß eine Überschneidung der zu beiden Segmenten gehörigen Teilstromkurven stattfindet. Das bedeutet aber: Das Segment mit der niedrigeren Spannung nimmt einen stärkeren Strom auf als das mit der

höheren Spannung, d. h. der Elektronenwiderstand zwischen den Segmenten ist innerhalb des Überschneidungsgebiets negativ.

Um die Ausdehnung und den Verlauf des negativen Widerstands zwischen den Segmenten oder Segmentgruppen genauer erkennen zu können, ist die Abb. 313d in Abb. 314 in der Weise umgezeichnet, daß die Stromdifferenz $i_1 - i_2$ als Funktion von $\Delta E_1 - \Delta E_2 = E$ dargestellt ist [10—12]. Aus dieser Darstellung ist die Entstehung einer fallenden Strom-Spannungskennlinie mit voller Deutlichkeit zu ersehen. Die Größe $di/dE = \operatorname{tg} \varphi = 1/R$ stellt den reziproken Elektronenwiderstand dar, der dem Schwingkreis des Habann-Senders parallel liegt und diesen anfaßt.

Die Differenzstromkurve kann in den meisten Fällen (bei nicht zu kleinem Anodendurchmesser) mit großer Annäherung durch eine kubische Parabel dargestellt werden, die der Gleichung:

$$i_1 - i_2 = -\frac{3}{2} \frac{I_m}{E_m} E + \frac{1}{2} \frac{I_m}{E_m^3} E^3$$

gehorcht, wenn man mit E_m die Potentialdifferenz bezeichnet, bei welcher die Differenz der Teilströme ihr Maximum erreicht [11]. Der Quotient

E_m/I_m stellt dann den mittleren negativen Elektronenwiderstand R_m dar und muß, wie bei Selbsterregung allgemein bekannt ist, kleiner als der Scheinwiderstand des angefachten Kreises sein. Die Bedingung für Selbsterregung lautet also ungefähr:

$$R_m = E_m/I_m < \Re = \frac{L}{C \cdot W}.$$

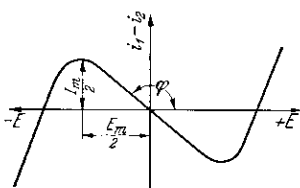


Abb. 314. Die fallende Stromübernahmekennlinie einer Habann-Röhre.

Messungen haben ergeben, daß die Größe I_m nahe an zwei Drittel des Emissionsstroms i_{em} heranreichen kann, während E_m als parabelförmige Funktion der magnetischen Feldstärke, und zwar von H_k ab gerechnet, darzustellen ist:

$$E_m = k \cdot H_k \sqrt{H - H_k}$$

und einem Grenzwert von $1,75 \cdot E_a$ zustrebt. Je nach den Dimensionen der verwendeten Röhre, die durch die Konstante k erfaßt werden, lassen sich negative Anfachungswiderstände von 1000Ω und darunter herstellen.

c) Leistungsbilanz und Wirkungsgrad [11].

Um ein Urteil über die praktische Brauchbarkeit des Habann-Generators zu gewinnen, ist noch die Leistungsbilanz und der erreichbare Nutzeffekt zu untersuchen. Die von der Röhre an den Schwingkreis abgegebene Leistung erhält man am einfachsten aus der Differenz der von der Anodenspannungsquelle an den Generator abgeführten Leistung und aus der Leistung, welche für die Erwärmung der Anoden aufgewendet wird.

Die an beiden Anodensegmenten umgesetzte Leistung ergibt sich zu:

$$L_a = \frac{1}{T} \int_0^T [E_a (i_1 + i_2) + E (i_1 - i_2)] dt.$$

Hierin stellt der erste Ausdruck die von der Speisequelle gelieferte und der zweite die an den Schwingkreis abgegebene Leistung dar, nämlich:

$$L_s = \frac{1}{T} \int_0^T E (i_1 - i_2) dt.$$

Setzt man hierin den aus der oben angeführten Gleichung für die Verteilungskennlinie gewonnenen Ausdruck für $(i_1 - i_2)$ und für E die Schwingspannung $E_0 \sin \omega t$ ein, so erhält man:

$$L_s = \frac{3}{8} \frac{I_m}{E_m} E_0^2 = \frac{3}{32} \frac{I_m}{E_m^3} E_0^4.$$

Andererseits läßt sich die im Schwingkreis verbrauchte Leistung aber auch darstellen durch:

$$L_s = \frac{1}{2} W I_0^2,$$

wobei I_0 die Amplitude des Schwingstroms bedeutet oder unter der Annahme, daß der Ohmsche Widerstand klein gegen den Scheinwiderstand sei:

$$L_s = \frac{W}{2} E_0^2 \frac{C}{L}.$$

Durch Gleichsetzung beider Ausdrücke und Auflösung nach E_0 erhält man:

$$E_0 = 2 E_m \sqrt{1 - \frac{E_m}{3/4 I_m R}}.$$

Mit zunehmendem E_m durchläuft die Schwingungsamplitude und damit auch die Schwingleistung ein Maximum, welches bei

$$E_{m \text{ opt}} = \frac{1}{2} I_m R$$

liegt und für die maximale Leistung ergibt:

$$L_{\text{max}} = \frac{1}{6} I_m^2 R = \frac{1}{3} E_{m \text{ opt}} \cdot I_m.$$

Diese optimale Einstellung vorausgesetzt, wird der Wirkungsgrad:

$$\eta = \frac{1}{3} \frac{E_{m \text{ opt}} \cdot I_m}{E_a \cdot i_0},$$

wenn i_0 den mittleren Emissionsstrom im Schwingungszustand bedeutet. Da nach obigem E_m maximal gleich $1,75 E_a$ gesetzt werden kann, wird:

$$\eta = 0,6 \frac{I_m}{i_0}.$$

Die Größe I_m/i_0 kann durch Messungen des Verhältnisses i_{cm}/i_0 und unter Berücksichtigung des Verhältnisses von $I_m = 2/3 i_{cm}$ zu $1 \div 2$ bestimmt werden. Man erkennt, daß sich unter Einhaltung der günstigsten Bedingungen mit dem Habann-Generator Nutzeffekte erzielen lassen, welche 60% erheblich übersteigen.

d) Theorie der Stromübernahme zwischen den Segmenten.

Nach diesen Betrachtungen über die „äußere“ Wirkungsweise der Habann-Röhre drängt natürlich die Frage nach einer Beantwortung,

wie die fallende Stromübernahme zwischen den Segmenten bzw. die Abnahme der Segmentströme bei Spannungserhöhung zustande kommt. Zunächst ist klar, daß ohne Anwesenheit des Magnetfelds stets das Segment mit der höheren Spannung auch den größeren Anteil des Emissionsstroms erhalten muß, so daß ein Bild ähnlich der Abb. 313 b entstehen würde. Ein radialer Verlauf der Elektronenbahnen ist aber nur möglich, wenn beide Segmente gleiches Potential führen. Bei verschiedenen Potentialen werden die elektrischen Feldlinien von dem radialen Verlauf abweichen und zu dem positiven Segment hingebogen werden. Die auf diese Weise entstehende Feldkonfiguration kann man sich zusammengesetzt denken aus dem konstanten, nur von E_a herrührenden Radialfeld und einem inhomogenen, von dem niedriger gespannten zu dem höher gespannten Segment übergehenden Querfeld. In der in Abb. 311 dargestellten Röhre sind die entsprechenden Feldlinien beispielsweise eingezeichnet. Unter der Einwirkung des coaxialen Magnetfelds kann der Krümmungsradius nunmehr natürlich nicht mehr konstant

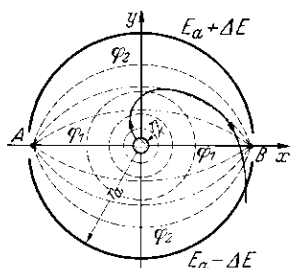


Abb. 315. Niveaulinien und graphisch konstruierte Elektronenbahn nach Fritz.

sein, sondern muß sich dem jeweiligen Potentialniveau des Entladungsraums entsprechend von Ort zu Ort ändern. Ein Elektron, das z. B. einen großen Teil seiner Bahn im Feld des höher gespannten Segments durchläuft, erhält zwar eine größere Geschwindigkeit und einen größeren Krümmungsradius seiner Flugbahn, erhält aber innerhalb des Zwischensegmentfelds die Tendenz, sich zu einem kleineren Kreis aufzuwinden und zu dem niedriger gespannten Segment überzugehen. Umgekehrt wird ein Elektron, welches seine Laufbahn im Feld des niedriger gespannten Segments beginnt, zwar von dem Magnetfeld gegen das höher gespannte Segment hingelenkt, kann dieses aber wegen seiner geringeren Geschwindigkeit und wegen seines kleineren Bahnradius nicht mehr erreichen [13]. Der größere Teil des Emissionsstroms kann auf diese Weise tatsächlich auf das Segment mit der niedrigeren Spannung auftreffen, wodurch die in Abb. 313 gezeigten Teilstromkennlinien unschwer ihre Erklärung finden. Wie man sieht, steht die Richtung der Stromübernahme in unmittelbarem Zusammenhang mit dem elektrischen Streufeld um die Trennungsfugen, und hier ist also der eigentliche Ursprung für den negativen Elektronenwiderstand zu suchen.

Die genaue theoretische Ableitung der Bewegungsgleichungen für die Elektronen im Habann-Rohr führt zu Differentialgleichungen zweiter Ordnung, die sich rechnerisch unmittelbar kaum lösen lassen. Man kann die Elektronenbahnen aber mit einer gewissen Genauigkeit graphisch konstruieren, wenn man sich vorher über die Potentialverhältnisse an jedem Ort der durchlaufenen Strecke Klarheit verschafft [14]. Zu diesem Zweck sind in den Röhrenquerschnitt der Abb. 315 die Niveaulinien für die stationäre Anodenfeldkomponente $\varphi_1 = \text{const}$ und für die Streufelder um die Segmentspalte $\varphi_2 = \text{const}$ eingezeichnet. Die Linien $\varphi_1 = \text{const}$ sind dem radialen Feldverlauf entsprechende Kreise

um den Koordinatennullpunkt, die bei Vernachlässigung der Raumladung die Radien $r_1 \dots r_k e^{\frac{\varphi}{E_0} \text{const}}$ haben. Die Niveaulinien $\varphi_2 = \text{const}$ gehorchen der Gleichung:

$$\varphi_2 = \frac{2AE}{\pi} \arctg \frac{2\gamma r_a}{x^2 - y^2 - r_a^2} + 2AE, \\ (2AE - AE_1 - AE_2).$$

Nach einfacher Umrechnung ergeben die entsprechenden Niveaulinien ein Kreishüschel:

$$x^2 + (y - c)^2 = r_a^2 + c^2,$$

wobei

$$c = \frac{r_a}{\text{tg} \left(\frac{\varphi_2}{2AE} \pi \right)}$$

ist. Das sind also Kreise durch die Zentren A und B der Schlitzes mit dem Radius $\sqrt{r_a^2 + c^2}$, deren Mittelpunkte auf den y -Achsen bei $y = c$ liegen. Indem man den jeweiligen Krümmungsradius ρ an den entsprechenden Punkten der sich schneidenden Niveaulinien nach der Gleichung:

$$\rho = 3,33 \frac{\sqrt{\varphi_1 + \varphi_2}}{H}$$

bestimmt, läßt sich die Flugbahn durch Aneinandersetzen entsprechender Kreisbögen mit dem Zirkel näherungsweise zeichnen. Wie die in Abb. 315 eingetragene Kurve beweist, gelangt man auf diesem Wege ebenfalls zu dem Resultat, daß ein von einem bestimmten Punkt der Kathode ausgehendes Elektron in dem „höheren“ Potentialraum so stark beschleunigt werden kann, daß es durch das Querfeld des Schlitzes B zu dem niedriger gespannten Segment durchzudringen vermag.

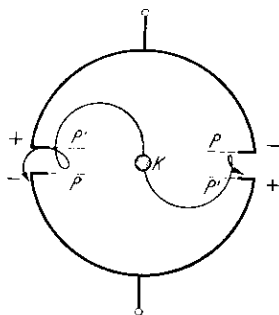


Abb. 316.
Ersatz der Segmentfelder
durch homogene Kondensator-
Querfelder nach Müller.

Zwecks näherungsweiser Lösung der Bewegungsgleichungen kann man die elektrischen Feldverhältnisse dadurch übersichtlicher gestalten, daß man das Streufeld um die Segmentschlitzes durch das homogene Querfeld zwischen zwei Kondensatorplatten P und P' ersetzt, die von den Segmentkanten aus parallel zueinander in den Entladungsraum hineinragen, wie es die Abb. 316 schematisch angibt [12]. Diese Kondensatorplatten mögen ganz oder zum Teil aus einem netzartigen Gewebe gedacht werden, welches den Elektronen freien Durchtritt gewährt. Der gesamte Bewegungsverlauf der Elektronen wird hierdurch in zwei Teilvorgänge zerlegt, nämlich erstens in einen solchen im radialen Anodenfeld, in dem die Elektronen nach der einfachen Magnetrontheorie kreisförmige Bahnen beschreiben, und zweitens in die Weiterbewegung durch die homogenen Querfelder der Schlitzkondensatoren, in welche die Elektronen nach Beschreibung des Halbkreises im ersten Gebiet eintreten. Es würde zu weit führen, die Bewegungsgleichungen für diesen theoretisch vereinfachten Sonderfall im einzelnen wiederzugeben, sondern es möge genügen, wenn an Hand der beiden für verschiedene

Richtungen der Kondensatorfelder geltenden Bahnkurven in Abb. 317 gezeigt wird, wie die Krümmung in den Querfeldern so stark werden kann, daß ein Elektron auf einer schleifenförmigen Bahn im einen Fall (rechts) zu dem positiveren, im zweiten Fall (links) zu dem negativeren Segment übergehen muß. Bemerkt sei noch, daß offenbar auch von außen her Elektronen auf die Anodensegmente aufprallen können, was durch isolierte Sonden, die im geometrischen Schatten der Segmente hart an den Kanten angebracht sind, in dem von der Theorie geforderten Sinne bestätigt werden kann.

Rein äußerlich kommt der Umstand, daß die richtig gesteuerten, d. h. an den Außenkreis Energie abführenden Elektronen auf die Nähe der

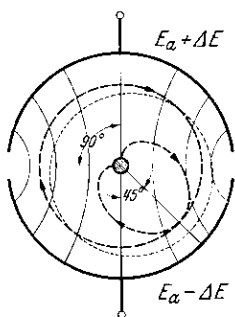


Abb. 317.
Form der virtuellen Kathode bei gleichen ---- und bei verschiedenen - - - Segmentpotentialen - - - nach Runge.

Schlitzkanten konzentriert werden, während die übrigen in der Mehrzahl wieder zur Kathode zurückkehren, nicht nur in einem starken Zurückgehen des mittleren Anodenstroms beim Schwingungseinsatz zum Ausdruck, falls der Arbeitspunkt auf dem oberen Teil der Charakteristik liegt, und falls keine Störerscheinungen, wie Sekundäremission oder Rückheizung auftreten, sondern dieser Umstand wird auch an der starken Erhitzung der Segmentkanten, die unter Umständen sogar wegschmelzen können, unmittelbar sichtbar.

Die Gesamtwirkung aller Elektronen läßt sich übersichtlich auch an Hand der Deformation skizzieren, welche die virtuelle Kathode durch die Querfelder erleidet [13]. Auf der konzentrischen, von der virtuellen Kathode bei $\Delta E = 0$ gebildeten Zylinderfläche rufen die Querfelder nämlich einen „Berg“ und ein „Tal“ hervor, deren Lage, wie aus Abb. 317 hervorgeht, in Richtung der Elektronenumläufe verdreht ist, so daß der „Berg“ vor dem niedriger gespannten „unteren“ Segment und das „Tal“ vor dem „höher gespannten“ oberen Segment entsteht. Auch aus dieser mehr qualitativen Darstellung geht hervor, daß zu dem höher positiven Segment ein geringerer Anteil, zu dem weniger positiven Segment der größere Anteil des Emissionsstroms übergeht.

Damit seien die Betrachtungen der statischen Aufschungsverhältnisse des Magnetrons und der Habann-Röhre abgeschlossen. Die folgenden Abschnitte wenden sich nunmehr dem Mechanismus der ultrakurzwelliger Schwingungserzeugung zu, bei welchem die Flugzeiten der Elektronen eine ausschlaggebende Rolle spielen.

2. Der Mechanismus der ultrakurzwelliger Schwingungsaufschung.

A. Elektronenschwingungen im Magnetron.

a) Theorie der periodischen Elektronenbewegung.

Betrachtet man das Magnetron in dem durch die Gleichung $\alpha \approx r_a \approx 6,72 \sqrt{E_a} H_k$ gekennzeichneten kritischen Zustand, in dem

die Elektronen gerade vor der Anode um- und zum Heizfaden zurückkehren, dann ist in dieser Umwandlung der nichtperiodischen Elektronenbewegung in eine periodische die grundsätzliche Übereinstimmung mit der Barkhausenschen Bremsfeldmethode zu erkennen. Wie schon oben erwähnt, liegt der Unterschied lediglich darin, daß die Elektronen in der Bremsröhre in radialer Richtung verzögert werden und zwar in einem, vom Beschleunigungsfeld durch das Gitter scharf abgetrennten elektrischen Gegenfeld, während die Abbremsung im Magnetron von der zirkularen Ablenkung herrührt, wobei sich das elektrische Beschleunigungsfeld und das magnetische Bremsfeld gegenseitig durchdringen. Am vorteilhaftesten springt die Analogie zwischen beiden Methoden ins Auge, wenn man die Radialgeschwindigkeiten in beiden Röhren miteinander vergleicht. Diese Geschwindigkeitskurven (Abb. 318) lassen nämlich einen weitgehend analogen Verlauf erkennen, denn die Unstetigkeit beim Passieren des Gitters in der Bremsröhre ist prinzipiell gegenüber der stetigen Umkehr der Bewegungsrichtung im Magnetron belanglos [15].

Auf Grund dieser Übereinstimmung sind somit beim Magnetron alle Bedingungen für das Auftreten von Elektronenschwingungen erfüllt, und tatsächlich konnten entsprechend kurzwellige Schwingungen zuerst von Zaack [16] nachgewiesen werden. Hinsichtlich der erregten Frequenz liegt natürlich die Folgerung nahe, daß auch hier die Schwingungsperiode T einem vollen Hin- und Rückflug des Elektrons von der Kathode zur Anode und wieder zur Kathode zurück oder richtiger einem vollen Umlauf auf seiner geschlossenen Bahn entsprechen muß.

Hält man zunächst an der der einfachen Magnetrontheorie zugrunde gelegten Voraussetzung einer konstanten Elektronengeschwindigkeit und daraus resultierenden kreisförmigen Elektronenbahnen fest, so erhält man die Umlaufzeit in einfacher Weise zu:

$$T = \frac{\pi a}{v}$$

oder für die kritische Einstellung ($a = r_a$):

$$T = \frac{\pi r_a}{v}$$

Drückt man v durch die auf S. 243 angegebene Grundgleichung aus, so erhält man unter Berücksichtigung von $\lambda = c \cdot T$ die Wellenlänge zu [17]:

$$\lambda = \frac{1}{H_k} \frac{2 \pi m c}{e}$$

$$\lambda = \frac{10650}{H_k}$$

Nach dieser Beziehung hängt die Wellenlänge ausschließlich von der kritischen Magnetfeldstärke ab, doch ist dabei daran zu denken, daß diese nach Voraussetzung ihrerseits mit der elektrischen Feldstärke,

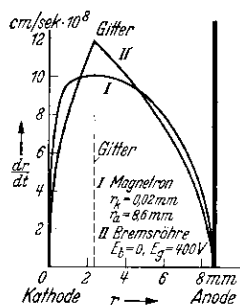


Abb. 318.
Verlauf der Radialgeschwindigkeit im Magnetron (I) und in der Bremsröhre (II) nach Okabe.

d. h. mit Anodenpotential und Elektrodenabstand verknüpft ist. Ersetzt man nämlich für eine gegebene Röhre H_k durch $\text{const} \sqrt{E_a}$, so ergibt sich auch für das Magnetron die bekannte Barkhausen-Relation:

$$\lambda^2 E_a = \text{const.}$$

Die experimentelle Prüfung der obigen Wellenformel ergibt für den angegebenen Zahlenfaktor Werte, welche um durchschnittlich 22% höher liegen, eine Abweichung, die offenbar die Annahme einer konstanten Fluggeschwindigkeit als unzulässig erscheinen läßt. Um zu einer genaueren Angleichung an das Experiment zu gelangen, geht man zweckmäßig von der von Hull angegebenen Beschleunigungsformel aus:

$$\ddot{r} = 2 \frac{e}{m} E_r - H^2 \left(\frac{e}{2m} \right)^2 r^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r^2} \right)^2,$$

aus welcher für die kritische Einstellung und durch Elimination von H die Laufzeit folgt zu:

$$T = \left(2 \frac{e}{m} E_a \right)^{-1/2} \int_{r_k}^{r_a} \left[\varphi(r) - \frac{r^2}{r_a^2} \left(1 - \frac{r_k^2}{r^2} \right)^2 \right]^{-1/2} dr.$$

wenn $\varphi(r)$ die Potentialfunktion E_r/E_a bezeichnet [9].

Neben E_a und den Elektrodenradien r_a und r_k hängt die Laufzeit demnach noch vom Potentialgefälle $\varphi(r)$ ab, das nicht allgemein angegeben werden kann, sondern nur für die beiden Grenzfälle ohne Raumladung:

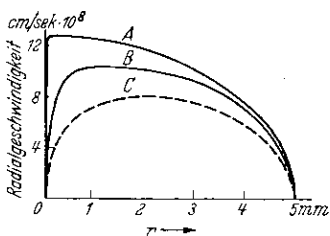


Abb. 319. Verlauf der Radialgeschwindigkeiten bei verschiedenen Potentialverteilungen nach Megaw.

A Konstante Absolutgeschwindigkeit,
B Logarithmisches Potentialgefälle,
C Sättigung.

$$\varphi_0(r) = \frac{\ln \frac{r}{r_k}}{\ln \frac{r_a}{r_k}}$$

und für Sättigung:

$$\varphi_s(r) = \left(\frac{r \beta}{r_a \beta'^2} \right)^{2/3},$$

wenn β die von Langmuir angegebene Funktion von r/r_k und β' deren Wert für $r = r_a$ ist [18]. Die graphische Integration der obigen Gleichung für T ergibt dann bei einem Radienverhältnis $r_a/r_k \sim 100$ zwei Umlaufzeiten, die um $\eta_0 = 23\%$ und um $\eta_s = 57\%$ länger sind als auf Kreisbahnen so daß die entsprechenden Wellenlängen werden [19]:

$$\lambda = \frac{10650}{H_k} (1 + \eta), \text{ oder}$$

$$\lambda_0 = \frac{13100}{H_k}$$

$$\lambda_s = \frac{16700}{H_k}.$$

Ja nach dem Emissionsstrom liegen die experimentell gemessenen Wellen zwischen diesen beiden Werten, wobei λ_0 allerdings einen wegen der Voraussetzung völliger Stromlosigkeit praktisch nicht zu realisierenden Grenzfall darstellt. Schließlich veranschaulicht die Abb. 319 den durch die Annahme einer konstanten Fluggeschwindigkeit im Vergleich

zu den beiden korrigierten Verhältnissen entstehenden Fehler auf Grund der in allen drei Fällen auftretenden Radialgeschwindigkeiten [20].

Ein gewisser Fehler ist allerdings in dieser Rechnung noch enthalten, weil einmal die Rückwirkung des Magnetfelds auf die Raumladungsverteilung und zweitens die thermische Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen nicht mit berücksichtigt wird. Die genauere Erfassung dieser Einflüsse führt zu sehr umfangreichen Rechnungen und gestaltet sich äußerst verwickelt [21]. Durch Vergleich mit der mittleren Radialgeschwindigkeit läßt sich jedoch zeigen, daß die auf die erwähnten Erscheinungen zurückzuführenden Abweichungen unter praktischen Verhältnissen unter etwa 5% liegen.

Führt man in die obige Gleichung für λ_0 den aus der Magnetrontheorie abgeleiteten Ausdruck für H_k ein, und setzt man gleichzeitig $r_a = d_a/2$, gleich dem halben Anodendurchmesser, dann erhält man:

$$\lambda_0 = \frac{975 d_a}{\sqrt{E_a}},$$

eine Beziehung, die mit der unter analogen Voraussetzungen für die Bremsfeldmethode abgeleiteten Wellenlängenformel (s. S. 118) bis auf die nur wenige Prozent betragende Abweichung der Zahlenfaktoren identisch ist.

b) Aufbau des Magnetronsenders.

Die Energie der magnetisch gebremsten Elektronenschwingungen nimmt ebenso wie in elektrischen Bremsfeldern beträchtlich zu, wenn ein resonanzfähiges System mit den Elektroden verbunden und auf die Elektronenwelle abgestimmt wird. Bei der einfachen Zweipolform des Magnetrons kommt im Ultrakurzwelligengebiet nur der Anschluß einer Lecher-Leitung zwischen Kathode und Anode in Frage. Bei Verwendung einer Röhre, deren Elektroden quer im Kolben montiert sind,

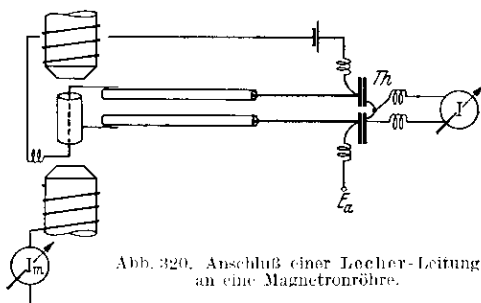


Abb. 320. Anschluß einer Lecher-Leitung an eine Magnetronröhre.

ist daher die Anordnung nach dem Schema der Abb. 320 die einzig mögliche. Über die beiden Lecher-Drähte wird Heizung und Anodenspannung zugeleitet, während die zweite Heizleitung durch eine besondere Drosselspule abgeriegelt ist [22]. Nötigenfalls läßt sich diese Drossel vermeiden, wenn man den Heizleiter des Lecher-Systems als Rohr ausbildet und darin die zweite Heizleitung als isolierten Draht verlegt. Der Schwingungs- und Abstimmungszustand der durch die Magnetronröhre kapazitiv belasteten Doppelleitung entspricht genau den beim Rückkoppelsender und beim Bremsfeldsender behandelten Verhältnissen [23] (Kapitel 2, Abschnitt 3, C, a und Kapitel 3, Abschnitt 2, B). Die Elektronenwelle folgt einer Verstimmung des Außenkreises nur unwesentlich, ergibt jedoch bei Resonanz ein scharf ausgeprägtes Energieoptimum. Dieses von der Bremsfeldmethode abweichende Verhalten ist

vermutlich einer sehr viel loseren Kopplung zwischen Außensystem und schwingender Elektronenwolke zuzuschreiben [24].

Die praktische Konstruktion eines Feldmagneten, der auch für den Habann-Generator geeignet ist, geht aus der Abb. 321 hervor. Die Magnetspulen erhalten etwa 1500 Windungen aus emailliertem Kupferdraht von 1,2 mm Stärke. Der maximale Erregerstrom beträgt 2,5 A bei 40 V. Einem Erregerstrom von 1 A entspricht eine Feldstärke von 800 G bei einem Luftspalt von 40 mm und von 600 G bei einem Luftspalt von 55 mm¹.

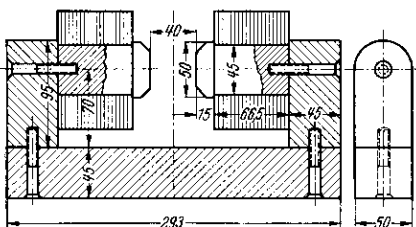


Abb. 321. Feldmagnet für Magnetronsender.

durch einen als Schwingkreisinduktivität wirkenden Haltebügel miteinander verbunden sind und aus einem durch beide Anoden durchgehenden Heizdraht. Die sich bei günstigster Einregulierung aller Betriebsverhältnisse erregende Eigenwelle der im Gegentakt schwingenden Anoden beträgt 13,5 cm.

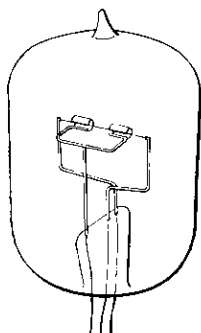


Abb. 322. Gegentaktmagnetron von Kohl.

e) Der Anfachungsmechanismus der Elektronenschwingungen.

Hinsichtlich der Anfachung der Magnetronschwingungen und der synchronen Ordnung der Elektronen zu rotierenden Raumladungswolken können die von der Bremsfeldmethode her gewonnenen Anschauungen sinngemäß übernommen werden. So besteht z. B. die Möglichkeit, daß die vom Magnetfeld zurückgetriebenen Elektronen den primär emittierten Elektronenstrom steuern und periodische Emissionsschwankungen mit einer die Schwingungsanfachung begünstigenden Phasenlage verursachen.

Diese Annahme gewinnt hier deswegen besondere Wahrscheinlichkeit, weil das Magnetron im Gegensatz zur Bremsfeldröhre unterhalb der Sättigung arbeitet. Weiterhin kann auch eine Unterteilung des Elektronenstroms vor der Anode stattfinden und zu einem Aussortierungsdroß führen, was besonders dann wahrscheinlich ist, wenn die Resonanzspannungen zwischen Kathode und Anode merkliche Beträge erreichen. Schließlich lassen sich auch die Gedanken der Inversionstheorie auf das Magnetron übertragen, das bedeutet, daß die statisch steigende Stromspannungskennlinie bei 180gradiger Nacheilung des Stroms gegen entsprechend hochfrequente Anodenwechselspannungen invertiert, so daß der ultradynamische Innenwiderstand des Magnetrons negativ wird. Allerdings steht dieser Annahme die geringe Mitnahme der Frequenz

¹ Steht ein besonderer Feldmagnet nicht zur Verfügung, kann man sich leicht mit dem Stator eines kleinen Gleichstrommotors helfen.

bei Verstimmung des Außenkreises entgegen. Zusammenfassend mag jedoch gesagt sein, daß wahrscheinlich jeder der angeführten Steuerungsvorgänge zur Schwingungsanfachung beitragen wird.

Die Verhältnisse seien durch folgende Betrachtung der Elektronenbewegung deutlicher veranschaulicht: Der kritischen Anodenspannung E_{ak} überlagert sich im Schwingungszustand die Resonanzspannung $E_0 \sin \omega t$, wobei die Amplitude E_0 so klein angenommen sei, daß sie die Laufzeit von der Kathode zur Anode noch nicht merklich beeinflusse. Für den Fall $2\pi/\omega = 2\vartheta$, d. h. wenn die Schwingungsperiode mit der doppelten Laufzeit ϑ bzw. mit der Umlaufzeit übereinstimmt, erreichen alle Elektronen, welche die Kathode während der Zeit $t=0$ bis $t=\pi/\omega$, d. h. während der positiven Halbperiode verlassen, die Anode, wohingegen alle während der negativen Halbperiode emittierten Elektronen vor der Anode umkehren und während der nächsten Halbperiode zur Kathode zurückfliegen. Anodenstrom und Raumladung vor der Kathode sind demnach am größten während der negativen Halbwelle und halten infolgedessen die Schwingungen aufrecht.

Ein quantitativer Vergleich mit der Bremsfeldmethode fällt aus folgenden Gründen sehr zugunsten des Magnetrons aus: Die erste und ohne weiteres ins Auge fallende Überlegenheit liegt in dem überaus einfachen Elektrodenaufbau, der sich technisch bis zu Anodendurchmessern von der Größe eines Millimeters verwirklichen läßt. Um dieselbe Wellenlänge zu erzeugen, würde die Bremsfeldröhre auf Grund der oben abgeleiteten Vergleichsrelation noch ein Gitter zwischen Anode und Kathode erfordern, und zwar bei gleichem Anodendurchmesser. Es ist klar, daß diese Forderung technisch niemals zu erfüllen ist. Als weiterer Vorzug des Magnetrons ist das Fehlen des direkt zum Gitter übergehenden und für die Schwingungsanfachung verlorenen Verluststroms zu bewerten. Zwar müssen auch beim Magnetron die Elektronenruhebahnen, d. h. die Wege der Elektronen bei fehlender Wechselspannung an der Anode im allgemeinen in die Nähe der Anode führen, um eine laufende Energie-nachlieferung zu sichern, doch ist der Anteil der während jedes Umlaufs abgeleiteten Elektronen beim Magnetron zweifellos niedriger als durch das Gitter der Bremsröhre, welches die Elektronen bei jeder Schwingung mindestens zweimal passieren müssen.

Die statischen Magnetronkennlinien können im Schwingungszustand des Magnetrons erheblich von der einfachen „klassischen“ Form abweichen, wie z. B. aus Abb. 323 hervorgeht [15]. Es können jedoch Zweifel entstehen, ob diese starken Deformationen nicht in einer

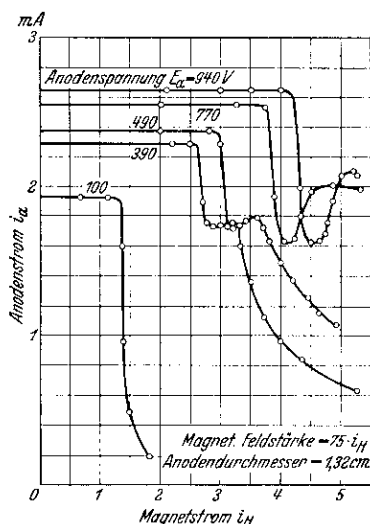


Abb. 323. Statische Kennlinien des schwingenden Magnetrons nach Okabe.

unvollkommenen Zentrierung des Magnetfelds und den damit zusammenhängenden Schraubenbahnen nach Art der Abb. 305 und 306 ihre Ursache haben.

Obwohl die Schwingungen erst nach Überschreiten des kritischen Magnetfelds einsetzen, zeigt sich unter Umständen schon vorher ein schwaches Absinken des Anodenstroms. Dies wird besonders deutlich, wenn das Verhältnis i_a/i_{a0} für verschiedene Sättigungswerte i_s aufgetragen wird (Abb. 324) [26]. Bei $i_s = 86$ mA setzt der Abfall des Anodenstroms offensichtlich schon vor dem sich aus den anderen Charakteristiken übereinstimmend ergebenden Wert H_k ein, weil die Elektronen wegen der magnetischen Abbremsung länger zwischen den Elektroden verweilen und, auch wenn sie noch nicht vor der Anode umkehren, die Raumladung verstärken.

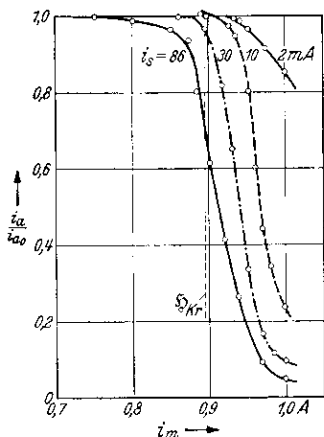


Abb. 324. Absinken des Anodenstroms vor dem kritischen Magnetfeld nach Mulert.

Sehr häufig wird bei Annäherung an die kritische Magnetfeldstärke oder beim Einsatz von Elektronenschwingungen ein plötzliches Ansteigen des Emissionsstroms beobachtet, das von einer zusätzlichen Fadenheizung herrührt, wie nicht nur an einer sichtbaren Helligkeitszunahme, sondern auch an einem durch Widerstandserhöhung des Fadens bedingten Absinken des Heizstroms zu erkennen ist. Unter Umständen kann sich die Emission dabei soweit hochschaukeln, daß die Röhre durch Überlastung explosionsartig zerstört wird. Vor allem bei nicht genügend evakuierten oder zu Gasausbrüchen neigenden Röhren ist dieser Rückheizungseffekt gefährlich, was darauf hinweist, daß die

Rückheizung durch ein Bombardement von Gasionen verursacht wird. Gerade wegen der Verlängerung der Flugbahnen durch die magnetische Abbremsung wird die Wahrscheinlichkeit von Zusammenstößen der umlaufenden Elektronen mit den Molekülen des Restgases beträchtlich vergrößert, so daß schon aus diesem Grund Magnetronröhren ein besonders vorzügliches Vakuum erfordern. Mit besonderen Versuchsröhren läßt sich nachweisen, daß trotz eines Vakuums von 10^{-4} – 10^{-6} mm Hg Ionenströme bis zu Bruchteilen eines Milliamperes entstehen können [27].

Ein ähnlicher Rückheizungseffekt zeigt sich unter Umständen auch in gut evakuierten Röhren und rührt dann entweder vom Bombardement der zur Kathode zurückkehrenden Elektronen oder von Hochfrequenzströmen her, welche den Heizfaden durchfließen. Da diese Hochfrequenzströme einen Verlust bedeuten, sind sie durch sorgfältige Anpassung des Außenkreises, durch vollkommen symmetrischen Aufbau der Elektroden und der Schaltung sowie durch ein homogenes Magnetfeld nach Möglichkeit zu vermeiden.

Der Anstieg des Emissionsstroms durch Rückheizung oder auf Grund der veränderten Raumladungsverteilung im Schwingungszustand kann

auf dieselbe Weise, wie es für die Schraubenbahnen beschrieben ist, zu Überschneidungen der statischen Magnetronkennlinien bei verschiedenen Anodenpotentialen und damit zu einer fallenden Charakteristik führen, wodurch leicht eine unfreiwillige Modulation der ultrakurzwelligen Elektronenschwingungen bewirkt wird. Dabei werden Frequenzwerte von Hochfrequenz bis zu einigen Hertz beobachtet. In die letzteren geht z. B. die Wärmeträgheit des Glühfadens oder die Dimensionierung der Anodenspannungsquelle mit ein. Durch einen Beruhigungswiderstand im Anodenkreis lassen sich derartige Störerscheinungen zumeist leicht beseitigen.

d) Schwingbereiche und Wellenlängen.

Nach der Theorie muß die Erhöhung der Spannung und der Magnetfeldstärke die Wellenlänge vermindern. Tatsächlich geht aus der Abb. 325 eine Abhängigkeit der Wellenlänge in diesem Sinne hervor, und gleichzeitig ist auch die theoretisch gerechtfertigte Verschiebung der Schwingbereiche nach kürzeren Wellen mit kleiner werdendem Anodendurchmesser ersichtlich [22]. Die gemessene Wellenlänge fällt etwas schneller ab als umgekehrt proportional mit der Quadratwurzel aus der Spannung, und zwar um so mehr, je kleiner der Anodendurchmesser ist.

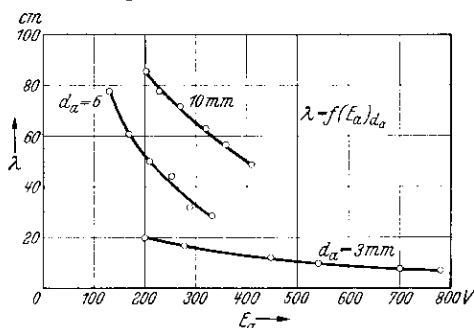


Abb. 325. Abhängigkeit der Wellenlänge vom Anodenpotential bei verschiedenen Anodendurchmessern nach Slutzkin und Steinberg.

Röhren mit ziemlich großen Anoden (Durchmesser ~ 10 mm) erzeugen bei verhältnismäßig niedrigen Spannungen nur dann Schwingungen, wenn das Magnetfeld bis auf wenige Prozent über den kritischen Wert verstärkt wird, d. h. nur auf dem obersten Zweig der Magnetronkennlinie. Bei weiterer Verstärkung des Feldes reißen die Schwingungen sogleich ab, so daß das für die Anfachung von Elektronenschwingungen in Frage kommende Feldintervall bisweilen nur wenige Gaußeinheiten umfaßt. Nur in Röhren mit kleinen Anodendurchmessern und bei genügend hohen Spannungen gelingt es, das Magnetfeld im Bereich von einigen hundert Gauß zu variieren und die Abhängigkeit der Wellenlänge von der magnetischen Feldstärke zu beobachten. Die Abb. 326 zeigt vier derartige Meßpunkte für ein Magnetron mit 3 mm Anodendurchmesser bei einer Anodenspannung von 399 V. Man sieht, daß die Verstärkung des Magnetfelds die Welle in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Kurve verkürzt.

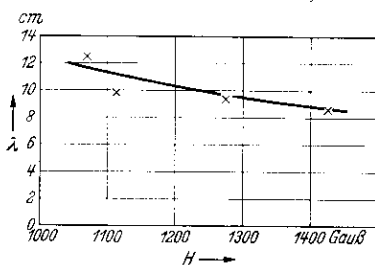


Abb. 326. Abhängigkeit der Wellenlänge von der magnetischen Feldstärke.

Natürlich sind die den Abb. 325 und 326 zugrunde gelegten Meßwerte jedesmal als Zentren von Schwingungsgebieten anzusehen, die sich um die gezeichneten Kurvenzüge nach oben und unten ausdehnen, und in welche die äußere Abstimmung, Heizung und magnetische Feldstärke, die mit E_a durch die Gleichung für H_k verbunden ist, als Parameter mit eingehen. Um zu zeigen, in welcher Weise die optimale Anodenspannung, Magnetfeldstärke und Emissionsstrom bei Variation der äußeren Abstimmung, d. h. der Länge l des Lecher-Systems und damit der Resonanzwelle einzuregulieren sind, seien in der Abb. 327 die angegebenen drei Betriebsgrößen als Funktion von l dargestellt, und zwar sind die Werte an einem Magnetron mit 12 mm Anodendurchmesser beobachtet. Der Theorie folgend nimmt E_a und H mit länger werdender

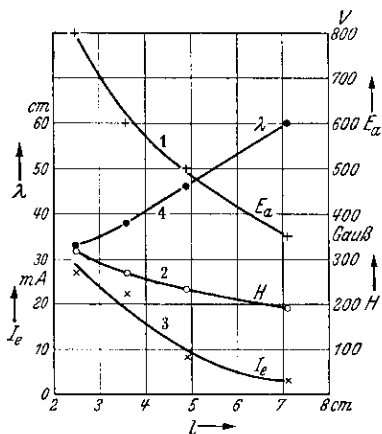


Abb. 327. Die optimalen Betriebsverhältnisse für eine Magnetronröhre mit $d_a = 12$ mm nach Megaw.

Welle ab und gleichzeitig sinkt der optimale Emissionsstrom ungefähr proportional $E_a^{3/2}$. Die günstigste Einstellung jeder dieser drei Größen hängt jedoch außerordentlich stark

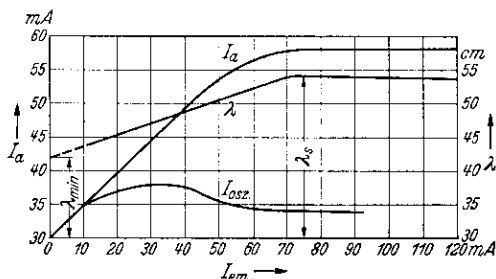


Abb. 328. Wellenlänge, Anodenstrom und Schwingstrom in Abhängigkeit vom Emissionsstrom nach Megaw.

von den beiden anderen Parametern ab, so daß die dargestellten Kurven nur ein rohes Bild der Zusammenhänge geben, aber keinen Anspruch auf Absolutgenauigkeit erheben können.

Bei schwachen elektrischen Feldern wird die Welle ziemlich stark von der Heizstromstärke beeinflusst, was anscheinlich durch den zunehmenden Einfluß der Raumladung zu erklären ist. Im Gegensatz zur Bremsfeldmethode verkürzt sich indessen die Wellenlänge bei Erniedrigung der Heizung. Dies geht im einzelnen aus der Abb. 328 hervor, in der neben λ noch der Anodenstrom I_a und der hochfrequente Schwingstrom I_{osz} eingezeichnet ist. Die Wellenlänge durchläuft ein schwaches Maximum und läßt sich andererseits bis $I_{em} = 0$ extrapolieren, was einer Elimination der Raumladung gleichkommt. Das Verhältnis der so gefundenen Wellen ergibt $\lambda_s/\lambda_0 = 1,29$ und steht in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert $16700/13100 = 1,27$ (s. S. 260).

Wie schon von früheren Generatoranordnungen bekannt, bildet die Durchführung der Lecher-Drähte durch die Glaswand des Röhrenkolbens eine Reflexionsstelle, so daß zwei Resonanzsysteme von verschiedenen Längen, und zwar einmal von der Anode bis zur Glaswand

und das andere Mal darüber hinaus bis zur Reflexionsbrücke entstehen. Bei stetiger Variation der erregenden Elektronenwelle gibt diese Mehrdeutigkeit bisweilen Anlaß zu zwei Resonanzmaxima im Verlauf der Abstimmungskurven. Ein Optimum ist offenbar dann gegeben, wenn in der Glaswandung gerade ein Schwingungsknoten liegt, was bei günstigster Dimensionierung oder Einstellung des Magnetrons zu berücksichtigen ist.

Die höchsten bisher erreichten ungedämpften Frequenzen sind mit einem Magnetron erzeugt worden, dessen Anode einen Durchmesser von nur 0,54 mm hat [28]. Diese winzige Röhre lieferte bei $H = 11000$ Gauß und $E_a = 870$ V eine Welle von 1,13 cm, was mit der obigen Formel für $\lambda_0 = 13100/11000 = 1,17$ cm gut übereinstimmt.

In diesem Zusammenhang sei noch auf ein Magnetron mit kalter Kathode und schwacher Stickstoffüllung hingewiesen [29], das zwei verschiedene Schwingungsarten liefert, und zwar erstens solche, deren Welle von einigen 100 m Länge nur durch die Betriebsverhältnisse bestimmt wird, und die somit ähnlich wie die Schwingungen Whiddingtons (s. Kapitel 3, Abschnitt 1, E, a) einer Eigenbewegung der positiven Gasionen zugeschrieben werden müssen, während die zweite Schwingungsform mit rund 1 m Wellenlänge auf der Anfachung eines entsprechenden Außenkreises beruht.

e) Orientierung der Röhre im Magnetfeld.

Es wurde schon verschiedentlich darauf hingewiesen, daß Inhomogenitäten der elektrischen und magnetischen Felder leicht Unregelmäßigkeiten in den Magnetronkennlinien verursachen. In der Annahme, daß sich derartige Störungen auch hinsichtlich der Elektronenschwingungen ungünstig auswirken, ist man zunächst geneigt, das Magnetron vollkommen symmetrisch aufzubauen und in ein möglichst homogenes und genau axial ausgerichtetes Magnetfeld zu bringen. In der Tat werden bei Lage der Röhre im Zentrum der Magnetisierungsspule die stärksten Schwingungen erhalten, während sie bei Parallelverschiebung aus der Spulenachse rasch schwächer werden und bald ganz abreißen [24].

Überraschenderweise wirkt sich dagegen eine Drehung der Röhre gegen die magnetischen Kraftlinien nicht in diesem ungünstigen Sinne aus, sondern bei schwachen Neigungswinkeln steigt die Schwingungsintensität zunächst erheblich gegenüber der koaxialen Orientierung an, um erst bei größeren Drehwinkeln wieder abzunehmen [22, 9]. Einige diesen Neigungseffekt veranschaulichende Kurven sind bei verschiedenen Anodenpotentialen in der Abb. 329 wiedergegeben [30]. Man erkennt, daß sich bei Drehung um den Winkel α nach beiden Seiten hin jedesmal

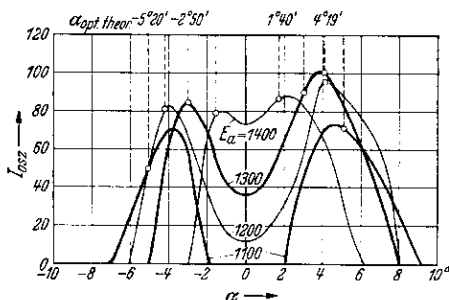


Abb. 329. Verlauf des Schwingungsstroms bei Drehung der Röhre im Magnetfeld.

ein optimaler Wert einstellen läßt, wobei die geringfügigen Unsymmetrien in den Kurven dem innerhalb der technischen Toleranzen unvermeidlich exzentrischen Elektrodenaufbau sowie der ungleichmäßigen Temperaturverteilung längs des Heizfadens zugeschrieben werden müssen. Außerdem ist der optimale Winkel offensichtlich stark von den übrigen Betriebsverhältnissen, d. h. hier von der Anodenspannung abhängig. Besonders bemerkenswert ist die Feststellung, daß die koaxiale Lage bei dem niedrigsten Anodenpotential überhaupt keine Schwingungen liefert, sondern daß dieselben hierbei erst von bestimmten Neigungswinkeln ab einsetzen. Die Wellenlänge ändert sich bei der Drehung nur unwesentlich.

Im allgemeinen liegt der optimale Neigungswinkel zwischen 3° und 8° , kann jedoch in besonderen, hauptsächlich von dem Verhältnis zwischen Anodenlänge zum Durchmesser abhängigen Fällen bis zu 14° erreichen [22]. Je regelmäßiger die Röhre gebaut ist, d. h. je vollkommener die Zylinderform und die konzentrische Anordnung des Glühfadens gewahrt ist, desto intensiver werden die Schwingungen bei koaxialer Orientierung, und um so weniger prägt sich der Neigungseffekt aus. Dagegen ist es unmöglich, in unregelmäßig gebauten Röhren Schwingungen zu erhalten, wenn der Neigungswinkel klein ist. Erst bei größeren Winkeln erhält man in solchen Röhren wieder kräftige Schwingungen, deren Maxima jedoch nicht den von entsprechend regelmäßig gebauten Röhren gelieferten Energien gleichkommen.

Eine theoretische Erklärung des Neigungseffekts kann naheliegenderweise nur davon ausgehen, daß die Elektronen bei schräger Orientierung der Kraftfelder aus ihrer Bahnebene senkrecht zur Elektrodenachse herausgetrieben werden, und in schraubenförmigen Bahnen längs der Kathode fortschreiten, wie grundsätzlich in Abschnitt I, D dieses Kapitels gezeigt ist. Die Weiterverfolgung dieser Vorstellung führt im Hinblick auf die Elektronenschwingungen zu folgendem Ergebnis: Bei einer schraubenförmigen Bewegung der Elektronen kann der Radius der Schraubenbahnen weitaus kleiner sein als der halbe Anodenradius, ohne daß die Elektronen am Übergang zur Anode verhindert werden. Sie müssen lediglich mehrere Schraubengänge vollenden, bis sie an der Anode aus dem Schwingungsprozeß ausscheiden, sind dafür aber längere Zeit und mit mehreren Umläufen an der Energielieferung beteiligt. Andererseits ist eine zu starke Neigung der magnetischen Kraftlinien der Schwingungserzeugung wiederum hinderlich. Das erkennt man am besten, wenn man sich den Extremfall vorstellt, daß die Röhre um volle 90° geschwenkt ist. In diesem Fall wird die ganze Elektronenströmung in die Drehebene konzentriert, ohne daß ein Absinken des Stromes und eine kritische Feldstärke erreicht werden kann. Bei hinreichend starken Feldern ziehen sich die beiden Glühzonen in Abb. 310 auf zwei scharfe Striche zusammen, die den Schnittlinien der Drehebene mit dem Anodenzylinder entsprechen [6]. Es ist klar, daß unter diesen Umständen die Voraussetzungen für Elektronenschwingungen in keiner Weise mehr erfüllt sind.

Bei bestimmten, nur wenig von Null abweichenden Neigungswinkeln α ist demnach ein gewisses Optimum zu erwarten. Durch Verkettung der Energiebilanz mit den geometrischen Verhältnissen der Elektronen-

strömung läßt sich für den optimalen, d. h. maximale Schwingungsenergie ergebenden Neigungswinkel der Ausdruck ableiten [31]:

$$\alpha_{\text{opt}} = \frac{3}{2} \frac{r_a}{l_a} \sqrt{\frac{8 m}{e} \frac{1}{H} \frac{E_a}{H}}$$

(l_a — Länge des Anodenzylinders.)

Um diese Formel, die für einfache Kreisbahnen gilt, dem tatsächlich vorhandenen zylindersymmetrischen Potentialgefälle und den wirklichen Raumladungsverhältnissen im Schwingungszustand anzugleichen, muß die hierdurch bewirkte Verlängerung der Umlaufzeiten in Rechnung gestellt werden. Das wird ermöglicht durch Einführung des schon früher bestimmten Koeffizienten η , um den sich die Wellenlängen λ_0 und λ_s von der Welle λ , die sich für Kreisbahnen ergeben würde, unterscheidet (S. 260):

$$\alpha_{\text{opt}} = \frac{3}{2} \frac{r_a}{l_a} \sqrt{\frac{8 m}{e} (1 + \eta) \frac{1}{H} \frac{E_a}{H}}$$

Die den Messungen der Abb. 329 zugrunde liegenden Daten:

$E_a = 1200$ V; $H = 310$ G; $\lambda_{\text{exp}} = 44$ cm; $l_a = 2.5$ cm und $r_a = 1$ cm ergeben den Korrekturfaktor zu:

$$1 + \eta = \frac{\lambda_{\text{exp}} \cdot H}{10650} = 1,28.$$

Die mit Hilfe dieser Korrektur errechneten optimalen Neigungswinkel sind in der Abb. 329 eingetragen, und stehen offensichtlich mit dem Experiment in guter Übereinstimmung.

Trotz der an sich beträchtlichen Verbesserung des Nutzeffekts durch die günstigste Einstellung der Röhre im Magnetfeld bleibt die Intensität der Elektronenschwingungen bei geschlossenem Anodenzylinder nur äußerst gering. Genaue Leistungsmessungen sind darum schwer durchzuführen, und man muß die Leistung im Höchstfall auf Bruchteile eines Watts und den Wirkungsgrad unter 1% veranschlagen.

Außer diesen Elektronenschwingungen, deren Frequenz den vorhergehend entwickelten Gesetzen gehorcht, können sich im Magnetron noch andere Schwingungsformen zeigen, die bei den verwinkelten Verhältnissen jedoch nur schwer eindeutig zu erklären sind. So können z. B. die durch das Einschneiden der spiralförmigen Elektronenwege in die Ränder des Anodenzylinders verursachten negativen Widerstände, die an sich mit den Elektronenschwingungen eigentlich nichts zu tun haben, den Außenkreis in seiner Eigenfrequenz anfachen [6]. Diese „Spiralschwingungen“ unterscheiden sich von den Elektronenschwingungen zu meist dadurch, daß sie erst oberhalb der kritischen Feldstärke, beispielsweise im Gebiet X Y der Abb. 330 einsetzen [9]. Außerdem zeigen sie sich nur bei ganz bestimmten Neigungswinkeln, während Elektronen-

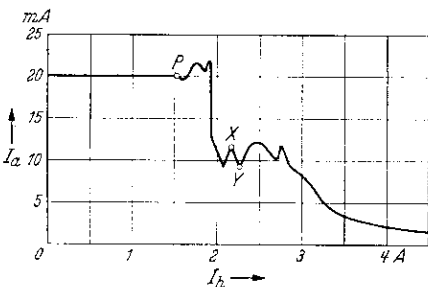


Abb. 330. Die Lage der Gebiete von „Elektronenschwingungen“ (P) und „Spiralschwingungen“ (X — Y) auf der Magnetronkennlinie nach Megaw.

schwingungen ja meistens auch bei $\alpha=0$ möglich sind. Die kürzeste Welle der Spiralschwingungen, deren Frequenz wegen des statisch negativen Widerstands andererseits bis zu beliebig niedrigen Werten herunterreicht, wurde mit 35 cm gemessen, doch rechnet ihre Leistung hier nur nach Milliwatt, so daß sie gegenüber den Elektronenschwingungen kaum hervortreten.

Der Vollständigkeit halber sei noch auf eine theoretische Vorstellung hingewiesen, welche die unter Umständen zu beobachtenden längeren Magnetronwellen durch Schwingungen von Elektronen, die vom einen Ende des Fadens entlang der Anode zum anderen Ende und zurückgehen sollen, zu erklären sucht [32], wobei ebenfalls das $\lambda^2 E_a = \text{const.}$ -Gesetz erfüllt sein soll.

Durch die geringfügige Drehung des Magnetrons wird der Mechanismus der Elektronenschwingungen sehr kompliziert, vor allem, wenn man noch die zeitliche Periodizität des elektrischen Beschleunigungsfeldes auf Grund der überlagerten Resonanzspannungen in Betracht ziehen will. Dies kommt auch in den statischen Magnetronkennlinien einer selbstschwingenden Magnetronröhre zum Ausdruck, welche nach Art der Abb. 306 Überschneidungen zeigen können, wodurch dann ebenso wie dort negative Widerstandsbereiche angezeigt werden. Dieselbe Erscheinung ist von den Elektronenschwingungen des Bremsfeldsenders her bekannt (s. Kapitel 3, Abschnitt 4, A, c). Die auf diese Weise entstehenden negativen Innenwiderstände fachen unter Umständen das Speisesystem der Röhre zu langwelligen Eigenschwingungen an, die sich den ultrakurzwelligeren Elektronenschwingungen aufmodulieren. Genauer ist auf eine derartige unfreiwillige Selbstmodulation und auf Mittel zu ihrer Behebung schon oben hingewiesen worden (S. 265).

B. Die ultrakurzwellige Anfachung der Habann-Röhre.

Aus den früheren Kapiteln ist bekannt, daß der Schwingungszustand einer Lecher-Leitung, die am einen Ende durch die Kapazität einer Röhre belastet ist, nur dann einfach beschrieben werden kann, wenn die Endkapazität als quasistationär anzusehen ist, d. h. wenn ihre räumliche Ausdehnung klein ist gegen die Wellenlänge. Diese Voraussetzung ist bei Magnetronröhren mit ihren verhältnismäßig langen Anodenzyklindern offenbar kaum noch erfüllt, denn schon bei den ersten Untersuchungen über Magnetronschwingungen wurde eine deutliche Abhängigkeit des Nutzeffekts oder der an den Außenkreis abgeführten Leistung von der Länge des Anodenzyklinders festgestellt, was nur in einer Abhängigkeit der Anpassungsverhältnisse oder der Ankopplung des Außenkreises an die schwingende Raumladung begründet sein kann. Um nun den Anodenzylinder getrennt von dem beim Magnetron üblichen Außenkreis in einen gewissen Resonanzzustand bringen zu können, kamen Yagi und Okabe [24] auf den Gedanken, die Anode durch Längsschlitze in zwei Segmente von halbkreisförmigem Querschnitt zu zerlegen und gelangten auf diese Weise zu der Anordnung nach Abb. 331: Die beiden Anodensegmente haben eigene Zuleitungen, die außerhalb der Röhre im Punkte *B* vereinigt sind, und dort in den einen Draht

des üblichen Lecher-Systems übergehen, dessen zweiter Draht mit der Kathode verbunden bleibt. Durch diese Zerlegung des Anodenzylinders entsteht in Verbindung mit den getrennten Zuleitungen ein neues Resonanzsystem, dessen Abstimmung, d. h. dessen Länge bis zum Punkte *B* sich für die Schwingungsvorgänge von größerer Bedeutung erwies als die Länge der ursprünglichen Paralleldrahtleitung zwischen Anode und Kathode. Je nach den Betriebs- und Abstimmverhältnissen wurden zwei verschiedene Formen von Schwingungen beobachtet, nämlich erstens solche, deren Frequenz lediglich durch die Betriebsverhältnisse, hauptsächlich durch Anodenspannung und Magnetfeld bedingt ist und denen gegenüber das Segmentsystem und der übrige Außenkreis nur als energiesteigerndes Sekundärsystem wirkt, und zweitens solche, deren Frequenz von den Vorgängen in der Röhre weitgehend unabhängig ist und mit der jeweiligen Eigenwelle des Segmentsystems übereinstimmt. Während man die erste Schwingungsform von vornherein als Elektronenschwingungen erkannte, für deren Resonanzverstärkung zwei Freiheitsgrade des Anodenzylinders möglich sind, nämlich Gleichtakt- und Gegentakt-schwingungen der Segmente, glaubte man zunächst, in der zweiten Schwingungsform ein gewisses Analogon zu den „Gill-Morrell-Schwingungen“ der Bremsfeldmethode erblicken zu müssen. Das vollständige Fehlen eines stetigen Übergangs sowie der Umstand,

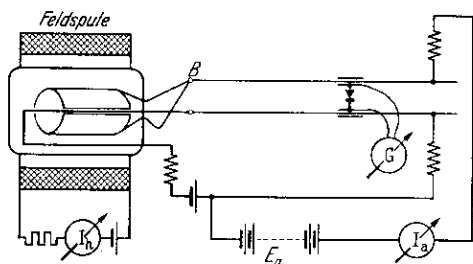


Abb. 331. „Schlitzanodenmagnetron“ von Yagi und Okabe.

daß die Wellenlänge der zweiten Schwingungsform sich durchschnittlich zu etwa 4mal länger als die der ersten erwies, zeigten jedoch bald, daß es sich hierbei um eine grundlegend andersartige Anfachungserscheinung handelt, für welche die Schlitzung des Anodenzylinders Vorbedingung ist. Auf diesem Umweg hat die Anordnung von Yagi und Okabe gewissermaßen zu einer Wiederentdeckung des Habann-Generators geführt, dessen ultrakurzwellige Anfachung in den folgenden Abschnitten behandelt wird.

a) Aufbau und Anordnung des Habann-Senders.

Das grundsätzliche Schema eines Habann-Generators in der heute zumeist verwendeten Form ist schon in Abb. 311 gezeigt worden. Diese Anordnung ist jedoch nur für längere Wellen geeignet, wobei man darauf achten muß, die Kapazität *C* nicht so groß zu wählen, daß der Scheinwiderstand des Resonanzkreises unter den Anpassungswert sinkt, weil sonst die Gefahr besteht, daß der Schwingkreiskondensator *C* für ultrakurze Wellen als Kurzschlußbrücke wirkt, und daß sich somit an Stelle der langwelligen Schwingungen des Außenkreises das aus den Segmenten, den Zuleitungen bis zur Kondensatorbrücke *C* und dieser selbst bestehende System in einer Eigenwelle von 1—2 m erregt.

Wegen dieser Mehrdeutigkeit des Schwingungszustands ist es im Ultrakurzwellengebiet vorzuziehen, eine besondere Abstimmkapazität neben der unvermeidlichen Röhrenkapazität ganz zu vermeiden. Zur Erzeugung von Meterwellen

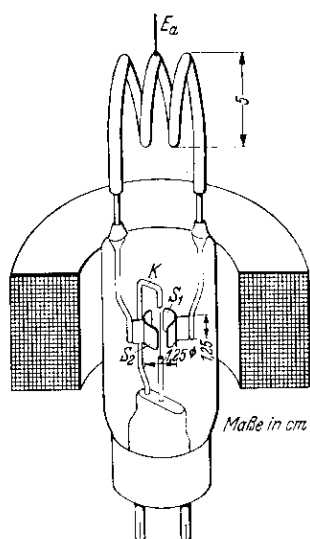


Abb. 332. Habann-Generator für Meterwellen.

zu erzeugenden Ultrakurzwellen und die entsprechenden Windungszahlen sind in der vorstehenden Tabelle zusammengestellt [33].

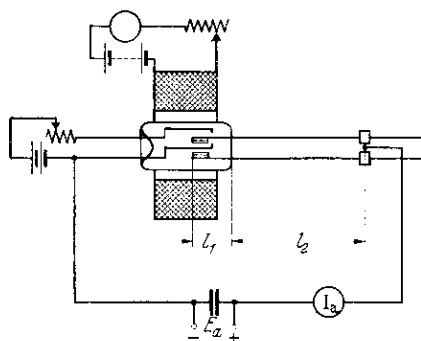


Abb. 334. Habann-Generator mit Lecher-System.

folgende Formel zur Berechnung der Kapazität einer Habann-Röhre angegeben [34]:

$$C_{cm} = \frac{l_a}{\pi^2} \ln(x - \sqrt{x^2 - 1})$$

$$l_a = \text{Anodenlänge}$$

$$x = \cotg \frac{\pi}{2}$$

mäßig eine aus wenigen Windungen eines dicken Kupferdrahts bestehende Spule parallel, in deren Symmetriepunkt man die Anodenspannung zuleitet. So entsteht eine Anordnung gemäß dem Schema der Abb. 332,

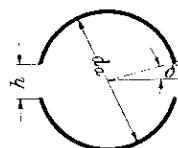


Abb. 333. Größen zur Berechnung der Segmentkapazität.

der auch Zahlenangaben über die genauere Bemessung einer günstigen Röhre und Spule

λ	5	2	1	0,75 m
Windungszahlen bei 5 cm				
Spulendurchmesser	5	3	1	Kurzschlußbügel

zu entnehmen sind. Die mit einer derartigen Röhre (Type FH 11 der General Electric

Comp.) zu erzeugenden Ultrakurzwellen und die entsprechenden Windungszahlen sind in der vorstehenden Tabelle zusammengestellt [33]. Die günstigsten Betriebsdaten der Röhre liegen bei 1500 V Anodenspannung und 45—60 mA Anodenstrom, während das Magnetfeld 500 bis 600 G betragen soll. Bei der kürzesten Welle von 75 cm ist die Schwingspule auf einen kurzen Drahtbügel, welcher die Glasdurchführungen unmittelbar über dem Röhrenkolben verbindet, zusammengeschraubt.

Um die Eigenwelle des Resonanzkreises auf Grund der Selbstinduktion und der inneren Röhrenkapazität errechnen zu können, sei

(die übrigen Größen sind der Abb. 333 zu entnehmen) oder angenähert:

$$C_{em} = \frac{l_a}{\pi^2} \ln 4 \frac{d_a}{h}.$$

Will man zu Wellen unter 1 m übergehen, dann muß zunächst natürlich eine kleinere Habann-Röhre gewählt werden, nicht nur um die innere Kapazität zu verringern und die Segmentzuleitungen zu verkürzen, sondern auch um kürzere Elektronenlaufzeiten zu erhalten. Als Schwinginduktivität läßt man die Segmentdrähte nach Art der Abb. 334 in eine Lecher-Leitung mit verschiebbarer Reflexionsbrücke übergehen, über die man auch die Anodenspannung zuführt [35, 9].

Bei dieser Anordnung bilden die Durchführungen durch den Glaskolben störende Reflexionsstellen, die ebenso wie beim einfachen Magnetronsender zwei verschiedene Resonanzsysteme entstehen lassen, nämlich erstens eins von der Länge l_1 , oder zweitens ein solches von der ganzen Länge $l_1 + l_2$. Um hierdurch bedingte Mehrwelligkeiten und Energieverluste zu vermeiden, bringt man am vorteilhaftesten den ganzen Schwingkreis innerhalb des Röhrenkolbens unter, indem man die Segmente beispielsweise durch den in Abb. 335a gezeigten rechteckigen Schließungsbügel von der Länge l und der Breite b miteinander verbindet [34]. Die Ankopplung eines Sekundärkreises oder einer Energieleitung kann entweder induktiv erfolgen, oder, wie in Abb. 335b, galvanisch, indem man die Längsdrähte des Schließungsbügels als Doppelleitung aus der Röhre hinausführt. In diesem letzten Fall wird man die Röhre zweckmäßig so dimensionieren, daß die die Eigenwelle der Segmente bestimmende Reflexionsbrücke K so nahe an die Glasdurchführungen herankommt als es die thermische Belastbarkeit des Glases zuläßt. Die dielektrischen Verluste im Glas sind dann auf ein Minimum reduziert, und Mehrwelligkeiten des primär angefachten Kreises werden mit Sicherheit vermieden. Auf die Abhängigkeit der Wellenlänge und des Nutzeffekts von den Röhrenabmessungen und von der Lage der Reflexionsbrücke K wird im Abschnitt d noch genauer zurückzukommen sein.

Das Aussehen einer modernen vierteiligen Habann-Röhre, wie sie erstmalig von Yagi [24] veröffentlicht worden ist, zeigt die Abb. 336. Das Elektrodensystem liegt hier quer im Röhrenkolben, um die Röhre zwischen die Pole des in Abb. 321 gezeigten Elektromagneten bringen zu können. Jedes der vier Anodensegmente ist mit einer Kühlfahne versehen und deutlich sind

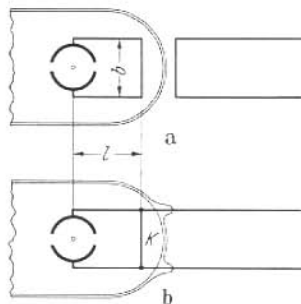


Abb. 335. Habann-Generator mit in die Röhre eingebautem Schwingungskreis und a mit induktiver und b mit galvanischer Ankopplung einer Energieleitung.



Abb. 336. Vierteilige Habann-Röhre der Telefunken-Gesellschaft für $\lambda = 50$ cm und 60 W.



Abb. 337.
Über-
lappende
Segmente.



Abb. 338. Zweiteilige Habann-Röhre der
Telefunken-Gesellschaft mit durchgehenden
Lecher-Drähten für $\lambda = 10$ cm und 0,5 W.

Anfachungsverhältnisse liefert die Röhre eine Welle von 10 cm bei 0,5 W Hochfrequenzleistung und 5% Wirkungsgrad.

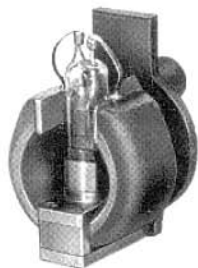


Abb. 339.
Kleinsender mit permanen-
tem Magnet, der gleichzeitig
die Schwingkreisinduktivität
bildet (Telefunken).

die beiden Schließungsbügel zu erkennen, welche die diametral gegenüberliegenden Segmente der Abb. 312 entsprechend zusammenschalten, und zu denen auch die Lecher-Zuleitungen gehen. Ferner sind an den Enden des Heizfadens noch zwei runde, als Abschirmbleche wirkende Endplatten sichtbar, die dazu dienen, die in axialer Richtung aus dem Anodenzylinder herausgeschleuderten Elektronen abzufangen, und eine lokale Erhitzung des Glases durch Elektronenaufprall, die sonst bis zum Schmelzen führen kann, zu verhüten. Um aus demselben Grund auch die aus den Schlitzen austretenden Elektronen aufzufangen, werden die Segmente bisweilen mit einem Falz versehen, so daß sie sich überlappen und die Schlitze verdecken (Abb. 337).

Auch der vom Bremsfeldsender her bekannte Weg, mit der Röhrenkapazität nicht das freie Ende einer in $\lambda/4$ schwingenden Lecher-Leitung zu belasten, sondern die Röhre in den Spannungsbauch einer beiderseitig kurzgeschlossenen Doppelleitung zu legen, ist mit dem Habann-Rohr versucht worden. Eine diesem Zweck dienende Zweischlitzröhre ist in der Abb. 338 wiedergegeben [13]. Wegen der überaus kleinen Elektrodenabmessungen und wegen der günstigen

In der Abb. 339 ist die besonders originelle Form eines Kleinsenders der Telefunken-gesellschaft abgebildet, dessen Magnetfeld von einem hochwertigen Permanentmagneten geliefert wird, der zugleich als Schwinginduktivität ausgebildet ist, indem seine beiden Pole mit den Röhrensegmenten in Verbindung stehen. Die Magnetfeldstärke wird mittels eines magnetischen Nebenschlusses eingestellt. Zum Betrieb dieses Senders ist nur Anodenspannung und Heizung erforderlich, und zwar liefert die abgebildete Form je nach der verwendeten Röhre und je nach den Betriebseinstellungen Wellen zwischen 20 und 50 cm Länge.

Selbstverständlich kommt es auch hier, wie bei jeder Selbsterregungsanordnung zur Erzielung eines maximalen Nutzeffekts auf eine möglichst vollkommene Anpassung der äußeren Belastungsimpedanz an den inneren Elektronenwiderstand zwischen den Segmenten an. Hier gelangt man auf folgende Weise zu einer merklichen Verbesserung [36]: Die Kapazitäten der Durchführungen und der Segmente bilden mit den Zuleitungs-

drähten innerhalb der Röhre einen Vierpol, der durch einen spiegelbildlich kongruenten Vierpol außerhalb der Röhre kompensiert werden kann, wie es dem Schema der Abb. 340 entspricht. Indem man in Reihe mit dem Magnetron den Vierpol Q schaltet dergestalt, daß $Z_6 = -Z_2$, $Z_4 = Z_5$ und $Z_1 = -Z_7$ ist, hat man die Elektroden A gleichsam nach außen gebracht, und eine bei C parallel geschaltete Impedanz hat dieselbe Wirkung, als ob sie unmittelbar zwischen die Segmente g geschaltet sei.

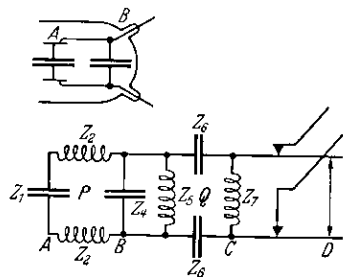


Abb. 340. Anpassungsvierpol nach Nordlohne und Posthumus.

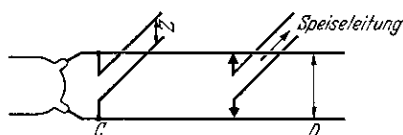


Abb. 341. Anpassung einer Energieleitung.

Wenn man annimmt, daß in C eine rein Ohmsche Belastung gebraucht wird, und daß die zu einer Antenne führende Speiseleitung den Ohmschen Widerstand R hat, muß dieser Widerstand auf den in C benötigten Wert gebracht werden, was am einfachsten durch eine Lecher-Leitung CD geschieht, von der R abgegriffen wird. Bei Verschiebung von R bleibt die Impedanz in C freilich nicht mehr rein ohmsch, doch können die Störungen durch kleine Verschiebungen der Brücke D oder durch Änderung von Z_7 behoben werden.

Ein einfaches Schema, bei welchem jede gewünschte Anpassungsimpedanz mit einer beliebigen Speiseleitung erzielt werden kann, ist in der Abb. 342 angegeben. Wenn der reelle Teil der Impedanz der Speiseleitung gleich dem charakteristischen Widerstand der Lecher-Leitung CD ist, braucht Z nicht vorhanden zu sein.

Das geschilderte Anpassungsschema ist besonders geeignet, um zwei Röhren parallel arbeiten zu lassen. Zu diesem Zweck sind einfach im Punkte C zwei Sender zusammenzuschalten, und man hat dasselbe Ergebnis, als ob die beiden Anoden unmittelbar parallel geschaltet wären. Das Schema eines nach diesen Gesichtspunkten im Laboratorium

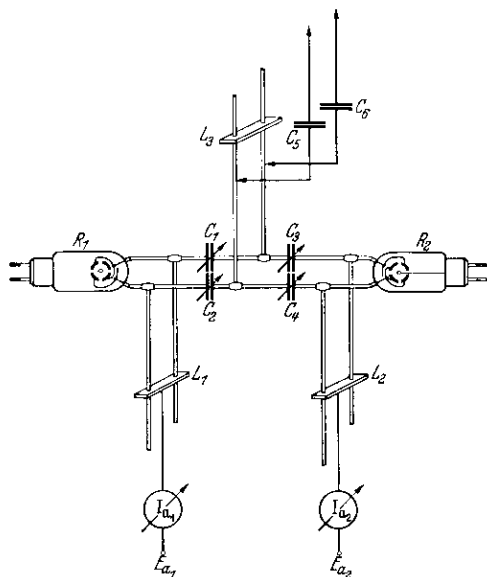


Abb. 342. Schema des Philips-Gegentaktsenders XDC 100.

der Philips-Gesellschaft entwickelten Gegentaktsenders zeigt die Abb. 342, während Abb. 343 die praktische Ausführung eines derartigen

Senders im Lichtbild wiedergibt. Man erkennt, daß jede Röhre ein eigenes Lecher-System L_1 und L_2 hat, über welches die Anodenspannung angelegt wird. Ein drittes gemeinschaftliches Lecher-System L_3 dient zur Abstimmung, und von diesem wird die Schwingungsenergie abgenommen. In einem Wellenbereich von 70—200 cm liefert der Sender in die Energieleitung 75—100 W bei einem Wirkungsgrad von 50%.

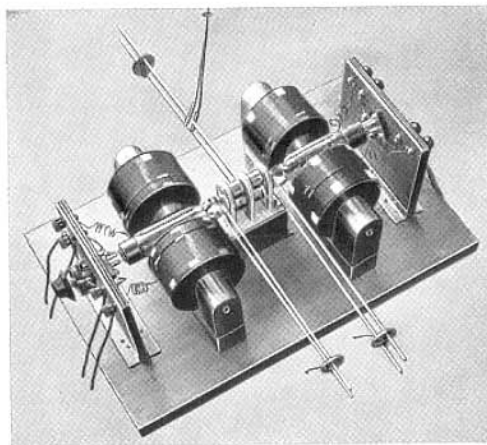


Abb. 343. Ansicht des Senders nach Abb. 342.

b) Sonderformen der Habann-Röhre.

Zum Studium der Schwingungsvorgänge und zwecks Erzeugung kürzester Wellen mit größtmöglichem Nutzeffekt sind zahlreiche Varianten und Modifikationen der ursprünglichen Habann-Röhre durchgebildet und

untersucht worden. Sie lassen sich auf den ersten Blick in zwei Gruppen einteilen, nämlich erstens in Röhren mit zylinder-symmetrischem Elektrodenaufbau oder zum mindesten mit zylindrischer Anodenfläche, und zweitens in Röhren, deren Querschnitt unsymmetrisch ist.

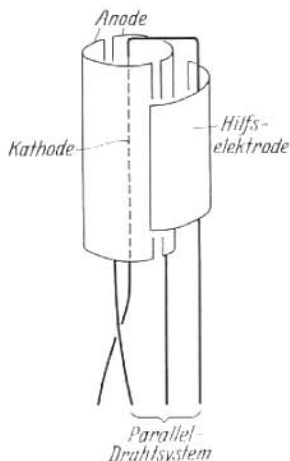


Abb. 344. Habann-Röhre mit Hilfselektrode von Okabe.

Um den aus den Schlitten austretenden Elektronenstrom aufzufangen und zur Schwingungsanfachung auszunutzen, besitzt die in Abb. 344 dargestellte Röhre außerhalb der eigentlichen Anode noch eine Hilfselektrode, welche zusammen mit den Segmenten an die äußere Parallel-drahtleitung angeschlossen ist [24, 37]. Eine Anzahl weiterer Röhrenkonstruktionen zielt darauf hinaus, den Schwingungszustand der Segmente vor allem in mehrteiligen Röhren zu verbessern oder die Segmente vollkommener in den Anfachungsprozeß einzubeziehen. Zu diesem Zweck kann man so vorgehen, daß man jedes Segmentpaar einer mehrteiligen Röhre mit einem besonderen Resonanzkreis verbindet, und diese auf einen gemeinsamen Nutzwiderstand, z. B. auf eine Antenne parallel arbeiten läßt [38]. Bei sehr hohen Frequenzen kann die phasenreine

Anfachung einer vierteiligen Habann-Röhre dadurch beeinträchtigt werden, daß die Segmente mit ihren Schließungsbügeln als selbständige Schwingungskreise wirken, deren Eigenschwingungen sich den Resonanzspannungen des Außenkreises überlagern und dessen Anfachung herab-

setzen. Faßt man der Einfachheit halber die zu diametral gegenüberliegenden Segmenten gehörigen Schließungsbügel als Induktivitäten und die Segmente selbst als Kapazitäten eines kleinen quasistationären Schwingungskreises auf, so ergibt sich ein einfaches Mittel, um die störenden Eigenschwingungen aus dem hier in Frage kommenden Bereich zu verschieben: Man braucht nämlich nur an Stelle eines mittleren Bügels für jedes Segmentpaar zwei solcher Bügel an den Enden des Anodenzylinders anzubringen, wie es die in Abb. 345 dargestellte Röhre deutlich erkennen läßt. Diese Konstruktion bewirkt, daß auf jeden Bügel nur die Hälfte der Segmentkapazität entfällt, oder daß bei gleichbleibender Kapazität die Induktivität der Bügel halbiert wird, wodurch sich die Eigenfrequenz der an sich natürlich unvermeidlichen Resonanzgebilde entsprechend erhöht.

Ist das Verhältnis der Röhrenabmessungen zu der erzeugten Welle zu ungünstig, dann tritt der Fall ein, daß die Segmente selbst in Resonanz geraten, wobei die Zuleitungen der Paralleldrähte oder die Verbindungsbügel im Zentrum der Segmente die Potentialknoten festlegen. Hiervon ausgehend kann man sich folgende Schwingungszustände vorstellen [39]:

1. Längsschwingungen, deren Dipolrichtung in Richtung der Achse liegt, und deren Wellenlänge ungefähr der doppelten Länge der Segmente entspricht.

2. Querschwingungen mit senkrecht dazu gerichteten Dipolmomenten, deren Potentialbäuche längs der Schlitzkanten liegen.

3. Diagonalschwingungen, bei welchen die Richtung der Dipolmomente diagonal gegenüberliegende Ecken der Segmente verbindet, und schließlich:

4. Schwingungen mit beliebig dazwischen liegenden Dipolrichtungen.

Diese verschiedenen Resonanzen des Segmentsystems können ebenso wie die Eigenschwingungen der Bügelkreise den Anfachungsmechanismus unter Umständen empfindlich stören. Andererseits kann man die Verhältnisse aber auch bewußt so wählen, daß sich die Segmente in einer geeigneten Schwingungsform selbst-erregen, wodurch besondere Resonanzkreise überflüssig werden. Am einfachsten liegen die Verhältnisse natürlich bei den unter 1. erwähnten Längsschwingungen. Die Abb. 346 zeigt eine zu diesem Zweck konstruierte Röhre, die bei einer Segmentlänge von 10 cm innerhalb eines Spannungsintervalls von 400—750 V eine konstante, der Grundschwingung der Segmente entsprechende Welle von 22 cm Länge liefert [40]. Verfolgt man diesen Gedanken weiter, so kommt man dazu, zwei Segmente an einem Ende durch einen Schließungsbügel zu verbinden und über diesen auch die Speiseströme



Abb. 345.
Habann-Röhre
mit Doppelbügel.

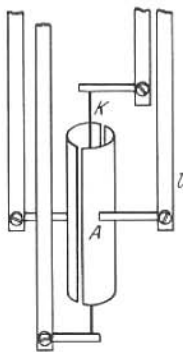


Abb. 346.
Habann-Röhre
mit selbstschwingen-
den Segmenten nach
Hollmann.

zuzuführen [41]. Die beiden parallel laufenden Segmente wirken dann als Zweidrahtleitung, auf der sich stehende Wellen ausbilden können.

Eine besondere Abart der Habann-Röhre zeigt die Abb. 347 [26]. Die Wirkung dieser Röhre soll bei längeren Ultrakurzwellen auf einer Art Stromkopplung beruhen, weshalb die Röhre wie eine Induktivitätsbrücke an das Ende einer Lecher-Leitung geschaltet ist. Werden die Wellen so kurz, daß sie mit dem Anodenumfang vergleichbar werden, dann muß man die Röhre wie die Habann-Röhre als spannungsgesteuert ansehen. An den Kanten des einzig

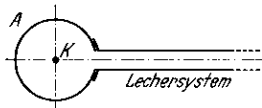


Abb. 347. Einfach geschlitzte Röhre nach Mulert.

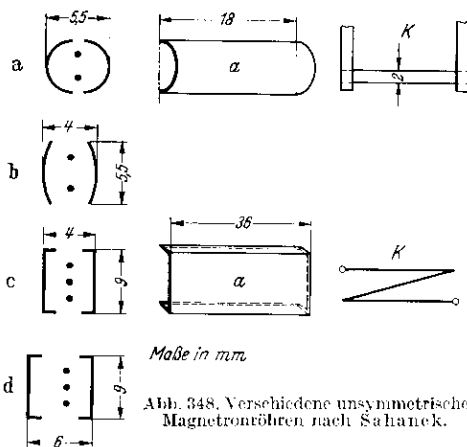


Abb. 348. Verschiedene unsymmetrische Magnetronröhren nach Schanek.

vorhandenen Spalts entstehen dann merkliche Hochfrequenzspannungen oder sogar Spannungsbäuche, während sich an der gegenüberliegenden

Stelle eine Knotenlinie befinden muß. Genau so wie bei mehrteiligen Anoden läßt sich der statische Innenwiderstand zwischen den Schlitzkanten messen, wenn man die Anode gleichstrommäßig durch einen Kondensator aufteilt.

Die statisch fallende Segmentstromkennlinie und damit zusammenhängend auch die Anfachung der ultrakurzwelligten Schwingungen der Habann-Röhre hängt ebenso wie die der Elektronenschwingungen sehr stark von der Orientierung der Röhre im Magnetfeld ab, und

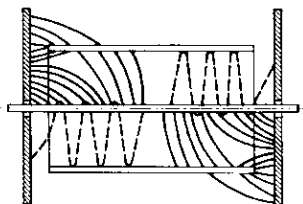


Abb. 349. Feldverteilung im Endplattenmagnetron nach Linder.

zwar gilt auch hier das Gesetz, daß die Schwingungsintensität bei kleinen Drehwinkeln bedeutend zunimmt. Um die Bedeutung eines

Unsymmetriceffekts hinsichtlich der elektrischen Verhältnisse zu untersuchen, sind die in Abb. 348 schematisch dargestellten Röhren konstruiert worden [40]. Dieselben besitzen nicht nur mehrere Heizfäden, sondern haben außerdem noch längliche oder rechtwinklige Segmentquerschnitte, und sind zum Teil vollkommen unsymmetrisch angeordnet. Alle diese Röhrenformen liefern zwar Schwingungen zwischen etwa 20 cm und

mehreren Meter Länge, doch reicht die Energie bei weitem nicht an die der normalen Habann-Röhre heran. Dagegen gelingt es auf andere Weise, die günstige Wirkung der magnetischen Unsymmetrie durch rein elektrische Felddeformationen zu ersetzen, indem man nämlich die an Hand der Abb. 336 und 338 bereits besprochenen Endplatten zu Hilfe nimmt [42]. Dadurch, daß man beiden Platten ein positives Potential erteilt, überlagert man dem radialen

Anodenfeld noch ein von der Mitte des Glühfadens nach beiden Endplatten hin gerichtetes Längsfeld, durch das die Elektronen eine ähnliche axiale Beschleunigung erhalten, wie durch die transversale Magnetfeldkomponente. Auf diese Weise entstehen ebenfalls schraubenförmige Flugbahnen, und die Wirkung hinsichtlich der Schwingungsanfachung ist ähnlich wie bei schräg im Magnetfeld orientierter Röhre.

Die mit solchen elektrischen Längsfeldern arbeitenden Röhren unterscheiden sich von den vorhergehend abgebildeten Röhrentypen nur dadurch, daß die Endplatten nicht fest mit der Kathode verbunden, sondern mit besonderen Zuleitungsdrähten versehen sind, um ihnen das günstigste Potential erteilen zu können. Die Abb. 349 zeigt die im Längsschnitt einer derartigen Habann-Röhre herrschende Feldverteilung, sowie gestrichelt eingezeichnete Schraubenbahnen. Offensichtlich zerfällt die Röhre in zwei spiegelbildlich symmetrische Hälften, während sich in der Mitte eine Indifferenzzone befindet. Ein großer Vorteil dieser Anordnung liegt praktisch darin, daß die Einstellung der optimalen Betriebsverhältnisse ganz auf elektrischem Wege geschehen kann.

Die ausgezogenen Kurven in Abb. 350 sind die statischen Kennlinien eines Endplatten-Magnetrons. Sobald der Anodenstrom bei H_k abzusinken beginnt, gehen die Elektronen auf den beschriebenen Schraubenbahnen zu den Endplatten über, und der Endplattenstrom I_p steigt ungefähr spiegelbildlich zu I_a an. Die gestrichelt eingezeichneten Kurven sind in schwingendem Zustand des Habann-Rohrs aufgenommen. Die obere Kurve gibt den zugehörigen Verlauf der Schwingungsintensität wieder. Die Kurven ähneln den statischen Kennlinien, nur steigt der Endplattenstrom im Schwingungsgebiet sehr viel höher und durchläuft ein mit dem Hochfrequenzstrom übereinstimmendes Maximum, was in einer Rückheizung durch Elektronenbombardement oder in Sekundäremissionseffekten seine Ursache hat. Bei optimaler Einstellung des Endplattenpotentials ergibt ein derartiges Habann-Rohr unter Umständen eine 2–3fach größere Leistung als bei Schrägstellung im Erregerfeld. So läßt sich beispielsweise eine Welle von 9 cm mit einer Leistung von 2,5 W bei 12% Nutzeffekt auf diese Weise erzeugen.

Zuletzt seien in der Abb. 351 noch verschiedene Magnetrontypen wiedergegeben, von denen sich die Form *b* besonders bewährt hat [43]. Dieselbe entspricht grundsätzlich einer viergeteilten Habann-Röhre,

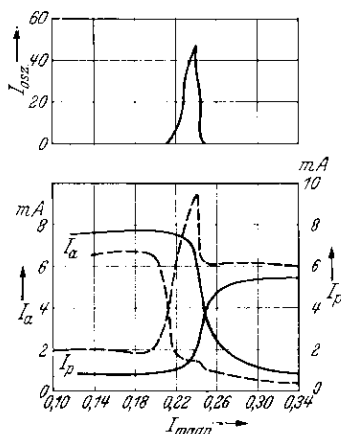


Abb. 350.
Anodenstrom- und Endplattenkennlinien im statischen (—) und im Schwingzustand (---) nach Linder.

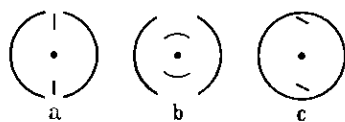


Abb. 351. Verschiedene Magnetrontypen nach Okabe.

nur haben die beiden Segmentpaare verschiedene Durchmesser, die sich praktisch etwa wie 1:2 bis 2:3 zueinander verhalten sollen. Die verschiedenen Abstände verlangen im Interesse gleichmäßiger Elektronenlaufzeiten natürlich verschiedene Segmentpotentiale, in grober Näherung dem Quadrat des Radienverhältnisses entsprechend. Wie leicht erklärlich, muß die gestörte Zylindersymmetrie in den Anfachungsverhältnissen zum Ausdruck kommen, und dementsprechend ergibt das Experiment für den Zahlenfaktor K in der Okabesehen Wellenlängenformel $\lambda = K/H_k$ Werte zwischen 7500 und 9500 statt normalerweise 13000. Die Röhren sind entstanden aus der Erwägung, den Elektronen auch bei starker Überschreitung der kritischen Magnetfeldstärke noch einen Übergang zur Anode zu ermöglichen, was für die vor den entfernteren Segmenten umkehrenden Elektronen zweifellos zutrifft, solange der Abstand der Umkehrfläche von der Kathode den Radius der inneren Segmente nicht unterschreitet.

c) Theorie der ultrakurzwelligigen Anfachung.

Die bisherigen Überlegungen hinsichtlich der Schwingungsanfachung in der Habann-Röhre gelten nur für Frequenzen, deren Periodendauer lang gegenüber der Umlaufzeit ist. Um die Abhängigkeit der Anfachung von der Flugzeit θ zu untersuchen, kann man von der allgemeinen ultradynamischen Phasenrelation

$$\varphi = \omega \theta = n \cdot \pi$$

ausgehen. Hierin bedeutet θ bekanntlich die Laufzeit eines Elektrons von der einen zur anderen Elektrode, die bei der kritischen Einstellung des Magnetrons offenbar gleich der halben Umlaufzeit τ gesetzt werden muß. In diesem Sonderfall nimmt die ultradynamische Inversionsbeziehung daher die Form an:

$$\frac{\tau}{T} = n.$$

Da im Habann-Rohr keine vollen Inversionen auftreten werden, man vielmehr immer unter dem Wert $n = 1$ bleibt, ist es übersichtlicher, die Umlaufzeit auf die Dauer einer Schwingungsperiode zu beziehen und an Stelle von n den Reziprokwert

$$z = \frac{1}{n} = \frac{T}{\tau}$$

einzuführen, wobei die Ordnungszahl z nunmehr die Anzahl der Elektronenumläufe je Periode bedeutet.

Die bisherigen Betrachtungen galten für den Fall $z = \infty$. Nimmt man die Schwingneigung, d. h. die größte Kreisdämpfung, bei der noch Schwingungen einsetzen, in Abhängigkeit von z auf, so findet man den in Abb. 352 dargestellten Verlauf [13]. Für große Werte von z ist die Schwingneigung im wesentlichen konstant, sinkt jedoch unmittelbar nach Überschreiten von $z = 4$ nach einem vorangehenden kleinen Maximum rasch ab. In der Gegend von $z = 2$ zeigt sich ein neues Anfachungsgebiet, das aber nur zum vierteiligen, nicht zum zweigeteilten Habann-Rohr gehört. Bei $z = 1$ wird noch ein drittes Schwingneigungsmaximum beobachtet, das für beide Röhrentypen in gleicher Weise gilt. Dieser experimentelle Befund läßt neben der Ordnungszahl z noch die Bedeutung

der Segmentzahl hervortreten, die bei den Anfachungsvorgängen offenbar eine wichtige Rolle spielen muß. In Anbetracht dessen, daß bei den mehrteiligen Röhren immer zwei diametral gegenüberliegende Segmente paarweise miteinander verbunden sind, sei die Anzahl der vorhandenen Segmentpaare, das ist die halbe Segmentzahl mit p bezeichnet.

Um den wirklichen Verhältnissen, wie sie im Experiment tatsächlich zum Ausdruck kommen, näher zu kommen, führt man zweckmäßig an Stelle des Abszissenmaßstabs z eine meßbare Größe, die natürlich mit z unmittelbar zusammenhängen muß, ein. Am einfachsten hält man die Abstimmung des Außenkreises konstant und variiert die Umlaufzeit τ mittels der Betriebsdaten der Röhre. Geht man so vor, und ändert z. B. H und dementsprechend gleichzeitig auch E_{an} , so erhält man über der kritischen Magnetfeldstärke als Abszisse den in Abb. 353 wiedergegebenen Verlauf, der sich im Grunde mit der in der vorhergehenden Abbildung gezeigten Kurve deckt [14]. Die Minima zwischen den einzelnen Schwingungsgebieten brauchen nicht immer bis auf Null herunterzugehen, sondern können durch sekundäre Bedingungen verwaschen erscheinen. Auch zeigen sich leicht starke Zieh- und Sprungerscheinungen, welche das eine Schwinggebiet plötzlich unvermittelt in das andere übergehen lassen. Hält man das Magnetfeld und das Anodenpotential konstant, und durchläuft man mit Hilfe des Außenkreises die Wellenskala, so ändert sich in dem Quotienten z an Stelle von τ die Periodendauer T , und es ergibt sich das gleiche Bild wie in Abb. 353, nur daß auf der Abszisse λ aufgetragen ist.

Das soweit beschriebene eigentümliche Verhalten des Habann-Generators mit symmetrisch gestaltetem Resonanzkreis kann man sich leicht plausibel machen, wenn man sich den Aufbau der Habann-Röhre in folgendem anschaulichen Bild vergegenwärtigt: Innerhalb des Kranzes der Segmente befindet sich die unter Einwirkung des Magnetfeldes in bestimmtem Sinne und mit bestimmter Geschwindigkeit rotierende Raumladungswolke. Der äußere Aufbau der Habann-Röhre legt daher den Vergleich mit einem Wechselstromgenerator nahe, dessen „Stator“ der Anodenzylinder mit p „Polpaaren“, und dessen „Rotor“ die Raumladungswolke bildet. Die Antriebskraft greift nicht von außen an, sondern wird vom Stator selbst geliefert, etwa wie bei einem Einankerumformer.

Um bei diesem Bild bleiben zu können, ist zunächst die Frage nach der Drehzahl oder der Umlaufzeit des „Rotors“ zu klären. Diese muß natürlich eng mit den Umlaufzeiten der einzelnen Elektronen zusammenhängen, die bekanntlich etwa

$$\tau \approx \frac{0,36}{H} \cdot 10^{-9} \text{ s}$$

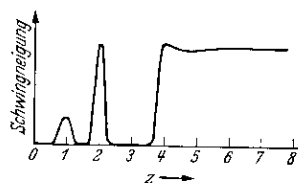


Abb. 352. Abhängigkeit der Schwingneigung von der Ordnungszahl z nach Runge.

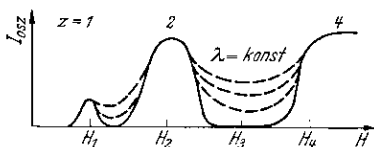


Abb. 353. Abhängigkeit der Ordnungsbereiche von der Magnetfeldstärke nach Fritz.

betragen. Nun ist in Abb. 300 der kardioidenförmige Ablauf der Elektronenströmung im zylindersymmetrischen Beschleunigungsfeld gezeigt worden, wobei von besonderer Wichtigkeit der Umstand ist, daß Ab- und Anflugrichtung an der Kathode den Winkel von ungefähr 90° miteinander einschließen. Da die Flugbahn gegenüber der Ruhelage immer erheblich gestört sein wird, schließen die einzelnen Elektronen zum größten Teil an der Kathode vorbei und beginnen einen neuen Umlauf, dessen Ursprungsrichtung in die Fortsetzung der Ankunftsrichtung aus dem ersten Umlauf fällt, d. h. gegen die Startrichtung des vorhergehenden Umlaufs um 90° gedreht ist. Dasselbe gilt sinngemäß für alle weiteren Umläufe. Die Bahn eines Elektrons, das den Entladungsraum mehrere Male durchfliegt, erhält auf diese Weise etwa das in Abb. 354 gezeigte Aussehen. Man erkennt, daß nach insgesamt 4 Umläufen wieder der ursprüngliche Ausgangszustand erreicht ist: Der

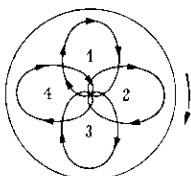


Abb. 354. Verdrehung aufeinanderfolgender Elektronenumläufe um jeweils 90° .

„Rotor“ hat sich während dieser Zeit um volle 360° gedreht. Seine Umlaufzeit ist also:

$$\Theta = 4 \cdot \tau \sim \frac{1,44}{H} \cdot 10^{-6} \text{ s.}$$

Um die Wechselbeziehung zwischen „Stator“ und „Rotor“ zu erfassen, sei an die Deformation der virtuellen Kathode, die dieselbe durch die Potentialdifferenzen zwischen den Segmenten erfährt, erinnert, wie sie für die zweiteilige Anode in Abb. 317 gezeigt war. Die entsprechenden Verhältnisse im vierteiligen Anodenzyylinder stellt die Abb. 355 dar. Auf der virtuellen Kathode haben sich jetzt zwei „Berge“ und zwei „Täler“ ausgebildet, und infolgedessen ist die virtuelle Kathode nicht mehr einseitig verlagert, sondern in Richtung der niedriger gespannten Segmente langgestreckt. Hält man an dieser Verformung fest, dann ergibt sich für die Schwingungsanfachung die einfache Bedingung, daß dieses Bild auch unter Berücksichtigung der Rotordrehungen erhalten bleiben muß, oder mit anderen Worten: Ein von einem „Berg“ umkehrendes oder weiterlaufendes Elektron muß die Tendenz haben, trotz der fortschreitenden

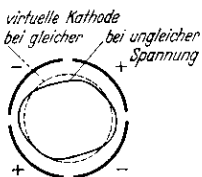


Abb. 355. Deformation der virtuellen Kathode im vierteiligen Anodenzyylinder nach Rünge.

Drehung wieder auf einen Berg aufzulaufen. Nur dann bleibt der Elektronenwiderstand zwischen den Segmenten auch bei Frequenzen negativ, deren Periodendauer mit der Umlaufzeit des Einzelektrons oder richtiger mit der Drehzeit des „Rotors“ vergleichbar ist. Diese grundsätzlichen Überlegungen lassen bereits die Ursache für den plötzlichen Abfall der Schwingung bei $T < 4 \cdot \tau = \Theta$ ahnen.

Um die Anfachung in den niedrigeren Ordnungsbereichen z sowie die Rolle, welche die Polpaarzahl p spielt, deutlicher übersehen zu können, muß man die Verhältnisse im einzelnen genauer betrachten. Zunächst ist es klar, daß bei $z = 4$ die „Kulminationspunkte“ auf der virtuellen Kathode in jeder Viertelperiode um 90° in der Drehrichtung des „Rotors“ vorwärtsschreiten, und daher bei zweiteiliger Anode

($p=1$) nach einer halben Periode ihre Plätze vertauscht haben. In der gleichen Zeit haben aber auch die beiden Segmente ihre Polarität gewechselt, so daß sich wieder vor dem höher gespannten Segment ein Tal und vor dem niedriger gespannten Segment ein Berg befindet. Die Anfachung bleibt also bei $p=1$ und $z=4$ positiv. Verkleinert man die Ordnungszahl z , indem man entweder die Frequenz erhöht, oder die Rotordrehzahl vermindert, dann eilt der Wechsel der Segmentpotentiale der Umfangsgeschwindigkeit des Rotors voraus, und bei der doppelten Frequenz oder der halben Drehzahl ($z=2$) herrscht Gegenphasigkeit, denn jetzt trifft nach einer Rotordrehung um 90° der „Berg“ mit dem höher gespannten Segment und das „Tal“ mit dem niedrigeren Segment zusammen: Die Anfachung ist unmöglich geworden.

Um wieder eine positive Anfachung zu erhalten, muß man offenbar nur dafür sorgen, daß der Wechsel der Segmentpotentiale mit der verringerten Umfangsgeschwindigkeit des Rotors Schritt hält. Das ist bei der doppelten Anzahl der Polpaare ($p=2$) im vierteiligen Stator der Fall. Nunmehr wechseln die Segmente schon während einer Viertel-drehung des Rotors ihr Vorzeichen, und die Berge bleiben immer vor den negativeren und die Täler vor den positiveren Segmenten liegen.

Schwingungen dritter Ordnung können offensichtlich nicht entstehen, weil keine ganzzahligen Rotorumläufe in die Phasen der Statorpole passen.

Der dritte Ordnungsbereich in den Abb. 352 und 353 ($z=1$) ist durch Übereinstimmung der Elektronenumläufe mit der Periodendauer gekennzeichnet. Hier handelt es sich also um Elektronenschwingungen in dem ursprünglichen Zaecksen Sinne, worauf im nächsten Abschnitt noch zurückzukommen sein wird.

Um die vom Habann-Generator gelieferten Frequenzen in möglichst einfacher Weise rechnerisch zu erfassen, werde die Okabesche Grundgleichung durch Einführung der Ordnungszahl z in folgender Weise verallgemeinert:

$$\lambda = \frac{10650}{H_k} \cdot z,$$

woraus man durch Elimination von H_k in bekannter Weise erhält:

$$\lambda = \frac{1600 \cdot r_a \cdot z}{\sqrt{E_a}}.$$

Berücksichtigt man noch die 23%ige Laufzeitverlängerung durch die Kardioidenbahnen, so ergibt sich statt dessen:

$$\lambda = \frac{1900 \cdot r_a \cdot z}{\sqrt{E_a}},$$

was in den meisten Fällen mit dem Experiment befriedigend übereinstimmt.

Es ist selbverständlich, daß die hier entwickelte Theorie den tatsächlichen Verhältnissen nur in groben Zügen gerecht werden kann. Ein exakteres Resultat ist nur zu erwarten, wenn die Rückwirkungen der Segment-Wechselspannungen auf den Elektronenablauf berücksichtigt werden. Zu diesem Zweck kann man nach dem Vorbild der Theorie der Wechselstromgeneratoren so vorgehen, daß man die elektrischen Wechsel-

felder in zwei invers rotierende Drehfelder zerlegt, von denen das eine im selben Sinne wie der Rotor, das andere hingegen entgegengesetzt umläuft [44]. Das Gegendrehfeld verursacht abwechselnde Beschleunigungen und Verzögerungen der Elektronenbewegung in so rascher Folge, daß sie sich in ihrer Wirkung je Periode aufheben. Die Inverszerlegung muß für die radialen und für die tangentialen Anodenfelder gesondert vorgenommen werden. Es würde zu weit führen, den verwickelten Rechnungsgang an dieser Stelle wiederzugeben, sondern es mag genügen, das Endresultat in einfacherer Weise aus den bekannten Grundgleichungen abzuleiten:

Nach obigem entfallen auf jede Rotordrehung vier Elektronenumläufe, so daß die dem Rotor zugehörige Welle viermal länger als die Elektronenwelle ist. Die von der Röhre wirklich erzeugte Welle werde durch Einführung der Polpaarzahl p berücksichtigt. Man erhält dann als Ausgangsgleichung:

$$\lambda = \frac{4 \cdot 1600 \cdot r_a}{p \cdot E_a}.$$

Um in diese Beziehung neben E_a das Magnetfeld einzuführen, werde die Gleichung mit

$$\frac{H_k r_a}{6,72 \sqrt{E_a}} = 1$$

erweitert:

$$\lambda = \frac{950 H_k r_a^2}{p \cdot E_a}.$$

Die genaue Rechnung zeigt, daß diese Gleichung nicht nur für die kritische Magnetfeldstärke H_k , sondern für jedes beliebige H Gültigkeit hat. Als grundlegende Abweichung von den bisher angegebenen Formeln, die sich auf die unmittelbare Umgebung der kritischen Magnetfeldstärke beschränken, ergibt diese Theorie eine proportionale Zunahme von λ mit H , und eine reziproke Proportionalität zu E_a . Ferner zeigt sich, daß das vierteilige Habann-Rohr unter sonst gleichen Betriebsverhältnissen eine halb so lange Welle liefert als das zweiteilige.

Zur experimentellen Prüfung der vorstehenden Formel ist in der Abb. 356 die dynamische Magnetronkennlinie $i_a: f(H)$ einer viergeschlitzten Habann-Röhre ($p=2$) wiedergegeben. Bei der Aufnahme war an die Röhre eine lange Lecher-Leitung angeschlossen, die sich in verschiedenen Oberschwingungen erregen konnte. Unmittelbar nach dem Überschreiten von H_k setzen offensichtlich intensive Schwingungen mit einer Wellenlänge von 54 cm ein, wobei die Lecher-Leitung in 7 1/4 schwang. Bei weiterer Verstärkung von H reißt dieser Bereich wieder ab, doch folgt unmittelbar ein zweites Schwinggebiet mit $\lambda=72$ cm, wobei sich auf der unverändert gelassenen Lecher-Leitung 5 Viertelwellen ausbildeten, und hieran schließt sich ein dritter Schwingbereich mit $\lambda=126$ cm entsprechend einem Schwingungszustand der Paralleldrähte von 3 1/4.

Zunächst bestätigt diese Messung voll und ganz die Zunahme der Wellenlänge mit wachsender Magnetfeldstärke in dem von der Theorie geforderten Sinne. Um die Meßergebnisse zu prüfen, sind die aus den

Betriebsdaten und Abmessungen der Anode ($E_a = 1400 \text{ V}$ const und $d_a = 1 \text{ cm}$) und unter Einsetzen der gemessenen Wellenlängen aus obiger Formel errechneten Magnetfeldstärken in der Abbildung durch die strichpunktierten Geraden bezeichnet. Man sieht, daß die theoretischen Werte sehr gut mit den Zentren der einzelnen Schwinggebiete, sofern man diese aus den beiderseitigen Zichschleifen ermittelt, zusammenfallen.

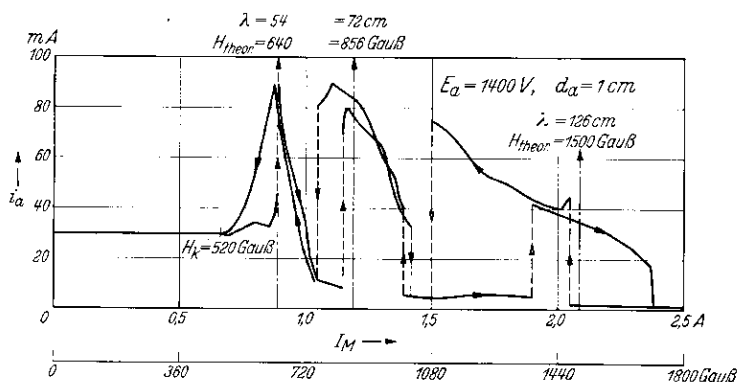


Abb. 356. Schwingbereiche eines Habann-Generators mit festem Außenkreis nach Posthumus.

Daß die Habann-Röhre eine ähnliche Abhängigkeit der Schwingungsaufzucht vom Drehwinkel des Elektrodenystems im Magnetfeld zeigt wie das einfache Magnetron, wurde schon kurz erwähnt unter Hinweis auf die Möglichkeit, die magnetische Exzentrizität mit gutem Erfolg durch elektrische Felddeformationen zu ersetzen. Grundsätzlich ist der Neigungseffekt des Habann-Rohrs in der gleichen Weise wie beim Magnetron von der Symmetrie des Elektrodenaufbaus und von den Betriebseinstellungen abhängig. Die Abb. 357 zeigt z. B. eine beliebige herausgegriffene Kurvenschar, die an einer vollkommen symmetrisch aufgebauten Röhre beobachtet worden ist [14]. Die obere Kurve gilt für optimales Anodenpotential. Die Elektronen erreichen schon bei $\alpha = 0$ den günstigsten Abstand $a \sim r_a$, so daß die Drehung der Röhre nur Verschlechterung hervorbringt. Bei zu niedrigen Anodenspannungen ist der Abstand der virtuellen Kathode von der Anodenfläche zu klein, um selbst unter der zusätzlichen Wirkung der überlagerten Segmentwechselspannungen noch Elektronen zur Anode gelangen zu lassen. In diesem Fall können die Elektronen nur auf schrägliegenden Schraubenbahnen, also nach mehreren Umläufen, den Abstand r_a überwinden und in die für die Schwingungsaufzucht erforderliche Nähe der Anode gelangen. Also liegt bei $E_a < E_{opt}$ seitlich von $\alpha = 0$ je ein Maximum. Der hiermit verbundene unsymmetrische Ablauf der Elektronenbewegung findet in dem Aufglühen je eines halben Zylinderendes, ähnlich wie in Abb. 310 seinen sichtbaren Ausdruck.

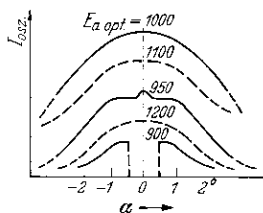


Abb. 357. Abhängigkeit des Schwingungsstroms vom Drehwinkel bei symmetrischer Röhre nach Fritz.

Unter günstigen Umständen, d. h. wenn alle Vorsichtsmaßregeln gegenüber sekundären Störungen, wie Kathodenaufheizung durch phasenfalsches Zurücklaufen der Elektronen oder durch Sekundäremission vom Heizfaden oder von den Segmentkanten beachtet werden, sind mehrere Anfachungsmaxima über dem Drehwinkel als Abszisse zu beobachten. Die Zwischenräume zwischen den einzelnen Extrema, die bei dem in Abb. 358 wiedergegebenen Beispiel etwa 2° betragen, hängen mit den einzelnen Elektronenumläufen oder richtiger mit den Schraubengängen der Elektronenbahnen zusammen. Dabei muß berücksichtigt werden, daß die Elektronenwendel in einer zylindrischen Röhre keine gerade Achse hat, sondern daß sich die Achse wegen der fortschreitenden Drehung von aufeinanderfolgenden Elektronenumläufen um den Heizfaden windet, so daß erst jeder vierte Schraubengang wieder die Anode tangieren kann. Zwischen je zwei aufeinanderfolgenden

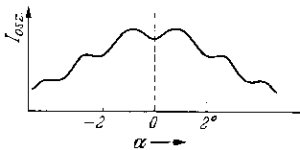


Abb. 358. Die Periodizität des Schwingungsstroms in Abhängigkeit vom Drehwinkel.

Extrema der Abb. 358 liegen demgemäß jedesmal vier Elektronenumläufe, was durch die Rechnung weitgehend bestätigt wird.

Die Selbsterregung von Schwingungen, wie sie z. B. den längeren Wellen in Abb. 356 entsprechen, ist von vornherein nur denkbar, wenn die Röhre entweder stark exzentrisch aufgebaut ist oder hinreichend schräg im Magnetfeld liegt. Andernfalls könnte nämlich, da die Magnetfeldstärke den kritischen Wert bei weitem übersteigt, überhaupt kein Leistungsumsatz in der Röhre stattfinden. Hat die Selbsterregung freilich einmal eingesetzt, dann bleibt die Anfachung auch bei stärkerer Variation der Betriebsverhältnisse bestehen, und so erklären sich die überaus starken Zieherscheinungen bei diesem Schwingungstypus. Beobachtet man hierbei die Schwingleistung in Abhängigkeit vom Neigungswinkel α , so erhält man grundsätzlich ein mit der Abb. 329 übereinstimmendes Bild.

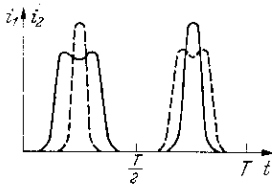


Abb. 359. Verlauf der Segmentströme während einer Periode im überspannten Zustand nach Ponte.

Je nach dem Betriebszustand und je nach den dynamischen Abwicklungsvorgängen im Entladungsraum zeigt der Elektronenwiderstand zwischen den Segmenten einen linearen oder einen komplexen nicht-linearen Charakter. Weit oberhalb von H_k kann das Habann-Rohr schließlich nur noch durch „Impulsanfachung“ wirken: Der Arbeitszustand ist überspannt. Nur während kurzer Bruchteile der ganzen Periodendauer erreichen die Segmentspannungen hinreichend hohe Werte, um die virtuelle Kathode bis in die Nähe der Anode heranzuziehen, und nur in diesen kurzen Zeitabschnitten findet eine Energielieferung an den Außenkreis statt. In der Abb. 359 ist ein für diesen überspannten Zustand typischer Verlauf der beiden Segmentströme während einer vollen Schwingungsperiode aufgetragen [45]. Man sieht, daß nur während ganz kurzer Zeiten der zum negativeren Segment übergehende Stromanteil den anderen überwiegt. Trotzdem kann man, wie aus der Theorie des Röhrens anders bekannt ist, noch erhebliche Hochfrequenzleistungen

erhalten, und der Nutzeffekt ist sogar am größten, da die Gleichstromleistung kleiner ist als bei allen anderen Einstellungen. Ein gewisser Nachteil des überspannten Zustands liegt in der Schwingungsinstabilität, was sich bei der Modulation des Habann-Generators ungünstig auswirkt.

Als unmittelbare Folgerung aus der stark verzerrten Kurvenform geht die Möglichkeit der Anfachung höherer Harmonischer mit aller Deutlichkeit hervor. Diese Erwartung wird durch das Experiment bestätigt, und zwar nicht nur für die zweite Harmonische, die unter Umständen mit dem Ordnungsbereich $z=2$ zusammenfallen kann, sondern auch für die dritte Harmonische, die auf Grund des oben beschriebenen Anfachungsmechanismus überhaupt nicht anders zu erklären ist [44]. Allerdings konnten diese Oberwellen bisher nur in zweiteiligen Röhren beobachtet werden, deren Segmente durch einen Kurzschlußbügel auf die erforderliche Frequenz abgestimmt sind. Bei vierteiligen Anoden ist die erforderliche Abstimmung der Segmente wegen der Länge der Kurzschlußbügel nicht mehr durchführbar. Die Energie der Oberschwingungen ist naturgemäß sehr gering.

d) Wellenlängen und Nutzeffekte.

Aus der Kenntnis der theoretischen Zusammenhänge zwischen Anodenradius, Anodenspannung, Magnetfeldstärke, Segmentzahl und Frequenz lassen sich genaue Bemessungsregeln zum Bau von Röhren für bestimmte Wellenlängen und Betriebsverhältnisse ableiten. Außerdem ist der Nutzeffekt für den praktischen Betrieb von großer Bedeutung. Während man sich noch vor kurzer Zeit bei der Erzeugung ungedämpfter ultrakurzwelliger Schwingungen mit Wirkungsgraden von wenigen Prozent zufrieden gab, sind die Ansprüche auf Grund der neueren Entwicklung der Habann-Röhre so gestiegen, daß man selbst im Dezimeterwellengebiet Nutzeffekte von 50%, wie sie auch in anderen Wellenbereichen üblich sind, als selbstverständlich erachtet.

Genaue Angaben über Hochfrequenzleistung und Wirkungsgrad sind im Dezimeterwellengebiet nur schwer zu machen, da exakte Methoden zur Messung der vom Sender tatsächlich gelieferten Leistung heute noch fehlen. Das einfachste Verfahren besteht darin, die erzeugte Hochfrequenzleistung in einer Glühlampe zu verbrauchen, deren Helligkeit und Energieverbrauch man visuell auf ungefähr 5% abschätzt oder mit einer gleichstromgespeisten Lampe gleicher Bauart vergleicht. Die Glühlampe wird entweder einfach zwischen die Lecher-Drähte gehalten, wobei die über die Fäden fließenden hochfrequenten Ausgleichsströme die Lampe zum Leuchten bringen oder besser schaltet man die Glühlampe in einen mit dem Sender induktiv gekoppelten Sekundärkreis. Bei dem komplizierten Scheinwiderstand, den eine Glühlampe beispielsweise bei 10^9 Hz darstellt, wird jedoch nur ein Bruchteil der gesamten Wirkleistung von den Glühfäden absorbiert, während der Rest in den Schaltelementen und im Lampensockel verloren geht. Somit ergibt diese Methode nur eine untere Mindestleistung.

Weit besser wird die Leistung durch Spannungs- oder Strommessung an einer Antenne charakterisiert, wobei der Strom in der Mitte der

Antenne mit einem Glühlämpchen oder Thermoinstrument, die Spannung an den Antennenenden mit einem Röhrenvoltmeter oder mit einem statischen Voltmeter gemessen werden kann. Da Strom- und Spannungsmessung einander naheliegende Werte ergeben, kann man annehmen, daß diese Methode die wirkliche Hochfrequenzleistung am besten trifft, zumal sie die unmittelbar von der Antenne abgestrahlte Leistung erfaßt, die für praktische Verwendung eines Senders am meisten interessiert.

Drittens sind noch die kalorimetrischen Methoden zu erwähnen. Hierbei kann man so vorgehen, daß man entweder die Temperatur des Röhrenkollbens mit einem Thermoelement mißt, und die entsprechende Leistungsdifferenz im schwingenden und im nichtschwingenden Zustand ermittelt, oder man mißt die verschiedenen Temperaturen des Anodenzylinders mit einem Strahlungs-pyrometer oder mit einer Photozelle. Das letzte Verfahren kann freilich nur bei einigermaßen gleichmäßiger Erhitzung des Anodenblechs Anspruch auf Genauigkeit machen, eine Annahme, die beim Magnetron, besonders wenn es schräg im Magnetfeld steht, keineswegs erfüllt ist. Als sicherste und bequemste Methode ist daher die Bestimmung der Leistung durch Strommessung in einer Antenne zu bezeichnen.

Ein wirkungsvoller Energieumsatz kann von vornherein nur erwartet werden, wenn der Scheinwiderstand des Belastungskreises dem Elektronenwiderstand zwischen den Segmenten einigermaßen angepaßt ist. Zwar ist die Energiebilanz des Habann-Senders noch bei stark gedämpften Kreisen, die sich mit Rückkoppelschaltungen längst nicht mehr erregen lassen, positiv zu erhalten, doch zwingt auch hier die Rücksicht auf ein genügend großes L/C zu einer Beschränkung der inneren Röhrenkapazität. Nimmt man den Anodenradius in Hinblick auf die gewünschte Wellenlänge und die zur Verfügung stehende Spannung als gegeben an, so ist dadurch auch die Spaltbreite, die $\frac{1}{10} d_a$ nicht überschreiten soll, festgelegt. Die Röhrenkapazität hängt damit nur noch von der axialen Länge des Elektroden-systems ab. Diese kann jedoch nicht verkürzt werden, ohne die Leistungsaufnahme zu bescheiden, und aus diesem Grunde muß man auch beim Habann-Rohr bestrebt sein, die thermische Belastbarkeit der Anoden-segmente durch die bekannten Mittel wie Schwärzung, Kühlfahnen, durch Wärmeableitung über die Halterung oder über die Schließungsbügel und durch besonders sorgfältige Entgasung nach Möglichkeit zu steigern. Obwohl die spezifische Anodenbelastbarkeit von normalen Röhren mit $5\text{--}8 \text{ W/cm}^2$ Anodenoberfläche angegeben wird, gelangt man unter sorgfältiger Anwendung der angegebenen Vorsichtsmaßnahmen bis zu 60 W/cm^2 . Eine unliebsame Beschränkung tritt freilich dadurch ein, daß sich die Erhitzung meistens auf einzelne Teile des Anoden-zylinders, vorzugsweise auf die Segmentkanten konzentriert, was durch die Wärmeleitung des Anodenblechs nur unvollkommen ausgeglichen werden kann.

Selbstverständlich läßt sich die thermische Belastbarkeit der Segmente durch Wasserkühlung um eine Größenordnung heraufsetzen. Zu- und Ableitung der Kühlflüssigkeit ist praktisch besonders einfach zu bewerkstelligen, wenn man mit einem die Röhre durchsetzenden Paralleldrahtsystem nach Art der Abb. 338 arbeitet, weil man das Kühl-

mittel über die zu diesem Zweck rohrförmig auszugestaltenden Lecher-Leiter den Segmenten zu- und wieder abführen kann, ohne den hochfrequenten Schwingungszustand zu stören. Es ist durchaus möglich, auf diese oder ähnliche Weise Habann-Röhren zu bauen, die Gleichstromleistungen von einem Kilowatt aufzunehmen und wirksam zu verarbeiten vermögen.

Um einen Überblick über die im gegenwärtigen Entwicklungsstadium zu erreichenden Wellenlängen und Hochfrequenzleistungen zu geben, seien im folgenden verschiedene praktisch erprobte Habann-Röhren diskutiert: Nimmt man E_a zu 1000 V und r_a zu 0,25 cm an, so liefert eine zweigeteilte Anode im vierten Ordnungsbereich ($z=4$) eine Welle von 50 cm, wobei das Magnetfeld 800 G betragen muß. Geht man bei demselben Anodenradius zu einer vierteiligen Anode über, so würde man mit einem Viertel der Anodenspannung und mit dem halben Magnetfeld auskommen oder man hat die Wahl, r_a und damit die Anodenoberfläche sowie die umsetzbare Leistung zu verdoppeln und das frühere Anodenpotential beizubehalten.

Wenn man mit dem Anodendurchmesser auf 2 mm heruntergeht, lassen sich äußerst kurze Wellen mit sehr niedrigen Anodenpotentialen und mit verhältnismäßig schwachen Magnetfeldern, die bequem von permanenten Magneten geliefert werden können, herstellen. In der Abb. 360 ist eine derartige vierteilige Röhre gezeigt, deren Anodenradius nur 0,11 cm beträgt bei einer Länge der Segmente von 0,6 cm [13]. Die Durchrechnung dieser Röhre auf Grund der obigen Formeln ergibt für $z=2$ eine Welle von 50 cm schon bei $E_a=50$ V und $H=425$ G, während man für eine Welle von 25 cm ein E_a von 200 V und das doppelte Magnetfeld benötigt, wobei der Wirkungsgrad rund 10% beträgt.

Wenn es sich um die Erzeugung möglichst hoher Frequenzen handelt, arbeiten die Röhren am günstigsten, die den ganzen Resonanzkreis im Inneren des Glaskolbens enthalten, wie in Abb. 335 gezeigt. Die für zwei derartige zweigeteilte Röhren geltenden optimalen Betriebsdaten, Leistungen und Wirkungsgrade sind in der folgenden Tabelle zusammen-



Abb. 360. Vierteilige Habann-Röhre mit 0,22 cm Anodendurchmesser (Telefunken).

d_a mm	l_a mm	l mm	z cm	E_a V	I_a mA	W_a W	W_z	$\eta\%$
5	15	40	47	1000	140	140	35	25
		30	40	1525	40	68,6	17	25
		25	37	1590	39	62	14	21
		15	31	2400	35	84	13	15
3	15	15	30	600			25	40
	7	15	24	500			10	25

gestellt, und zwar in Abhängigkeit von verschiedenen Längen l des Drahtbügels (Breite $b = 20$ mm). Man sieht, wie der Nutzeffekt mit kürzer werdenden Wellen trotz entsprechender Erhöhung von E_a stetig absinkt, weil die Anpassung wegen der gleichbleibenden Röhrenkapazität immer schlechter wird [34].

Die untersten beiden Zeilen beziehen sich auf eine Röhre mit 3 mm Durchmesser und mit verschiedenen Systemlängen l_a und zeigen, daß man nicht nur mit sehr viel niedrigeren Anodenspannungen auskommt, sondern auch sehr viel bessere Nutzeffekte erzielt. Als Optimum wurde bei diesen Versuchen $\lambda = 30$ cm mit $E_a = 350$ V erhalten bei 11 W Leistung und 60% Nutzeffekt.

Zwecks Verbesserung der Wärmeabstrahlung, Verringerung der Verluste und aus Gründen der mechanischen Festigkeit erscheint es zweckmäßig, den Verbindungsbügel, welcher die beiden Segmente zu einem Resonanzkreis zusammenschließt, aus einem breiten Blechstreifen anzufertigen (Abb. 361). Neben den eben diskutierten Größen b , l und l_a wird die angefachte Resonanzwelle dann noch von der Breite b' des Blechbandes mitbestimmt [46].

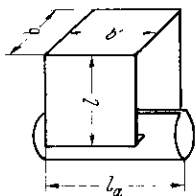


Abb. 361.
Habann-Röhre mit
Bändchenkreis.

Die höchsten erreichbaren Frequenzen sind natürlich wegen der niedrigen Ordnungszahl ($z = 1$) von den Elektronenschwingungen zu erwarten, deren Ablauf grundsätzlich derselbe ist, wie im einfachen Magnetron. Nur ergibt die günstigere Ausgestaltung des Resonanzsystems eine festere Kopplung mit der schwingenden Raumladung und bessere Wirkungsgrade. Da beim zweiteiligen Habann-Rohr der Ordnungsbereich $z = 2$ ganz ausfällt, müssen sich die Wellenlängen der Habann-Schwingungen zu den Elektronenwellen ungefähr wie 4:1 verhalten. Dieses Verhältnis tritt mit aller Deutlichkeit schon in den frühesten Untersuchungen von Okabe zutage, der in ein und derselben Röhre mit nur wenig veränderten Betriebsverhältnissen die Wellen 14,5 und 3,16 cm beobachtet, die sich wie 4,6:1 verhalten [47]. Um deutlicher zu zeigen, wie die für beide Schwingungsformen günstigsten Einstellungen liegen, sind in der folgenden Tabelle die optimalen Spannungen, Magnetfelder und Wellenlängen für drei Röhren mit verschiedenen Anodendurchmessern zusammengestellt [45]:

d_a mm	E_a opt V	H G	λ_{Hab} cm	H G	λ_{El} cm	$\frac{\lambda_{\text{Hab}}}{\lambda_{\text{El}}}$
5	550	780	85	660	22,5	3,8
10	550	600	180	330	45	4
20	800	350	400	190	79	5,1

In Anbetracht der breiten Einstellmöglichkeit und der Rückwirkung der äußeren Abstimmung ist eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen Forderung zu erkennen.

Bei günstiger Anordnung des Außenkreises und bei günstigem Aufbau des Elektrodensystems geben die Elektronenschwingungen ebenfalls

einen praktisch brauchbaren Wirkungsgrad, der zwar unterhalb dem der eigentlichen „Drehfeldschwingungen“ liegt, in Anbetracht der sehr viel kürzeren Welle aber in Kauf genommen werden kann. So liefert z. B. die in Abb. 338 dargestellte Röhre bei der Ordnungszahl $z=1$ eine 10-cm-Welle mit 0,5 W Leistung und 5% Nutzeffekt.

Was die genaue Beziehung zwischen Wellenlänge und Betriebsdaten, in erster Linie zwischen Anodenspannung und Magnetfeld betrifft, so zeigen sich im Gegensatz zum einfachen Vollandenmagnetron unter Umständen erhebliche Abweichungen von der Theorie, die durch Koppel-effekte zwischen der schwingenden Raumladung und den mannigfaltigen Resonanzgebilden in der Habann-Röhre verursacht werden. Als weiterer Störfaktor muß schließlich noch auf die unvermeidlichen Restgase hingewiesen werden. Es wurde festgestellt, daß ein und dieselbe Röhre imstande ist, je nach dem Vakuum Schwingungen mit verschiedenen Wellenlängen zu erzeugen, und zwar wird die Welle mit zunehmendem Alter der Röhre infolge Vakuumverschlechterung durch Gasausbrüche usw. immer länger, bis die Schwingungen schließlich ganz aufhören [39].

e) Modulation.

Die Modulation eines Habann-Generators bereitet weiter keine Schwierigkeiten, wenn die Röhre mit „statischer“ Anfängung, d. h. in dem Gebiet arbeitet, dessen Ordnungszahl gleich oder größer als 4 ist. Die hier grundsätzlich geltende Modulationskennlinie $I_{osz} = f(E_a)$ ist zusammen mit der statischen Anodenstromkennlinie in der Abb. 362 dargestellt [45]. Man kann daran denken, die Modulation entweder auf dem linken oder auf dem rechten Ast der Modulationskurve vorzunehmen. Abgesehen davon, daß der linke, im Raumladungsbereich liegende Ast leicht störende Unstetigkeitsstellen und Zieherscheinungen enthält, ist dem rechten Ast deshalb der Vorzug zu geben, weil er ganz im Sättigungsgebiet verläuft, und weil der statische Innenwiderstand Anode—Kathode infolgedessen unendlich ist. Man kann den Generator also ohne Verbrauch an Steuerleistung modulieren. Die Steilheit der Modulationskennlinie hängt mit den Röhrenabmessungen und mit dem Scheinwiderstand des Außenkreises zusammen. Bei einem Anodendurchmesser von 5 mm, einer Wellenlänge von 85 cm und einem Sättigungspotential von 600 V wird der ganze abfallende Kurvenast bereits bei einer zusätzlichen Spannung von 80 V durchlaufen.

Eine für Anodenspannungsmodulation geeignete Parallelröhrenschaltung ist in Abb. 363 wiedergegeben. Die Röhre R erzeugt am Belastungswiderstand W die Modulationsspannungen, die sich den Segmenten

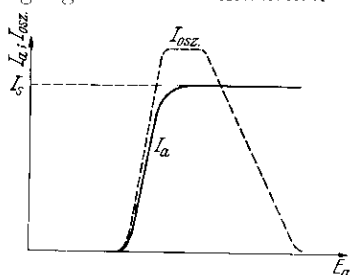


Abb. 362. Modulationskennlinie und Anodenstromkurve.

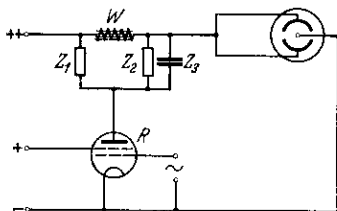


Abb. 363. Parallelröhrenmodulation.

des Habann-Generators mitteilen. Die Glieder Z_1 , Z_2 und Z_3 sind mit Rücksicht auf einen günstigen Frequenzverlauf vorgesehen. Da der Generator keinen Modulationsstrom aufnimmt, braucht man die Parallelröhrenstufe nur in Hinsicht auf eine möglichst hohe Spannungsverstärkung zu bemessen, wozu sich bei nicht zu großen Belastungswiderständen, um deren Spannungsabfall sich ja die Speisespannung für den Generator erniedrigt, Doppelgitterröhren am besten eignen. Eine andere Methode der Spannungsmodulation besteht darin, das Modulationsrohr mit dem Senderrohr in Serie zu legen (Abb. 364) und das Habann-Rohr gewissermaßen als Anodenwiderstand für das Modulationsrohr arbeiten zu lassen. Da der Serienstrom auf dem Sättigungswert des Habann-Rohres unveränderlich festgehalten wird, arbeitet die Modulationsröhre mit der maximal möglichen Spannungsverstärkung.

Abb. 364.
Serien-
modulation.

Die Beeinflussung des Habann-Generators durch ein zusätzliches, dem konstanten „Vorspannfeld“ H_0 überlagertes magnetisches Modulationsfeld H_m bringt, wie leicht erklärlich, große Unbequemlichkeiten mit sich, schon wenn normale Sprachfrequenzen aufmoduliert werden sollen. Wird das magnetische Feld von einem Elektromagneten mit Eisenkern erzeugt, müssen lamellierte Kerne verwendet werden; trotzdem hat die Hysteresis und die große Induktivität der Modulationswicklung unvermeidliche Frequenzverzerrungen zur Folge. Bei kernlosen Feldspulen treten diese Nachteile zwar weniger hervor, doch sind bei diesen erhebliche Modulationsleistungen aufzuwenden. Nur in Verbindung mit der Spannungsmodulation kann die magnetische Modulation einen gewissen Vorteil bieten. Eine diese Kombinationsmethode verwirklichende Schaltung zeigt die Abb. 365 [45]. Das magnetische Modulationsfeld H_m wird unmittelbar vom Anodenstrom der Modulationsröhre R erzeugt, welche gleichzeitig auch als Parallelröhre arbeitet. Die Wirkungsweise der Schaltung ist leicht an Hand der Abb. 366 zu übersehen. Darin sind verschiedene Verschiebungskurven $I_{osz} = f(E_a)$ mit $H = H_0 + H_m$ als Parameter aufgetragen. Wegen der mit der Änderung von E_a gleichlaufenden Parallelverschiebung der einzelnen Kurven erfolgt die Modulation auf der durch die Punkte $C_0 - C_4$ gelegten Kurve, was eine bessere Aussteuerung und eine größere Modulationsempfindlichkeit ergibt. Kehrt man den Richtungssinn des magnetischen Modulationsfeldes um, d. h. läßt

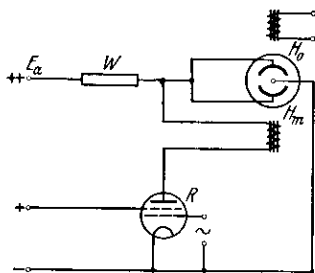


Abb. 365. Kombinationsmodulation nach Ponfe.

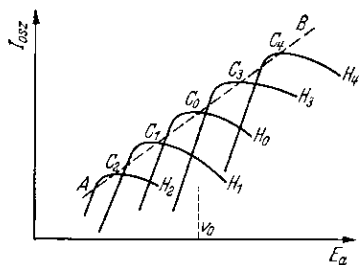


Abb. 366.
Kennlinienfeld zur Darstellung der
Kombinationsmodulation.

den Richtungssinn des magnetischen Modulationsfeldes um, d. h. läßt

man beide Modulationsarten in entgegengesetztem Sinne wirken, so verringert sich die Modulationsempfindlichkeit und man gelangt zu den in Abschnitt 1 B dieses Kapitels besprochenen Stabilisierungsmethoden. Auf diesem Wege ergibt sich auch die Möglichkeit, ein Magnetron mit Wechselspannung zu speisen, wobei die Anfachung freilich nur in dem Gebiet stabilisiert ist, in dem die Momentanwerte der Speisespannung in den positiven Halbperioden den Sättigungswert der Magnetronspannung überschreiten.

Ist die Modulation eines Habann-Generators bei längeren Wellen somit verhältnismäßig einfach, so wachsen die Schwierigkeiten um so mehr, je höher die erzeugte Frequenz ist. Das liegt grundsätzlich daran, daß von der Ordnungszahl 4 ab, sobald die Elektronenumläufe eine Rolle spielen, nur ein ziemlich eng begrenzter Anodenspannungsbereich für die Anfachung erforderlich ist, und daß der Anfachungsmechanismus durch Veränderung der elektrischen oder magnetischen Felder über dieses Gebiet hinaus zerstört wird, statt in seiner Amplitude verändert zu werden. Zudem weisen die Modulationskennlinien unter ungünstigen Umständen mehrere Unstetigkeitsstellen auf, die eine amplitudengetreue Beeinflussung nur in ganz kleinen Bereichen zulassen. Eine praktisch befriedigende Aussteuerung des Senders ist dann nur mit konstantem Ton durchführbar, indem man durch Überlagerung einer tonfrequenten Modulationsspannung das Anodenpotential periodisch in das für die Schwingungsanfachung geeignete Gebiet überführt.

Um die Anfachungsbedingungen für einen weiten Bereich der Spannungen wenigstens in einem Teil der Röhre aufrecht zu halten, hat man versucht, die Röhre bewußt unsymmetrisch zu bauen, ihr eine leicht konische Anode zu geben, den Faden schräg, exzentrisch oder gekrümmt anzubringen u. dgl. Auch durch Schrägstellung der Röhre im Magnetfeld läßt sich unter Umständen ein günstiger Einfluß auf die Modulationskennlinie ausüben. Aus demselben Grund ist man dazu gekommen, eine unsymmetrische Modulation zu bewirken, indem man nur einem Segment oder einem Segmentpaar die Modulationsspannungen überlagert werden, während die übrigen Segmente festes Potential beibehalten [48]. Diese unsymmetrische Wirkung wird bei Gegentaktmodulation der beiden Segmentspannungen beispielsweise mit zwei im Gegentakt arbeitenden Parallelröhren noch wesentlich verstärkt. Die unvermeidlichen Unsymmetrien und Exzentrizitäten des Aufbaues lassen jedoch in beiden Segmentkreisen unterschiedliche Modulationskennlinien entstehen, denen die Modulationsspannungen in jedem Einzelfall und bei jeder Einstellung sorgfältig angepaßt werden müssen. Hier läßt sich eine gewisse Stabilisierung durch die in Abb. 367 gezeigte Balanceschaltung herbeiführen.

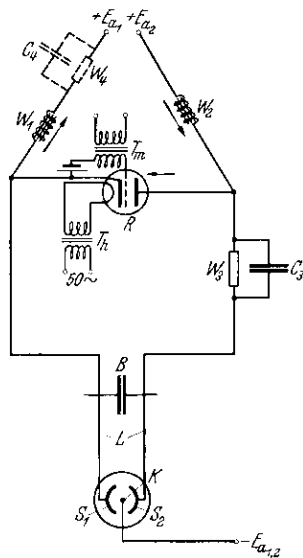


Abb. 367. Balanceschaltung.

Das Modulationsrohr R liegt in einer Brücke, deren symmetrische Zweige von den Innenwiderständen der beiden Segmente S_1 und S_2 gegen Kathode und den Widerständen W_1 und W_2 gebildet werden. Um der Röhre R die zu ihrem Betrieb notwendige Anodenspannung zu erteilen, können beide Zweige mit verschiedenen Spannungen E_{a1} und E_{a2} gespeist werden, wobei das Überwiegen von E_{a2} in bezug auf den Generator durch den Spannungsabfall am Widerstand W_3 wieder auszugleichen ist oder man arbeitet mit einer einzigen Speisespannung und erzeugt die Anodenspannung für die Querröhre durch den gestrichelt eingezeichneten Widerstand W_4 . Man sieht jedenfalls, daß die bei Störung des Brückengleichgewichts durch die Querröhre entstehenden Spannungsschwankungen in dem Zweig am stärksten zur Auswirkung gelangen, dessen Segmentwiderstand der größere und dessen Modulationskennlinie die flachere ist. Auf diese Weise ist automatisch für eine Ausbalancierung in dem jeweils günstigsten Sinne gesorgt.

Ein anderes Verfahren sucht einen unmittelbaren Eingriff in die Feldverteilung im Habann-Rohr folgendermaßen zu vermeiden: Die Segmente sind mit zahlreichen und ziemlich großen Löchern versehen, durch welche eine um die Segmente herumgehende besondere Modulationselektrode, welche von Hochfrequenz frei ist, hindurchgreift [49].

Ganz unbrauchbar werden die Modulationskennlinien, wenn der Schwingungszustand des angefachten Resonanzkreises nicht eindeutig ist, sondern wenn mehrere Freiheitsgrade möglich sind. Hierbei braucht es sich durchaus nicht etwa um den Außenkreis allein zu handeln, dessen Freiheitsgrade man durch passende Ausgestaltung einigermaßen beherrscht, viel schlimmer sind die unkontrollierbaren Resonanzen im Inneren der Röhre, wie sie durch die Eigenschwingungen der verschiedenen Elektroden und ihrer Halterungen hervorgerufen werden. Besonders bei den kürzesten Wellen um 10 cm treten diese Störeffekte so stark hervor, daß man am zweckmäßigsten zu den im Abschnitt 5 A des Kapitels 2 besprochenen indirekten Modulationsverfahren übergeht, die entweder auf die Energieübertragung vom Sender auf die Antenne einwirken, oder die Intensität der abgestrahlten Wellen durch Energieabsorption beeinflussen. Sofern die Rückwirkungen auf den Generator selbst gering sind, findet kein Eingriff in den eigentlichen Aufachungsmechanismus statt, und es läßt sich infolgedessen unschwer eine stetige Modulation, wie sie für Sprache, Musik und Fernsehen erforderlich ist, gewinnen.

3. Die Dreipolröhre im Magnetfeld.

Sieht man eine Dreipolröhre mit positiver Anode und negativem Raumladegitter oder in Bremsfeldschaltung als Sonderfall einer Zweipolröhre an, so ist es einleuchtend, daß auch in dieser Magnetronschwingungen erwartet werden können und daß im Fall der Bremsfeldschaltung, wo ja schon ohne zusätzliches Magnetfeld Elektronenschwingungen vorhanden sind, eine Beeinflussung derselben durch das magnetische Quersfeld stattfinden muß. Um diese Erscheinungen in groben Zügen zu

beleuchten, seien einige kurze Betrachtungen über die grundsätzlichen Magnetronkennlinien einer Dreipolröhre vorausgeschickt.

A. Die statischen Magnetronkennlinien.

Während es bei der Magnetrondiode nur eine einzige kritische Magnetfeldstärke gibt, hat man bei der Dreipolröhre mit positivem Gitter und mit positiver Anode ($E_g \sim E_a$) hauptsächlich zwei kritische Feldstärken zu unterscheiden, nämlich erstens einen für den Anodenstrom geltenden Wert H_{ka} und zweitens ein für das Gitter geltendes H_{kg} [50, 51]. Der Wert H_{ka} entspricht der kritischen Feldstärke einer Zweipolröhre mit gleichem Anodendurchmesser, denn hier wie dort beginnen die Elektronen vor der Anode umzukehren. Die Hullschen Formeln gelten jedoch nicht mehr, weil das zwischen Anode und Kathode liegende Gitter den Verlauf des Beschleunigungsfeldes gegenüber dem einfachen Magnetron zu sehr verändert. Ist H_{ka} erreicht, dann findet die Unterteilung der Elektronenströmung statt, und mit größer werdender Magnetfeldstärke kehrt ein immer größerer Teil der Elektronen zum Gitter zurück und läßt den Gitterstrom ansteigen. Wird das Magnetfeld noch mehr verstärkt, so kehren die Elektronen schließlich schon vor Erreichen des Gitters um, und man erhält die kritische Feldstärke für den Gitterstrom. Die durch die Ungleichförmigkeit des Gitters hervorgerufenen Feldverzerrungen bewirken erstens, daß das magnetische Querfeld nicht zur gesamten Elektronenströmung senkrecht gerichtet ist, und zweitens verbreitern sie das Geschwindigkeitsspektrum. Beide Erscheinungen kommen in einer merklichen Verflachung der Magnetronkennlinie des Gitterstroms zum Ausdruck und lassen den aus den Kennlinien ermittelten Wert für H_{kg} kleiner erscheinen als er nach der Hullschen Theorie zu erwarten wäre. Die Abb. 368 zeigt den grundsätzlichen Verlauf der Magnetronkennlinien einer Dreipolröhre für $E_a \simeq E_g$. In Wirklichkeit liegen die Verhältnisse wegen der mit dem Gitterpotential zusammenhängenden Raumladungsverteilung und wegen Sekundäremission wesentlich verwickelter, doch sind diese Sekundäreffekte im Rahmen der folgenden Betrachtungen belanglos.

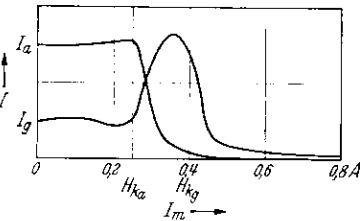


Abb. 368. Magnetronkennlinien einer Dreipolröhre.

Ist $E_g < E_a$, so wird die Elektronengeschwindigkeit beim Passieren des Gitters vermindert, und der Abfall des Anodenstroms setzt früher und mit niedrigerer Steilheit ein. Ein negatives Gitterpotential bremst die Elektronen, so daß I_a schon bei ganz schwachen Magnetfeldern abzusinken beginnt. Ist $E_g > E_a$, was schließlich zur Bremsfeldschaltung führt, dann tritt der Anodenstrom mehr und mehr zurück. Damit verschwindet aber auch das erste Ansteigen von I_g , und die Gitterstromkennlinie nimmt die vom einfachen Magnetron her bekannte Gestalt an, nur bleiben die durch die Ungleichförmigkeiten des Gitters hervorgerufenen Verflachungen bestehen.

B. Beeinflussung des Bremsfeldgenerators durch ein magnetisches Querfeld.

Der zu Anfang dieses Kapitels angestellte Vergleich zwischen Magnetron und Bremsfeldröhre (S. 259) hatte das Ergebnis erbracht, daß das magnetische Querfeld in seiner Wirkung einer gewissermaßen immateriellen Brems Elektrode gleichbedeutend sei. Läßt man daher auf einen normalen Bremsfeldsender ein zusätzliches magnetisches Querfeld einwirken, dann ist ohne weiteres eine Beeinflussung der Elektronenfrequenz zu erwarten.

Normalerweise setzen die Elektronenschwingungen in der Bremsfeldröhre bekanntlich ein schwach negatives Bremspotential voraus, während bei zu hoch positiver Bremsspannung alle durch das Gitter hindurchfliegenden Elektronen von der Brems Elektrode abgefangen werden. In diesem Fall kann das unzureichende elektrische Bremsfeld jedoch durch ein zusätzliches magnetisches Bremsfeld soweit verstärkt werden, daß wieder Schwingungen einsetzen [52].

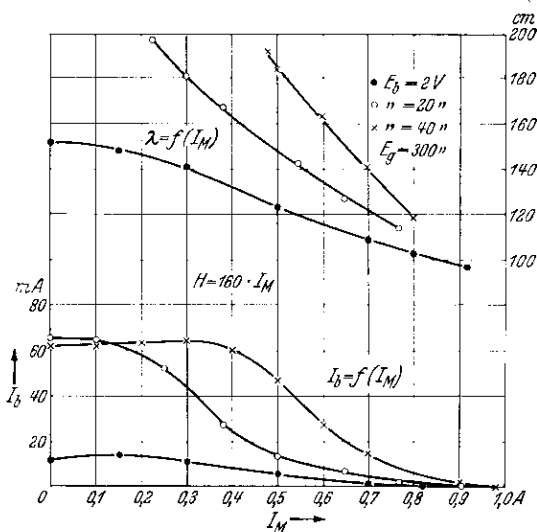


Abb. 369. Kompensation eines positiven Bremspotentials durch ein magnetisches Querfeld nach Hellmann.

Abb. 369 ist zu entnehmen, daß bei positivem Bremspotential ($E_b = 20$ und 40 V) tatsächlich in dem Moment wieder Schwingungen beobachtet werden können, in dem das magnetische Querfeld den aus der statischen Anodenstrom-Magnetronkennlinie zu entnehmenden kritischen Wert H_{krit} überschreitet [53]. Die Wirkung des Magnetfelds über diesen Wert hinaus kommt in einer deutlichen Erhöhung der Frequenz zum Ausdruck.

Eine entsprechende Wellenverkürzung tritt auch bei negativem Bremspotential auf, wenn die Röhre schon ohne ein magnetisches Hilfsfeld Schwingungen liefert. Auf Grund von Meßergebnissen läßt sich die Wirkung des magnetischen Bremsfeldes durch ein äquivalentes elektrisches Bremsfeld kennzeichnen, wobei die Wellenlänge in beiden Fällen gleich sein soll. Die Abstimmkurven des Bremsfeldgenerators mit ihren verschiedenen Frequenzgebieten verlaufen grundsätzlich analog, mag die Welle durch ein elektrisches oder durch ein magnetisches Bremsfeld variiert werden.

C. Magnetronschwingungen im Dreipolrohr.

Verstärkt man das auf eine Bremsfeldröhre einwirkende Magnetfeld mehr und mehr, so reißen zunächst die vorerwähnten, dem normalen

Bremsfeldbetrieb entsprechenden Elektronenschwingungen ganz ab. Mit Überschreitung der auf das Gitter bezogenen kritischen Magnetfeldstärke H_{kg} zeigt sich jedoch ein neuer Schwingbereich, für den das Gitter ebenso wie die Anode eines Vollandmagnetrons wirkt. Diese Schwingungen zeigen in ihrer Abhängigkeit von den Betriebsdaten alle vom einfachen Magnetron her bekannten Erscheinungen und unterliegen z. B. auch dem Neigungseffekt. Wegen der Feldverzerrungen durch die Unregelmäßigkeiten des Gitters erreicht die Intensität der Schwingungen in der Dreipolröhre bei weitem nicht die im Vollandmagnetron auftretenden Intensitäten [22]. Die Anode, die an der Schwingungsanfachung unbeteiligt ist, kann frei bleiben, doch liegt der Gedanke nahe, den Durchgriff des Anodenpotentials durch das Gitter zur Modulation dieser Magnetronschwingungen auszunutzen (vgl. S. 294). Praktisch stehendem indessen die sehr hohen Modulationsspannungen und außerdem der geringe Nutzeffekt der gitterförmigen Magnetronanoden entgegen.

In besonders konstruierten Röhren kann durch die Magnetronschwingungen der aus Gitterwendel und Haltebügel gebildete Schwingungskreis in Eigenschwingungen versetzt werden. In einigen Fällen wurde hierbei eine Welle von der halben Länge der Grundwelle dieses kleinen Resonanzsystems gemessen, was am einfachsten dadurch erklärt wird, daß der Wendelkreis nicht wie bei der elektrischen Bremsfeldmethode im Gegentakt, sondern im Gleichtakt schwingt [54].

Schließlich ist noch zu erwähnen, daß die Dreipolröhre auch bei positiver Anode und mit schwach positiv oder negativ vorgespanntem Gitter bei Feldstärken in der Umgebung von H_{ku} Schwingungen erzeugen kann, worauf gewisse Unregelmäßigkeiten und kleine Maxima in den Gitterstromkurven hindeuten. Die Intensität dieser Schwingungen ist aber so gering, daß sie sich nur mit hochempfindlichen Meßgeräten nachweisen läßt und nicht einmal ausreicht, um die Wellenlänge mit Sicherheit zu messen. Die inhomogene Feldverteilung in der Umgebung des Gitters, also an einer Stelle, wo die Elektronen nur erst geringe Geschwindigkeit erlangt haben, muß auf die Anfachungsverhältnisse einen außerordentlich ungünstigen Einfluß ausüben. Aus diesem Grunde scheidet praktisch auch die Modulation eines Magnetrons oder Habann-Senders durch eine gitterförmige Steuerelektrode aus.

Fünftes Kapitel.

Die Erzeugung ultrakurzer Wellen durch Elektronenströmungen.

1. Statisch negative Widerstände.

Bei der Schwingungsanfachung durch Rückkopplung liegen die Verhältnisse so, daß der an sich positive innere Widerstand eines geeigneten Steuerorgans, nämlich der Elektronenröhre durch einen phasenrichtig wirkenden Steuervorgang negativ gemacht wird. Indessen gibt es auch Strombahnen, deren statischer Widerstand bereits negativ ist und die daher ohne eine eigentliche Rückkopplung einen je nach ihrem Widerstandswert parallel oder in Serie liegenden Resonanzkreis in Schwingungen setzen, sofern sie nur die zur Überwindung der Dämpfung erforderliche Leistung aufzubringen vermögen. Als derartige statisch negative Widerstände sind in der allgemeinen Hochfrequenztechnik an erster Stelle der Lichtbogen und das Dynatron bekannt.

A. Der Lichtbogen.

Der elektrische Lichtbogen wurde auf Grund seiner fallenden Charakteristik schon frühzeitig zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen sehr hoher Frequenz verwendet und gerade für ultrakurze Wellen muß er als einfachster negativer Widerstand besonders geeignet erscheinen. So haben denn auch verschiedene Forscher in Metalllichtbögen von 0,1—0,5 mm Länge bei Betriebsspannungen bis zu einigen 1000 V äußerst kurze Wellen von der Größenordnung einiger Meter abwärts bis zu etwa 60 cm beobachtet [1], doch handelt es sich hier um Schwingungen dritter Art, d. h. um mehr oder weniger gedämpfte Schwingungen. Jedenfalls zeigen alle Versuche, daß der Lichtbogen bei sehr hohen Frequenzen wegen seiner starken Hysteresis als Ionenstrecke nur durch Stoßerregung wirken kann und daß diese Hysteresis allen Bestrebungen, die Frequenz weiter zu steigern, bald ein Ziel setzt. Erst Sahanek [2] konnte mit einem zwischen einer wassergekühlten Kupferkathode und einer Kohleanode in Leuchtgas von Atmosphärendruck brennenden Lichtbogen, dessen Elektroden als Hertzscher Dipol ausgebildet waren, ungedämpfte Schwingungen von einer Welle unter 1 m erhalten. Es ist indessen sehr wahrscheinlich, daß diese Schwingungen nicht mehr durch die fallende Lichtbogencharakteristik, sondern durch den von den glühenden Emissionszentren auf der Kathode ausgehenden Elektronenstrom angefacht werden, der von den Wechselfspannungen des Oszillators periodisch gesteuert wird. Für praktische oder Meßzwecke hat diese Art von Lichtbogenschwingungen ihrer geringen Intensität und ihrer Instabilität wegen bisher keine Bedeutung erlangt.

B. Das Dynatron.

Der äußeren Schaltung nach ist das Dynatron mit einer Bremsfeldröhre identisch, nur unterscheidet es sich durch eine etwas andere Betriebsweise, indem die Anodenspannung soweit positiv eingestellt wird, daß der durchs Gitter zur Anode übergehende Elektronenstrom mit einer bestimmten Mindestgeschwindigkeit, die für die üblichen Elektrodenmaterialien bei rund 10 V liegt, auf die Anode aufprallt und anstatt seine kinetische Energie nur in Wärme umzusetzen, sekundäre Elektronen aus dem Atomverband des Anodenblechs auslöst [3]. Mit wachsender Geschwindigkeit der Primärelektronen nimmt die Zahl der Sekundärelektronen zu, und kann bei geeigneten Anodenmaterialien bis auf den 20fachen Betrag der Primärelektronen ansteigen. Die Charakteristik eines Dynatrons setzt sich daher der Abb. 370 entsprechend aus zwei entgegengerichteten Kurvenzweigen zusammen, nämlich einmal dem ansteigenden Primärstrom i_p und zum anderen dem von $E_a \sim +10$ V an einsetzenden Sekundärstrom i_s . Von dem Punkt an, wo die negative Steilheit der Sekundärstromkurve die der primären Kurve überwiegt, wird die resultierende Gesamtkennlinie fallend und sinkt sogar, wenn i_s größer als i_p wird, unter die Abszissenachse ab. Der innere Anodenwiderstand eines Dynatrons ist also innerhalb eines bestimmten Spannungsbereichs negativ, und ein parallel liegender Resonanzkreis wird zu ungedämpften Schwingungen angeregt, wenn der Energiebilanz genügt wird, d. h. wenn die von dem negativen Dynatronwiderstand R abgegebene Leistung E^2/R während des Anschwingvorgangs größer als die vom Schwingkreis mit dem Scheinwiderstand W verbrauchte Leistung E^2/W ist, oder wenn, da die Spannungen an beiden Widerständen wegen der Parallelschaltung ja gleich sind, $W > R$ ist.

Das Dynatron ist bisher nur in einem einzigen Fall in Verbindung mit einer Lecher-Leitung zur Erzeugung einer Welle von 74 cm herangezogen worden [4]. Es kann jedoch bezweifelt werden, ob es sich in diesem Fall wirklich um Dynatronschwingungen und nicht etwa um Bremsfeldschwingungen gehandelt hat. Darauf deutet nämlich erstens die Spannungsabhängigkeit der erregten Frequenzen hin, die der bekannten Formel $\lambda^2 (E_g - E_a) = \text{const}$ gehorchte, und zweitens beträgt der negative Widerstand handelsüblicher Dreipolröhren im günstigsten Fall einige 1000 Ω und reicht damit zur Anfachung einer Lecher-Leitung mit etwa 500—1000 Ω kaum aus. Andererseits arbeitet die Bremsfeldmethode prinzipiell solange, als der Bremsstrom noch nicht gesättigt ist, so daß die vorliegende Deutung mit großer Wahrscheinlichkeit zutrifft.

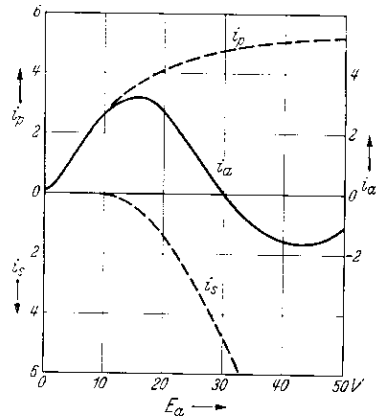


Abb. 370. Superposition von Primär- und Sekundärstrom zur Dynatronkennlinie.

2. Ultradynamische Widerstände.

In den vorhergehenden Kapiteln ist die Inversionstheorie in der Hauptsache auf Steuerkennlinien angewandt worden oder mit anderen Worten auf eine Elektronenströmung, deren Dichte durch einen besonderen Steuervorgang, sei es nun durch Beeinflussung der Raumladungsverteilung oder sei es durch Beeinflussung einer virtuellen oder einer wirklichen Emissionsquelle variiert wurde. Erst wenn diese Steuerung über eine äußere Rückkopplung jeweilig mit der richtigen Phase erfolgt, erhält die Röhre die Eigenschaften eines negativen Widerstands.

Nun ist eine Steuerung einer Elektronenströmung aber ebenso durch Änderung der Beschleunigungsspannung möglich, solange die Entladung noch nicht gesättigt ist, oder solange man im Raumladungsgebiet der Strom-Spannungscharakteristik arbeitet. Bekanntlich ist eine solche Raumladungskennlinie — abgesehen von unter besonderen Umständen auftretenden Instabilitätserscheinungen — immer steigend, und eine einfache, von einer Kathode zu einer Anode übergehende Elektronenströmung hat daher einen statisch positiven Innenwiderstand. Treten jedoch äußerst schnelle Zustandsänderungen auf, wenn an die Anode z. B. eine Wechselspannung sehr hoher Frequenz gelegt wird, so kann sich die neue Raumladungsverteilung nicht in unendlich kurzer Zeit einstellen, sondern die Zustandsänderungen pflanzen sich mit der endlichen Geschwindigkeit der Elektronen fort. Infolgedessen bleibt der Anodenstrom auch hier mit wachsender Frequenz immer mehr hinter der Spannung zurück, und es zeigen sich dieselben Inversionserscheinungen wie bei den Steuerkennlinien, nur daß hier jede Kennlinieninversion ohne Zutun einer äußeren Rückkopplung mit einer Inversion des ultradynamischen Innenwiderstandes gleichbedeutend ist. Wenn diese ultradynamischen Widerstände klein genug werden, um hinreichende Leistung abzugeben, muß jede Elektronenströmung imstande sein, ein angekoppeltes Resonanzsystem innerhalb bestimmter diskreter Frequenzgebiete in Schwingungen zu versetzen.

Im Grunde sind solche Inversionserscheinungen hinsichtlich des inneren Widerstands natürlich mit den ultradynamischen Steuerkennlinien untrennbar verbunden, weil nämlich immer die an den angefachten Belastungssystemen erzeugten Resonanzspannungen ihrerseits auf die Elektronenbewegung zurückwirken und den Röhrenwiderstand invertieren. Es überlagern sich also zwei ursprünglich nicht zusammenhängende Effekte. Bei der Aufstellung der bereits früher angeführten „ultradynamischen Arbeitskennlinien“ ist infolgedessen neben der ultradynamischen Steilheit $\mathfrak{S}$ der Steuerkennlinie und neben dem komplexen äußeren Belastungswiderstand $\mathfrak{R}_a$ auch noch der innere Röhrenwiderstand $\mathfrak{R}_i$ als komplexe Größe einzuführen.

A. Bewegung eines Elektrons im elektrischen Wechselfeld.

Um das physikalische Problem, um das es sich bei der Inversion des inneren Widerstandes einer Elektronenströmung handelt, genauer zu bezeichnen, sei zunächst als einfachstes Beispiel die Bewegung eines Elektrons in einem sinusförmig mit der Kreisfrequenz ω schwankenden

elektrostatischen Feld nach Abb. 371 behandelt. Aus dem allgemeinen Bewegungsansatz:

$$m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = - \frac{e \cdot E_0}{d} \sin \omega t$$

ergibt sich die Momentangeschwindigkeit:

$$v = - \frac{e \cdot E_0}{m \cdot d \cdot \omega} \cos \omega t,$$

und der von dieser Ladung im Außenkreis hervorgerufene Strom ist:

$$i = - \frac{e^2 \cdot E_0}{m \cdot d^2 \cdot \omega} \cos \omega t \\ = - \frac{E_0}{\omega L} \cos \omega t,$$

wenn $\frac{m \cdot d^2}{e^2} = L$ gesetzt wird. Der Strom bleibt also

um 90° hinter der Wechselspannung zurück, d. h. L ist eine „Induktivität“, verursacht durch die mechanische Energiespeicherung der bewegten Ladungsträger. Diesem induktiven Strom ist der kapazitive Strom, den die Aufladung der Elektroden verursacht, überlagert, doch führt der nahe-liegende Gedanke, daß die „Induktivität“ der Raumladungen mit der Elektrodenkapazität einen Schwingungskreis bilden könnte, zu einem Trugschluß, weil die Rückwirkung der Ladungen auf das Wechselfeld hierbei so stark werden würde, daß der obige Ansatz seine Gültigkeit verliert [5].

Prinzipiell bleiben die Verhältnisse hinsichtlich der Elektronenbewegung im Wechselfeld unverändert, wenn die Elektronen gleichzeitig in Richtung der Kondensatorplatten bewegt werden. Praktisch liegt dieser Fall vor, wenn ein Kondensator nach Abb. 372 von einem Elektronenstrahl durchsetzt wird [6]. Bedeutet N die Elektronendichte, d. h. die Anzahl Elektronen in der Volumeneinheit, dann wirken die Elektronen so, als ob das Dielektrikum die Leitfähigkeit

$$\sigma = \frac{N \cdot e^2}{m \cdot \omega^2 \vartheta} (1 - \cos \omega \vartheta)$$

hätte, während sich für die Änderung der Dielektrizitätskonstante des Elektronengases:

$$\partial \epsilon = - \frac{4 N e^2}{m \cdot \omega^2} \left(1 - \frac{\sin \omega \vartheta}{\omega \vartheta} \right)$$

ableiten läßt. Die Dielektrizitätskonstante eines elektronenhaltigen Kondensators kann mithin kleiner als 1 werden, was durch das Experiment bestätigt ist [7].

Der Schritt von dieser Anordnung zur Elektronenröhre, an deren Anode sich dem Ruhepotential eine Wechselspannung überlagert, ist nun überaus einfach, denn man braucht nur die y -Achse in die Richtung der x -Achse zu schwenken. An Stelle transversaler Schwingungen führt die Raumladung jetzt longitudinale Kompressionschwingungen aus.

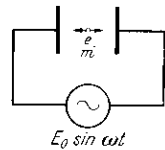


Abb. 371.
Bewegung eines
Elektrons im
Wechselfeld.

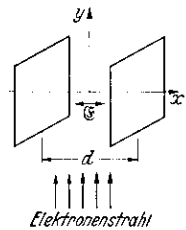


Abb. 372. Bewegung
eines Elektronenstrahls
durch ein Kondensator-
feld.

Die Hauptvoraussetzung für die folgende Ableitung der Inversionsbeziehungen ist, daß die der Gleichfeldbewegung überlagerte Wechselbewegung eine Größenordnung kleiner bleibt. Als Kriterium hierfür dient die Schwingungsamplitude, die sich mit Hilfe der obigen dynamischen Grundgleichungen zu

$$X = \frac{e}{m} \frac{E_0}{d \omega^2} = 5,05 \frac{E_0}{d} \lambda_m^2 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$$

errechnet. Bei einer Welle von 10 m und einer Feldstärke von 1 V/cm ergibt sich bereits eine Amplitude von 0,5 mm, bei $\lambda = 3,3$ m von 0,05 mm und bei $\lambda = 1$ m von 5 μ .

B. Die Inversionseigenschaften der Elektronenströmung [8].

Zur exakten Ableitung der Strom-Spannungsverhältnisse zwischen zwei unendlich ausgedehnten ebenen Elektroden im Abstand d , zwischen denen eine ebene Elektronenströmung besteht, ist von den klassischen Gleichungen der elektromagnetischen Feldtheorie auszugehen in der Form:

$$\begin{aligned} \mathfrak{G} &= - \frac{\partial E}{\partial x} \\ \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial x} &= 4 \pi \varrho \\ J(t) &= \varrho \cdot v + \frac{1}{4 \pi} \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial t}, \end{aligned}$$

wenn J die gesamte, sich aus den Komponenten des Konvektions- und Verschiebungsstroms zusammensetzende Stromdichte bedeutet. Die Gleichungen sind nur auf solche Frequenzen anwendbar, bei denen die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle zwischen den beiden Platten gegenüber den periodischen Zustandsänderungen sehr groß ist, so daß die zeitliche Änderung des elektrostatischen Feldes für alle Elektronen die gleiche ist.

Die durch die elektrischen Kräfte hervorgerufenen Beschleunigungen sind orts- (x) und zeitabhängig (t), so daß sich die Beziehung zwischen Kraft und Beschleunigung als partielle Differentialgleichung ergibt:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{e}{m} \mathfrak{G},$$

woraus mit Hilfe der obigen Ansätze weiter folgt:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \cdot v = 4 \pi \frac{e}{m} J(t).$$

Diese Gleichung stellt die Beziehung zwischen der Elektronengeschwindigkeit v und der Gesamtstromdichte J dar. Der nächste Schritt ist die Trennung der Gleich- und Wechselstromanteile, indem man schreibt:

$$\begin{aligned} J &= J_0 + J_1 \sin \omega t \dots \\ v &= v_0 + v_1 \sin \omega t \dots \\ E &= E_0 + E_1 \sin \omega t \dots \text{ usw.} \end{aligned}$$

Diese Trennung ergibt unter Ausschcheidung aller Glieder höherer Ordnung als allgemeine Lösung:

$$v_1 = 4 \pi \frac{e}{m} \frac{J_1}{\omega^2} \left[\sin \omega t + \frac{2}{\omega \vartheta} \cos \omega t + \frac{1}{\omega \vartheta} E_1(t - \vartheta) + F_2(t - \vartheta) \right].$$

Die Funktionen F_1 und F_2 lassen sich aus den Anfangsbedingungen $v_1 = 0$ und $\mathfrak{E}_1 = 0$ an der Kathode bestimmen. Hiermit läßt sich für die Wechselspannungen zwischen den Elektroden im Raumladungsgebiet ableiten:

$$e = \frac{6 \cdot d}{\omega A \varphi^3} \left[\left(2(1 - \cos \varphi) - \varphi \sin \varphi \right) - j \left(\frac{\varphi^3}{6} - 2 \sin \varphi - \varphi (1 + \cos \varphi) \right) \right] \cdot J_{eff}$$

$A = \frac{\epsilon}{4 \pi 9 \cdot 10^{11}}$ = Dielektrizitätskonstante im praktischen Maßsystem.

Der Klammerausdruck stellt den komplexen Widerstand der Anordnung dar, die durch die Reihenschaltung eines Widerstands R_r und einer Kapazität C_r ersetzt werden kann mit:

$$R_r = \frac{6 \cdot d}{\omega A \varphi^3} [2(1 - \cos \varphi) - \varphi \sin \varphi]$$

$$1/C_r = \frac{d}{A} \left[1 - \frac{6}{\varphi^3} (2 \sin \varphi - \varphi (1 + \cos \varphi)) \right].$$

Die Nullstellen von R_r gehen aus der Gleichung:

$$Z = 2(1 - \cos \varphi) - \varphi \sin \varphi = 0$$

hervor und ergeben sich für die Werte von φ , welche sich aus:

$$\sin \varphi/2 = 0 \quad \text{und} \quad \tan \varphi/2 = \varphi/2$$

ermitteln lassen:

$$\varphi = 0, 2\pi, 4\pi \dots, \quad \varphi = 0, \text{ etwa } 3\pi, \text{ etwa } 5\pi \dots$$

Da für die erste Wertereihe von φ für $\varphi > 0$

$$Z' = \sin \varphi - \varphi \cos \varphi$$

negativ ist, so ist

$R > 0$ von $0 \div 2\pi$; von etwa $3\pi \div 4\pi$... usw.

$R < 0$ von $2\pi \div 3\pi$; von $4\pi \div 5\pi$... usw.

Für Wechselspannungen, deren Periodendauer zwischen den Zeiten $\vartheta \div 2/3 \vartheta$; $\vartheta/2 \div 2/5 \vartheta$; $\vartheta/3 \div 2/7 \vartheta$... liegt, invertiert die ultradynamische Strom-Spannungscharakteristik: Die Elektronenstromung wirkt als ultradynamischer Widerstand.

In Abb. 373 ist der Verlauf von R_r und $1/C_r$ abgezeichnet. Die Gebiete, in denen der ultradynamische Widerstand negativ oder positiv ist, sind durch I (Inversionen = schwingfähig) und R (Rückinversionen = nicht schwingfähig) gekennzeichnet. Außerdem ist noch der

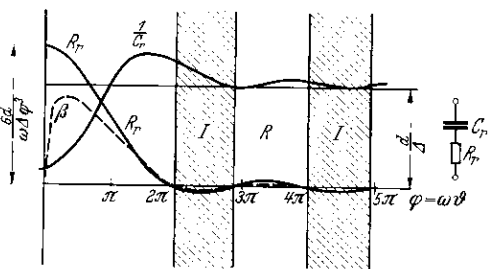


Abb. 373. Verlauf des ultradynamischen Widerstands, der reziproken Kapazität und des Verlustwinkels bei Reihenschaltung des Ersatzschemas nach Müller.

Verlauf des Verlustwinkels β , der sich aus der Beziehung $\tan \beta = \omega R_r \cdot C_r$ ergibt, aufgetragen. Für φ bzw. $\omega = 0$ ist auch $\beta = 0$, da man es hier mit einer reinen Kapazität zu tun hat. In den Gebieten R ist der Verlustwinkel positiv, in den Gebieten I negativ. Hier sind also Schwingungen möglich. Der negative Betrag von β ist am größten im

ersten Inversionsgebiet zwischen $q = 2\pi$ und etwa 3π . Je geringer die Elektronenstromdichte J und je kleiner die Laufzeit ϑ ist bei konstantem Abstand der beiden Ebenen, d. h. je weniger Elektronen sich in der Zeiteinheit zwischen den Elektronen befinden, um so geringer wird der Winkel β . Der maximale negative Winkel ergibt sich für $\omega \vartheta = 2,37\pi$ zu $\tan \beta = 0,074$, d. h. $\beta = 4,25^\circ$.

Soll die Anordnung durch die Parallelschaltung einer Kapazität C_p und eines Widerstands R_p ersetzt werden, so errechnen sich die Werte von C_p und R_p aus den Umrechnungsformeln:

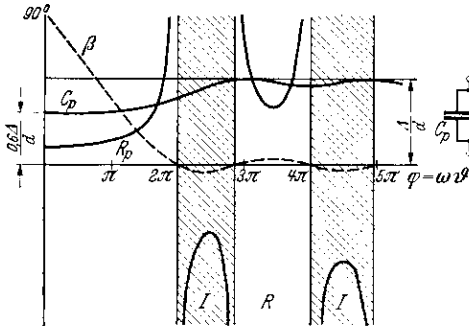


Abb. 374. Verlauf von R , C und β bei Parallelschaltung des Ersatzschemas.

$$C_p = \frac{1}{\omega^2 R_r^2 C_r} \quad \text{und}$$

$$R_p = \frac{R_r^2 + \left(\frac{1}{\omega C_r}\right)^2}{R_r}$$

In Abb. 374 ist der Verlauf dieser beiden Größen zusammen mit dem Winkel β als Funktion von q dargestellt,

wobei $\tan \beta = \frac{1}{\omega R_r C_r}$ ist. Der

Grenzwert, dem C_p für ω bzw. $q = 0$ zustrebt, ergibt sich durch Reihenentwicklung zu:

$$\lim C_p = 0,6 \frac{\Delta}{d},$$

wobei Δ/d die spezifische Kapazität pro Flächeneinheit bei „kalter“ Röhre, d. h. ohne Elektronen ist. Durch die schwingende Raumladung wird die scheinbare Dielektrizitätskonstante für langsame Spannungsschwankungen um 40% vermindert, was sich durch direkte Kapazitätsmessungen bestätigen läßt [9]. Für sehr hohe Frequenzen strebt R_r dem Wert 0 und C_p dem Wert Δ/d zu, denn die Elektronen machen sich dann wegen ihrer Trägheit nicht mehr bemerkbar.

C. Schwingungsanfachung durch ultradynamische Widerstände.

Von größtem Interesse ist die Frage, ob der negative Widerstand einer Elektronenströmung in den Inversionsbereichen groß genug werden kann, um die natürliche Dämpfung eines Schwingungskreises zu überwinden. In der Abb. 375a ist eine diesen Zweck verfolgende Anordnung dargestellt, nämlich ein quasistationärer Schwingkreis, bestehend aus der Selbstinduktion L und der Kondensatorröhre P . Speisung und Heizung sind für die Behandlung der hochfrequenten Anfachungsverhältnisse unwesentlich. Wie aus dem Ersatzschema b zu entnehmen ist, lautet die Bedingung für das Einsetzen von Schwingungen:

$$\Sigma R = 0,$$

d. h.

$$R = \frac{j}{\omega C} + W + j\omega L = 0,$$

$$\text{oder: } 1. -\frac{1}{\omega C} + \omega L = 0; \quad 2. R + W = 0; \quad 3. \frac{W}{\omega L} + \omega RC = 0.$$

Die Schwingungsfrequenz wird durch den Resonanzkreis bestimmt und wird nur insofern von den Elektronen beeinflusst, als durch deren Anwesenheit die Kapazität der Röhre etwas geändert wird. Benutzt man für R_r und C_r die oben für kleine Schwankungen abgeleiteten Werte, so liefert Gleichung 3, sofern R negativ ist, den Verlustwiderstand W des äußeren Kreises, bei dem die Schwingungen gerade einsetzen. Als Einsatzbedingung erhält man also: $\frac{W}{\omega L} < [\omega R_r C_r]$, und wenn $\tan \beta = \omega R_r C_r$ eingesetzt wird:

$$\frac{W}{\omega L} < \tan \beta.$$

In der Abb. 375c ist eine Gegentaktnordnung gezeigt, bei welcher sich die Kathode zwischen den beiden Anodenplatten im Schwingungsknoten des hochfrequenten Resonanzkreises befindet. Die Wirkung der beiden Röhrenhälften ist einer Serienschaltung gleichzusetzen.

Der Verlustwiderstand des Schwingkreises setzt sich aus drei Teilen zusammen, nämlich dem

Strahlungswiderstand W_L des Drahtbügels, dem Strahlungswiderstand W_C des Kondensators, der als Dipol aufgefaßt werden kann, und dem Hochfrequenzwiderstand der Leiteroberflächen mit den Elektroden, der aber gegen die beiden Strahlungswiderstände zu vernachlässigen ist. Die Selbstinduktion beträgt für $r = 4$ cm und eine Drahtstärke von 0,2 cm 1,67 H. Soll eine Welle von 1 m erzeugt werden ($\omega = 18,9 \cdot 10^8$), so ist eine Kapazität von $1,67 \cdot 10^{-12}$ F erforderlich, die bei einem Plattenabstand d von 1 cm eine Kondensatorfläche von 38 cm² ergibt. Der Strahlungswiderstand W_L des Drahtkreises wird dann:

$$W_L = \frac{64 \pi^3}{3} c \left(\frac{r}{d} \right)^4 \cdot 10^{-9} = 1,64 \Omega$$

und der des Kondensators:

$$W_C = 1600 \left(\frac{2d}{\lambda} \right)^2 = 0,64 \Omega.$$

Daraus findet man den Verlustwinkel des Kreises zu:

$$\delta = \frac{W_C + W_L}{\omega L} = 0,0073.$$

Dieser ist also um eine ganze Zehnerpotenz kleiner als der maximale Winkel der Röhre im ersten Inversionsbereich ($\beta = 0,074$), d. h. es ist ein genügender Energieüberschuß zur Schwingungsanfachung vorhanden.

Die optimale Laufzeit, welche die Elektronen von der Kathode zur Anode benötigen sollen, folgt aus $\omega \vartheta = 2,37 \pi$ zu:

$$\vartheta = 3,95 \cdot 10^{-9} \text{ s},$$

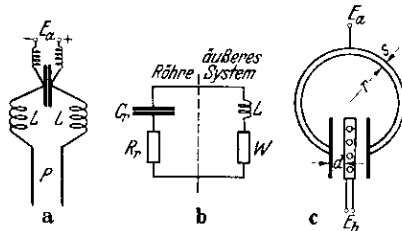


Abb. 375. Diodengenerator mit Ersatzschema (b).

- Kalorimetrische Leistungs-
messung 288.
 Kapazitätsarme Röhren
60, 62, 63, 77.
 Kapazitivkurzgeschlossene
Elektroden 128.
 Kapazitiver Kurzschluß
der Modulationsstrom-
übernahme 240.
 Kapazität von Röhren 41,
52, 57, 60, 63, 64, 76,
123, 209, 222, 272.
 Kardioidenbahnen 244,
256, 258, 282.
 Kathode, virtuelle 154,
185, 187, 203, 244, 258,
282.
 Kathodenleitungen, abge-
stimmte 51, 196, 226.
 Kathodenstrahloszillo-
graph 102, 190.
 Kathodenstrahlschalter 92.
 Kennlinien, ultradynami-
sche 96, 101, 190.
 Keräfar 73.
 Keramische Isolierstoffe
71—74, 79.
 Kerr-Zelle 4, 5.
 Kippschwingungen 32, 173.
 Kleinkondensatoren 73.
 Kleinsender 274.
 Knallwelle 32.
 Koaxiales Magnetfeld
243—245.
 Kohlemikrophon, Modu-
lation durch 110.
 Kombinationsmodulation
238, 292.
 Kompensation des Tempe-
raturgangs 79.
 Kondensatormikrophon,
Modulation durch 109.
 Kondensator-Querfelder
257.
 Konzentrische Rohrleitung
s. Rohrleitung.
 Koppelsystem, Elektronen-
generator als 167—183,
199.
 Koppelwellen 168, 171,
175—183.
 Kritisches Magnetfeld 244,
253, 259, 264, 280, 286,
295.
 Kühlfahnen 63, 207.
 Kühlrippen 207.
 Kühlung mit Gas 24, 29,
30—31.
 mit Wasser 29, 30, 31,
39, 65, 91, 218, 288.
 Laufzeitschwankungen
156, 158.
 Lecher-Drähte, s. Par-
alleldrähte.
 Leistung, s. Energie.
 Leistungsmessung 201,
287—288.
 Leistungsverstärkung der
Bremsröhre 190.
 Leitfähigkeit eines Elek-
tronengases 301.
 Leitungsinduktivitäten 40.
 Leitungskapazitäten 40.
 Leuchtgasatmosphäre 22.
 Lichtbogen 298.
 — sprechender 4.
 Lichtbogenbildung bei
Funkenentladungen 28.
 Lichtrelais 4.
 Liliputröhren 64, 77, 87,
91, 95.
 Litzendrähte 71.
 Löschfunkenerrregung 21—
26.
 Löschfunkenstrecken 8, 22,
24, 26, 29.
 Magnetfeld 18, 90, 111,
152, 242—297.
 Koaxiales 243—245.
 Zirkulares 247.
 Magnetisches Bremsfeld
259, 296.
 Magnetische Modulation
292.
 Magnetisches Steuerfeld
245—247.
 Magnetische Vorspannung
245.
 Magnetron 242—297.
 Magnetronkennlinien 245,
247, 248, 253, 263,
264, 269, 279, 285, 291,
295.
 Massenstrahler 3, 14—17.
 Mehrfachmodulation 114.
 Mehrgitterröhren 149—150.
 Mehrrohrsender 50, 223
— 224.
 Mikrooszillatoren 10—13.
 Modulation, Gegentakt
— 238, 293.
 Indirekte 109.
 — Magnetische 292.
 Parallelröhren- 236.
 von Bremsfeldsendern
231—241.
 von Funkensendern 31.
 von Magnetronsendern
291—294.
 Modulation von Rück-
koppelsendern 109—
115.
 Modulationsdiagramme
234.
 Modulationskennlinien
234, 239, 291.
 Modulationskontrolle 114.
 Narbenbildung 30, 32.
 Negative Widerstände 36,
248, 254, 298, 299,
302—308.
 Neigungswinkel 248, 267,
270, 285.
 Netzanode 208.
 Neutralisation 87, 94.
 Niveaulinien 256.
 Nutzeffekt, s. Wirkungs-
grad.
 Oberflächenschichten 145.
 Oberschwingungen der
Raumladung 153.
 Oberwellen 12, 13, 15, 17,
27, 89—91, 130, 287,
307.
 — einer Lecher-Leitung
124, 169, 178—179,
219—221.
 Ordnungsbereiche 100,
133—138, 194—198, 281
— 285, 302—304.
 Oszillator, Axialsymmetri-
scher 23—25.
 Dipol- 8—18.
 Mikro- 10—13.
 Rohrleitungs- 27.
 Stoßfunken- 22.
 Oszillatorengritter 12—14.
 Oxydationsschichten 29—
30.
 Oxydkathoden 202.
 Parabolspiegel 9, 28.
 Paralleldrachtsystem 19—
21, 24, 46, 74—76,
117, 122, 168, 176,
196, 211, 217, 219,
223, 240, 261, 271,
272, 274, 275.
 als Rückkoppelkanal
94.
 symmetriert 46.
 Parallelröhrenmodulation
236, 291.
 Parallelschaltung von Röh-
ren 223—226, 275.
 Partialentladungen 30—32.

Wird aus der Widerstandskurve ein Mittelwert von $R = -0,05 \cdot \frac{d}{\omega \cdot A}$ entnommen, so läßt sich der Wirkungsgrad bestimmen zu:

$$\eta = \frac{0,05 d / \omega \cdot A \cdot J_1^2 / 2}{E_d \cdot i_a}$$

und, da $J_1 = i_a$, $E_d = \frac{3}{4} i_a \vartheta \cdot \frac{d}{A}$ und $\omega \vartheta \sim 5\pi/2$ gesetzt werden kann, folgt der Anodenwirkungsgrad zu rund 0,5%. Für den dritten Inversionsbereich von $\omega \vartheta = 4\pi \div 4,92\pi$ beträgt der maximale negative Widerstand nur $0,026 d / \omega A$ und erreicht damit nur den halben, für den Schwingungseinsatz erforderlichen Betrag.

Auch eine Elektronenströmung zwischen zylindrischen Elektroden vermag auf Grund ihrer Inversionseigenschaften Schwingungen zu erregen, doch muß die Sättigungsgrenze nach höheren Spannungen verschoben werden, um noch innerhalb des Raumladungsgebietes Inversionen zu ermöglichen. Nach Sahaneck [11] läßt sich dies durch Umkehr des normalen Elektrodenaufbaus erzielen, indem eine axiale Anode von einer zylindrischen Kathode oder statt dessen von mehreren Heizfäden umgeben wird. Eine auf diesem Prinzip beruhende Zweipolröhre zeigt Abb. 378. Zu beiden Seiten einer Wolframanode von etwa 0,5 mm Stärke befindet sich ein V-förmiger Glühfaden, der nach außen durch zwei Segmente abgeschirmt ist. Die Anode trägt einen Metallzylinder A als elektrisches Gegengewicht, so daß das ganze Anodengebilde als Dipol schwingen kann. Die Sättigungsgrenze liegt bei 2500 V, während schon bei 1000 V intensive Schwingungen eines ganzen Wellenspektrums, entsprechend den Oberschwingungen des Anodensystems auftreten.

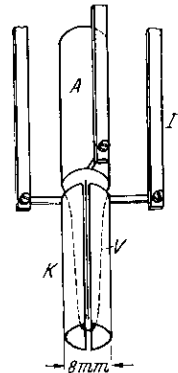


Abb. 378.
Diodendipol von
Sahaneck.

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die bei verschiedenen Systemlängen und Anodenspannungen erhaltenen Wellen. Die ersten 5 Spalten beziehen sich auf dasselbe System, dessen Oberwellen sich offensichtlich bei verschiedenen Anodenspannungen erregen lassen, die weiteren Spalten betreffen verschieden lange Systeme. Der Faktor k gibt die Anzahl der sich auf dem Dipol ausbildenden Viertelwellen an. In der letzten Spalte wird als neunte Zwergwelle $\lambda = 5$ cm erhalten, wobei der Faktor $k = 62$ ist. In Anbetracht der starken Dämpfung ist die Ausbildung einer solch hohen Oberwelle allerdings unwahrscheinlich, vielmehr kann es sich hierbei auch um eine andere Schwingungsform des Elektrodenaufbaus gehandelt haben.

l_{cm} . . .	59,5	59,5	59,5	59,5	59,5	77	79,5	81,5	84	78	78
λ_{cm} . . .	79	70	53	50	48	45	24	48	48	24,5	5
E_a V . . .	400	600	960	1100	1250	1250	1250	1250	1100	1170	1230
Intensität in Skt.	28	6	17	50	10	21	9	60	60	63	2
k . . .	3	3	4	4	5	7	13	7	7	13	62
$k \cdot \lambda / 4 \leq l$	59,5	52,5	53	56	60	78	78	84	84	78	77,5

Die Anfachungsverhältnisse lassen sich natürlich auch hier durch ein Resonanzsystem erheblich verbessern (12), doch bleibt die Energieausbeute weit hinter der anderer Ultrakurzwellengeneratoren zurück.

In diesem Zusammenhang werde noch eine neuerdings bekannt gewordene Methode zur Erzeugung extrem hochfrequenter Schwingungen kurz erwähnt, welche ebenfalls eine Zustandsänderung einer Elektronenentladung bewirkt und die bei Inversion frei werdende Energie aus dem Elektronenstrahl herauskoppelt [13]. Die grundsätzliche Anordnung ist schematisch in der Abb. 379a veranschaulicht, während die darunter befindliche Abb. 379b die Potentialgefälle darstellt. Das negative

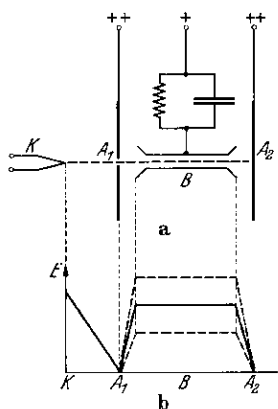


Abb. 379. Anordnung a und Potentialgefälle b des Auskoppelgenerators von Arsenjewa-Heil.

Potential ist nach oben aufgetragen, so daß man sich die Elektronen durch Kugeln veranschaulichen kann, die auf diesem Potentialverlauf entlangrollen. Von der Kathode K werden Elektronen emittiert und durch die Anode A_1 beschleunigt, durch welche sie durch eine geeignete Blendenöffnung hindurchtreten. Der hier ausgeblendete Strahl tritt dann in eine Hohl Elektrode B ein, deren Potential unter dem der Anode liegt, so daß die Elektronen beim Eintritt in B stark abgebremst werden. Hinter B befindet sich eine zweite Anode A_2 , welche die Elektronen beim Verlassen von B wieder beschleunigt und schließlich auffängt. B ist die elektrisch schwingende Elektrode, was in der Abb. 379a durch den Schwingungskreis angedeutet ist. Im eingeschwungenen Zustand schwankt der Potentialverlauf infolgedessen zwischen den beiden gestrichelten Linien in Abb. 379b hin und her.

Langsamen Wechselfspannungen gegenüber wirkt die Elektronenströmung offenbar als positiver Verlustwiderstand. Mit wachsender Frequenz gewinnt jedoch die Verweilzeit der Elektronen innerhalb der Bremsanode B , die man durch Wahl der Beschleunigungs- und Bremsspannungen und der Länge der Bremsanode willkürlich einstellen kann, zunehmend an Bedeutung. Schließlich kann man erreichen, daß die in der negativen Halbperiode eintretenden langsameren Elektronen die Bremsanode in der nachfolgenden positiven Halbperiode verlassen, während die in der positiven Halbperiode eintretenden schnellen Elektronen zum größten Teil während derselben Halbperiode wieder austreten. Es überwiegt demnach während der positiven Halbwelle das Abströmen und in der negativen Halbperiode das Zuströmen in und aus dem Bremsfeld. Auf diese Weise bildet sich eine pulsierende Raumladung, deren Dichteschwankungen gegen die Wechselfspannung an B phasenverschoben sind, und die daher Energie abzugeben vermag. Oder mit anderen Worten: Der Innenwiderstand der Elektronenströmung wird durch ultradynamische Inversion negativ. Die theoretische Behandlung der Vorgänge läuft auf eine Erfassung des Energieverlustes im Elektronenstrahl während einer vollen Periode hinaus, die gleich dem Energiegewinn im Resonanzsystem ist und läßt

Wirkungsgrade bis zu 35% als möglich erscheinen. Die experimentelle Prüfung dieses Ergebnisses steht indessen noch aus.

3. Plasmaschwingungen.

Wenn ein Gas genügend viel negative und positive Ladungsträger, d. h. Ionen und Elektronen in gleicher Konzentration enthält, wozu noch normale und angeregte Atome treten können, so heben sich die nach außen wirkenden Kräfte auf. Die effektive Raumladung verhält sich so, als wäre sie neutral, und man spricht von einer „quasineutralen“ Raumladung. Ist die Dichte des neutralen Gases dabei so gering, daß man von den vorhandenen Gasmolekülen absehen kann, so liegt ein als Ganzes neutrales Gemisch eines Elektronengases und eines Ionengases vor, das nach Langmuir als „Plasma“ bezeichnet wird [14]. In einem solchen Volumen, wie es praktisch in der positiven Säule einer Glimm- oder Bogenentladung vorhanden ist, können die Ladungsträger ganz charakteristische Raumladungsschwingungen ausführen, deren Frequenz nur von ihrer Konzentration d. h. ihrer Anzahl in der Volumeneinheit abhängt.

Die Raumladungen eines Plasmas sind natürlich nur dann wirklich neutral, wenn man ein genügend großes Raumvolumen als Ganzes betrachtet. Zwischen den einzelnen Ladungsträgern herrschen hingegen beträchtliche elektrostatische Feldkräfte, welche die Ladungsträger in ständiger Bewegung halten und einen fortwährenden wechselseitigen Energieaustausch bewirken. Infolgedessen stellt sich eine mittlere Geschwindigkeitsverteilung ein, die wie bei den Molekülen eines neutralen Gases einer Maxwell-Verteilung entspricht. Da die Elektronen ihrer kleineren Masse wegen stärker beschleunigt werden als die schweren Ionen, ist der Energieaustausch der Elektronen untereinander viel intensiver als zwischen den übrigen Ladungsträgern. Die Elektronen haben daher auch einen größeren Energiemittelwert, der sich um eine Maxwell-Verteilung gruppiert, so daß man dem Elektronengas eine bestimmte Elektronentemperatur zuschreiben kann.

A. Elektronenschwingungen [15].

Die experimentellen Untersuchungen eines solchen Plasmas ließen von vornherein auf die Existenz spontaner elektrischer Schwingungen schließen, die unabhängig von irgendwelchen, dem Schwingungsnachweis dienenden Resonanzkreisen nur dem Plasma selbst zuzuschreiben sind. Offenbar handelt es sich dabei um eine Art elektrischer Kompressionswellen, die von einem zufälligen lokalen Störungszentrum im Elektronengas ausgehen. Denkt man sich eine solche Störung einmal in der Art erfolgt, daß an einer Stelle ein Überschuß der mittleren Elektronenkonzentration über den neutralen Gleichgewichtszustand auf Kosten der Konzentration an einer benachbarten Stelle auftritt, so ist das Gebiet zwischen diesen beiden Stellen nicht mehr quasineutral, vielmehr bildet sich ein elektrostatisches Feld aus, das die Elektronen aus dem Überschußgebiet in das verarmte Gebiet zurücktreibt. Dieses letztere

kann als ein virtuelles Gitter angesehen werden, auf welches die Elektronen aus dem Überschußgebiet zufliegen, und über welches sie ihrer Massenträgheit wegen hinausschießen. Nunmehr geraten sie in das noch ungestörte Plasmafeld, welches sie wie ein Bremsfeld zum Gitter zurücktreibt. Es spielt sich also ein ähnlicher Vorgang wie in einer Bremsröhre ab, und die Elektronen führen Pendelschwingungen aus, bis sie sich schließlich wegen der Energieverluste durch Zusammenstöße mit Gasmolekülen, die doch nicht ganz zu vermeiden sind, totlaufen und den quasineutralen Ruhezustand wieder herstellen. Bei der statistischen Unordnung der Elektronenbewegung kann nun an einer anderen Stelle des Plasmas eine neue Störung vorkommen, und ein neues Gebiet mit Elektronenschwingungen entstehen.

Zur Bestimmung der Frequenz denke man sich eine Gleichgewichtsstörung in der X -Achse eines orthogonalen Koordinatensystems, und zwar in der senkrechten Y - Z -Ebene in genau derselben Weise. Unter dieser Annahme wird das Problem eindimensional und man erhält, wenn man die Verschiebung eines Elektrons mit ξ und die Elektronendichte mit N bezeichnet:

$$dN = N \frac{\partial \xi}{\partial x}.$$

Die Poissonsche Gleichung gibt für das elektrische Feld:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = 4\pi e dN$$

oder nach Elimination von N :

$$E = 4\pi N e \xi.$$

Dann lautet die allgemeine Bewegungsgleichung eines Elektrons:

$$m \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -e \cdot \mathcal{E} = -4\pi N e^2 \xi.$$

Die Rückstellkraft ist also der Elongation ξ proportional, und sämtliche Elektronen führen bei Vernachlässigung der inneren Reibung harmonische Schwingungen aus von der Frequenz:

$$\omega = 2\pi \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m}}$$

oder:

$$\lambda = \frac{1}{31 N} \cdot 10^7 \text{ cm.}$$

Das Ergebnis sind also Elektronenschwingungen einer ganz bestimmten Frequenz, die nur von den elektrischen Eigenschaften der schwingenden Ladungsträger und ihrer Konzentration, nicht aber von den Dimensionen des Gasraums, in dem sie sich bewegen, abhängt. In der positiven Säule eines Vakuumlichtbogens ist N nach Sondenmessungen etwa $10^{10}/\text{cm}^3$, und die von den schwingenden Elektronen ausgesandte Welle wird gleich 33 cm. Wird statt einer ebenen Störung eine sphärische oder eine zylindrische Störung des Plasmafeldes angenommen, so findet man dieselbe Periode, solange die Elongation klein bleibt gegen die Ausdehnung des Störungsfeldes.

B. Ionenschwingungen.

Voraussetzung bei der Ableitung der vorhergehenden Frequenzgleichung ist, daß die im Plasma vorhandenen Ionen zu träge sind, um während einer Schwingungsperiode an der Verlagerung nennenswert teilzunehmen, und ebenso darf auch die den Schwingungsprozeß einleitende Gleichgewichtsstörung nur so kurzzeitig auf das Plasma einwirken, daß die schweren Ionen den dabei auftretenden Kräften nicht folgen können, während die Elektronen bereits größere Elongationen aus ihrer Anfangslage erfahren. Nun ist aber auch der umgekehrte Fall denkbar, daß nämlich durch irgendwelchen Zufall eine Ionenverlagerung auftritt, ohne daß die mittlere Elektronenkonzentration davon betroffen wird. Der physikalische Grund hierfür ist allerdings nicht die Elektronenträgheit, sondern der Umstand, daß die Elektronen zufolge ihrer Temperaturbewegung befähigt sind, fast momentan, jedenfalls außerordentlich rasch gegenüber der Ionenbewegung gegen die anziehenden Kräfte der Ionen anzulaufen, und den mittleren Gleichgewichtszustand immer wieder herzustellen oder aufrechtzuerhalten.

Die Raumladungsverteilung ist nun also mit vertauschten Rollen die gleiche, wie sie für den Einsatz der Elektronenschwingungen angesetzt ist. Man findet daher auch analoge Ionenschwingungen, deren Frequenz ω_i sich von der der Elektronenschwingungen nur durch Einsatz der Trägermasse $m_i = M \cdot m_{H1}$ (M = Molekulargewicht) unterscheidet. Für Hg-Ionen ergibt sich demnach eine rund 600mal längere Welle als bei Elektronenschwingungen, d. h. sie beträgt in dem obigen Beispiel 200 m. Auf weitere Arten spontaner Plasmaschwingungen, deren Mechanismus schwer zu verstehen ist, und die noch niedrigere Frequenzen liefern, soll hier nicht eingegangen werden. Es sei jedoch noch auf die Möglichkeit hingewiesen, daß das Plasma unter dem Einfluß eines äußeren Wechselfeldes auch erzwungene Schwingungen ausführen kann, weil damit die Absorption kurzer Wellen und der Begriff der Dielektrizitätskonstante eines ionisierten Gases zusammenhängt, und weil eine Anwendung auf die Heavisideschicht der Erdatmosphäre naheliegt.

C. Experimentelle Prüfung der Theorie.

Zur Erzeugung von Plasmaschwingungen der verschiedenen Arten benutzen Tonks und Langmuir [15] Glühkathodenröhren von der in Abb. 380 wiedergegebenen Form. Den drei in einer Ebene liegenden Heizfäden g , c und d stehen im Abstand von einigen Zentimetern zwei Elektroden b und h zur Herstellung eines Vakuumlichtbogens oder einer Glimmentladung gegenüber. Dichte und Geschwindigkeit der Elektronenströmung können durch die Temperatur der Emissionsquelle und durch die angelegten Spannungen variiert werden. Das Rohr enthält einen Ansatz mit Quecksilber, durch dessen Temperatur der Druck der Hg-Atmosphäre in der ganzen Röhre geändert werden kann.

Mit Hilfe eines einfachen Resonanzsystems mit Detektor, welches über eine äußere Metallbelegung kapazitiv an die Elektronenentladung angekoppelt ist, können die in der Röhre entstehenden Schwingungen

nachgewiesen und ihre Frequenz bestimmt werden. Tatsächlich treten bei Emissionsströmen von 20–30 mA und Spannungen von 60–70 V

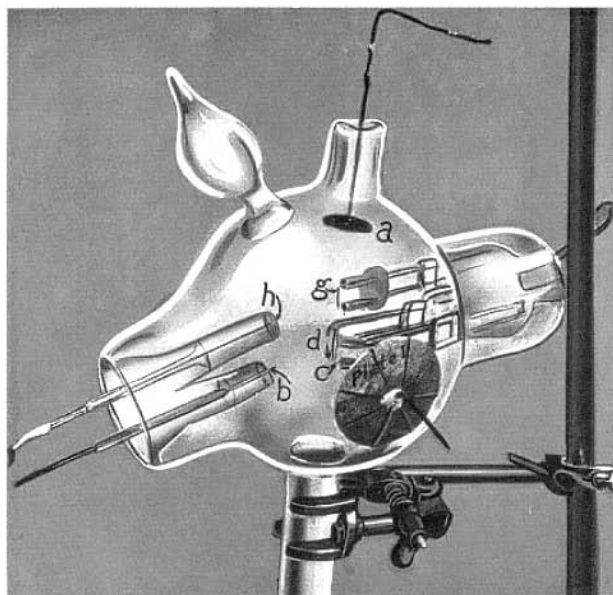


Abb. 380. Gasgefüllte Glühkathodenröhre von Tonks und Langmuir zur Erzeugung von Plasmaschwingungen.

Schwingungen mit Frequenzen zwischen 10^9 und 10^{10} Hz auf, die in komplizierter Weise von den verschiedenen Faktoren, vor allem vom

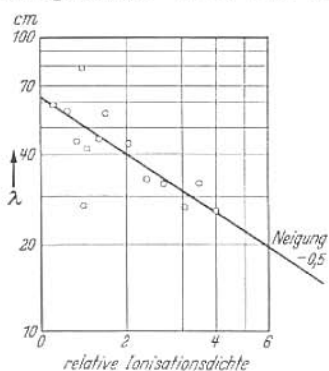


Abb. 381. Abhängigkeit der Elektronenwelle in einem Plasma von der Ionisationsdichte.

Gasdruck abhängen, und sich im großen und ganzen auf Grund der beschriebenen Theorie erklären lassen. Die Abb. 381 stellt im Bereich der schnellsten Elektronenschwingungen von $\lambda = 27$ –81 cm die gemessenen Wellenlängen als Funktion der Ionisationsdichte in einem relativen Maßstab dar. Die einfache Theorie fordert für die Beziehung eine Gerade mit der Neigung $-0,5$, der das Experiment mit einer der Ionisationsgradbestimmung entsprechenden Genauigkeit nachkommt. Da die in diesem Frequenzgebiet beobachteten Wellen allerdings keine reinen Resonanzerscheinungen zeigen, ist es nicht sicher, ob es sich nicht teilweise um gedämpfte Wellen handelt, zumal der Mechanismus der ungedämpften

Erregung auch durch die theoretischen Überlegungen nicht eindeutig klargestellt ist. Die Energie der kurzwelligen Plasmaschwingungen ist

viel zu schwach, um einen Vergleich mit Röhrendendern zuzulassen. Ob sich auf diesem Wege noch sehr viel kürzere Wellen erzielen lassen, muß vorläufig noch dahingestellt bleiben.

4. Die Grenze ungedämpfter Schwingungsanfachung.

Die bisher vorliegenden Erfahrungen haben gezeigt, daß die mit einem Röhrenoszillator erzielbare Leistung immer weiter sinkt, je höher die Frequenz wird, und es erhebt sich infolgedessen die Frage, ob und wodurch die Frequenz eines Röhrenoszillators im Grunde eigentlich begrenzt ist. Liegt das an den augenblicklichen Unvollkommenheiten der Technik, von denen man hoffen darf, daß sie allmählich überwunden werden, oder gibt es natürliche Schranken, deren Überwindung grundsätzlich nicht möglich ist? Um einer Beantwortung näher zu kommen, seien die bisherigen Kapitel dahingehend zusammengefaßt, daß alle die beschriebenen Methoden letzten Endes darauf hinauslaufen, die Trägheit der Elektronen in den heute gebräuchlichen Röhrenformen zu überwinden. Grundsätzlich sind zwei Wege als gangbar gezeigt worden, nämlich einmal die Verkürzung der Elektronenlaufstrecken in den Liliputröhren und zum anderen alle die Verfahren, deren Anfachung gerade auf bestimmten und im weiteren Sinne frequenzbestimmenden Elektronenlaufzeiten basiert. Zwar ist es einleuchtend, daß man nach den letzten Methoden auf alle Fälle zu höheren Frequenzen gelangen kann als auf dem ersten Weg, doch haben die letzten Verfahren gegenüber allen Aufmachungen, bei denen die Elektronenlaufzeiten wie in der normalen Hochfrequenztechnik ausseiden, einen grundsätzlichen Nachteil. Denn da die Frequenz jetzt nicht mehr ausschließlich durch das angefachte Resonanzsystem bestimmt ist, sondern auch von den auf die Elektronen einwirkenden elektrischen und magnetischen Feldkräften abhängt, werden die thermodynamischen Schwankungen der Elektronenströmung zu einem die Frequenz mitbeherrschenden Parameter. Man erhält infolgedessen keine monochromatische Schwingung mehr, sondern ein Spektralband, welches sich der Maxwell-Verteilung entsprechend um einen Mittelwert gruppiert [16].

Zu dem gleichen Ergebnis gelangt man, wenn man die Elektronenschwingungen in einer Bremsfeldröhre, einem Magnetron oder auch in einem Plasma vom Standpunkt der Wellenmechanik aus betrachtet, und als stehende de Brogliesche Elektronenwellen, die an den Elektroden reflektiert werden, auffaßt [17]. Aus den Schrödingerschen Gleichungen für die Bewegung eines Elektrons im elektrischen Feld ergeben sich diskrete Energieniveaus, deren Differenzen den auftretenden elektromagnetischen Wellen entsprechen. Durch Kombination solcher benachbarten Energieniveaus läßt sich ein System von Spektrallinien ableiten, das eine gewisse Ähnlichkeit mit einem Bandenspektrum hat. Die langwelligste Bandenkante entspricht der Barkhausenschen Grundwelle, die Kanten der übrigen Teilspektren den Inversionsschwingungen höherer Ordnung.

Bis jetzt erfordern ungedämpfte Wellen von der Länge eines Zentimeters fast mikroskopisch kleine und an der Grenze der technischen

Herstellungsmöglichkeit liegende Röhren, und schon aus diesem Grund kann bezweifelt werden, ob die Zentimetergrenze mit Elektronenröhren der bekannten Formen noch weit unterschritten werden kann. Jedenfalls ist man zur Zeit unterhalb einer Zentimeterwelle vollkommen auf die nur gedämpfte Schwingungszüge liefernden Funkenoszillatoren angewiesen, von denen der Massenstrahler und die Oszillatorgitter die Brücke von den makroskopischen Hertzsehen Dipolen zu den das langwellige Ultrarot liefernden molekularen Dipolen schlagen.

An dieser Grenze zweier Erscheinungsgebiete scheint es demnach äußerst problematisch, ob es überhaupt eine folgerichtige physikalische Möglichkeit gibt, den Anschluß an das optische Spektrum mit ungedämpften Schwingungen zu erreichen, ohne durch den energetischen Aufbau der Atome und Moleküle mit ihren quantenhaften Energiesprüngen behindert zu werden. Als ein deutlicher Hinweis hierauf ist die oben erwähnte Tatsache zu bewerten, daß alle auf der endlichen Elektronenlaufzeit fußenden Erzeugungsmethoden für ungedämpfte ultrakurze Wellen keine streng monochromatische Strahlung mehr liefern, sondern daß sich die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen der durch die Beschleunigungsfelder bedingten Bewegung überlagert und zu einem je nach den Anfachungsverhältnissen mehr oder weniger breiten Spektralgemisch führt, was prinzipiell einer Dämpfung gleichkommt.

Ein experimentelles Kriterium für die Verbreiterung der emittierten Spektrallinie ist die mangelnde Interferenzfähigkeit aller unter Ausnutzung der Elektronenträgheit, d. h. mit ultradynamischen Kennlinien oder Widerständen erzeugten Schwingungen [18]. Während nämlich die mit Liliputröhren erzeugten Rückkoppelschwingungen selbst um $2 \cdot 50$ cm noch interferenzfähig sind, versagen Bremsfeld- und Magnetronschwingungen unter Umständen schon bei Meterwellen und liefern statt einer exakt definierten Interferenzwelle oder eines Interferenztönen ein verwaschenes Frequenzgemisch, dessen Breite allerdings in starkem Maße von der stabilisierenden Wirkung der angefachten Resonanzkreise abhängt. Am deutlichsten zeigt sich die Verbreiterung der emittierten Spektrallinie natürlich bei den kürzesten ungedämpften Wellen, wie sie z. B. von einer winzigen Magnetronröhre in der Länge von 1 cm ausgestrahlt werden. Hier gelingt es sogar, die spektrale Verbreiterung bei unzulänglicher Abstimmung des angefachten Außenkreises mit Hilfe einer spektralinterferometrischen Zerlegung unmittelbar nachzuweisen [19]. Nach neueren Untersuchungen tragen freilich zum großen Teil ganz geringfügige Schwankungen der Netzspannung, die für einen Rückkoppelsender überhaupt nicht merkbar sind, zu der spektralen Verbreiterung und zu der unregelmäßigen Frequenzmodulation bei. Dagegen läßt sich mit vollkommen beruhigten Speisespannungen, z. B. bei reinem Batteriebetrieb ein Bremsfeldsender sogar noch auf der zweiten Oberschwingung eines 1,6 m-Kristalls ($\lambda = 53,3$ cm) stabilisieren und mit einem Rückkoppelaudio zur Interferenz bringen [20].

Da es experimentell gelungen ist, in die Gebiete der Infrarot- und Ultrakurzwellenstrahlung von beiden Seiten aus bis zur Überlappung der Wellenlängen vorzudringen, kann der Unterschied zwischen beiden

Schwingungsgebieten nicht im Betrag der Wellenlänge als solcher liegen, sondern kann nur in der Größe der Strahler gesucht werden. Für die elektrischen Strahler gelten nämlich noch die klassischen Gesetze der Makrophysik mit ihren kontinuierlichen Übergängen, während der Strahlungsmechanismus der Atome und Moleküle den ausgesprochen diskontinuierlichen Quantengesetzen unterliegt. Mit der Verkleinerung der elektrischen Strahler um viele Zehnerpotenzen muß also der Übergang zur diskontinuierlichen Physik vollzogen werden, denn bei jedem hinreichend kleinen Objekt wird die klassische Physik schließlich durch die Physik der Quanten abgelöst. In welcher Weise der Übergang von den ungedämpften Schwingungen der makroskopischen Hertzschen Oszillatoren zu den quantenhaften Lichtwellen der atomaren und molekularen Strahlern im einzelnen vor sich geht, muß die weitere Forschung lehren. Selbstverständlich muß bei einem Gebiet, das wie das vorliegende noch in vollem Fluß ist, jederzeit die Möglichkeit offen gelassen werden, daß anscheinend unüberwindliche Grenzen durch sorgfältige Weiterentwicklung oder durch eine überraschende Erfindung weiter hinausgeschoben werden.

Quellennachweis.

(Die Zitate sind für jedes Kapitel gesondert beziffert.)

Zusammenfassende Berichte und Abhandlungen.

1. Mesny, R.: Les Ondes électr. courtes. Paris 1927. — 2. Schröter, F.: World Eng. Congress Abstracts 1929 Nr. 409. — 3. Hollmann, H. E.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 33 (1929) S. 27, 66, 101; Bd. 35 (1930) S. 21, 76; Bd. 44 (1934) S. 37. — 4. Kohl, K.: Erg. exakten Naturwiss. Bd. 9 (1930). — 5. Pierret, E.: L'Onde él. Bd. 8 (1929) S. 373. — 6. Tellegen, H.: Tijdschr. Nederl. Radiogen. Bd. 4 (1929) S. 44. — 7. Karplus, E.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 19 (1931) S. 1715. — 8. Wenstrom, W.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 20 (1932) S. 95. — 9. Marique, J.: Bull. Soc. belg. Electr. Bd. 48 (1932) S. 269. — 10. Faßbender, H. u. P. von Handel: Hochfrequenz in der Luftfahrt. Berlin 1932. — 11. Carrara, N.: Alta Frequenza Bd. 2 (1933) S. 465. — 12. Scheibe, A.: Physik. Z. Bd. 35 (1934) S. 206. — 13. Wagner, K. W. u. H. E. Hollmann: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 11 (1934) S. 418. — 14. Kelley, M. J. u. A. L. Samuel: Electr. Engng. Bd. 53 (1934) S. 1504; Bell. Syst. techn. J. Bd. 14 (1935) S. 97. — 15. Fay, C. E. u. A. L. Samuel: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 679; Bd. 23 (1935) S. 199. — 16. Tank, F.: Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. Bd. 26 (1935) S. 533.

Einleitung.

1. Schröter, F.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1931) S. 1. — 2. Rubens, H. u. O. von Baeyer: Sitzgsber. preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl. 1911 S. 666. — 3. Pirani, M.: Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930) S. 889. — 4. Kujirai, T.: Rep. Radio Res. Works Japan Bd. 2 (1932) S. 27. — 5. Ilberg, W.: Fernsehen Bd. 1 (1930) S. 97. — 6. Brit. Pat. 317318. — 7. Schmidt, G.: Elektr. Anz. Bd. 47 (1930) S. 816. Neubauer, A.: Funktechn. Mh. 1933 S. 143.

Erstes Kapitel.

Die Erzeugung quasioptischer Wellen durch Funkenerregung.

1. Hertz, H.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. 1887 S. 181. — 2. Krönke, H., G. Leimbach u. E. Mayer: Z. Physik Bd. 15 (1914) S. 733. Leimbach, G.: Prakt. Schulphys. Bd. 3 (1923) S. 1, 33. — 3. Luden, W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 6 (1929) S. 248. — 4. Righi, R.: Lincei Rend. Bd. 5 (1893) S. 505. — 5. Thomson, J.: Rec. Research on El. Magn. S. 370. Oxford 1893. — 6. Laugwitz, M.: Physik. Z. Bd. 8 (1907) S. 378. — 7. Lebedew, P.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 56 (1895) S. 1. — 8. Lampa, A.: Wien. Ber. Bd. 105 (1896) S. 587. — 9. Möbius, W.: Ann. Physik Bd. 62 (1920) S. 293. — 10. Nichols, E. F. u. J. D. Tear: Proc. Nat. Acad. Sci. Bd. 9 (1923) S. 211; Physic. Rev. Bd. 21 (1923) S. 587. — 11. Dänzer, H.: Ann. Physik Bd. 2 (1929) S. 27. — 12. Hasselbeck, W.: Ann. Physik Bd. 12 (1931) S. 477. — 13. Lewitsky, M. A.: Physik. Z. Bd. 25 (1924) S. 107. — 14. Lewitsky, M. A.: Physik. Z. Bd. 27 (1926) S. 177; Bd. 28 (1927) S. 821. — 15. Glagelowa-Arkadiewa, A.: Z. Physik Bd. 24 (1924) S. 153; Bd. 55 (1929) S. 234. — 16. Schardin, H.: Diplomarbeit aus dem Institut für technische Physik. Berlin 1927. — 17. Woehl, W.: Diplomarbeit aus dem Institut für technische Physik. Berlin 1933. — 18. DRP. 499573. — 19. Lewitsky, M. A.: Physik. Z. Bd. 32 (1931) S. 252. — 20. Lewitsky, M. A.: Physik. Z. Bd. 35 (1934) S. 361. — 21. Drude, P.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 55 (1895) S. 633; Bd. 58 (1896) S. 1; Bd. 59 (1897) S. 466; Bd. 8 (1902) S. 336. — 22. Colley, A. R.: Physik. Z. Bd. 10 (1909) S. 329. — 23. Mie, G.: Physik. Z. Bd. 11 (1910) S. 1035. — 24. Rukop, H.: Ann. Physik Bd. 42 (1913) S. 489.

25. Rückert, E.: Ann. Physik Bd. 55 (1918) S. 151. — 26. Weichmann, R.: Ann. Physik Bd. 66 (1921) S. 501. — 27. Israel, H.: Z. Physik Bd. 39 (1926) S. 841. — 28. Pupp, W.: Ann. Physik Bd. 2 (1929) S. 865. — 29. Busse, E.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 31 (1928) S. 97. — 30. Ramshorn, R.: Physik. Z. Bd. 33 (1932) S. 451. — 31. Rohde, L. u. H. Schwarz: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 41 (1933) S. 207. — 32. Haupt, K.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 38 (1931) S. 57. — 33. Schröter, F.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1930) S. 1.

Zweites Kapitel.

Die Erzeugung ultrakurzer Wellen durch Rückkopplung.

1. Möller, H. G.: Elektronenröhren. Braunschweig 1929. — 2. Barkhausen, H.: Elektronenröhren. Leipzig 1935. — 3. Kirchstein, F.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 33 (1929) S. 201. — 4. Eccles, W. H. u. Jordan: Electrician Bd. 83 (1919) S. 299. — 5. Esau, A.: Elektrotechn. Z. Bd. 47 (1925) S. 11. — 6. Gutton, G. u. C. R. Touly: C. R. Acad. Sci., Paris Bd. 168 (1919) S. 271. — 7. White, W. V.: Gen. electr. Rev. Bd. 19 (1916) S. 774. — 8. Southworth, E. C.: Radio Rev. Bd. 1 (1919) S. 577. — 9. Pol, B. v. d.: Philos. Mag. Bd. 38 (1919) S. 90. — 10. Mazumdar, B.: Indian J. Phys. Bd. 3 (1923) S. 77. — 11. Dunmore, F. W. u. F. H. Engel: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 11 (1923) S. 467. — 12. Esau, A.: DRP. 477309; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 34 (1929) S. 102. — 13. Bergmann, L.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 35 (1930) S. 148. — 14. Renatus, G.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 43 (1934) S. 12. — 15. Lindenblad, N. E.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 1013. — 16. Mesny, R.: L'Onde él. Bd. 3 (1924) S. 25. — 17. Gutton, G. u. E. Pierret: L'Onde él. Bd. 4 (1925) S. 387. — 18. Dennaardt, A.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 35 (1930) S. 212. — 19. Wenstrom, W.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 20 (1932) S. 113. — 20. Holborn, F.: Z. Physik Bd. 6 (1921) S. 328. — 21. Uda, S.: Technol. Rep. Tôhoku Univ. Bd. 8 (1929) S. 553. — 22. Kiebitz, F.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 25 (1925) S. 1. — 23. Ataka, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 155. — 24. DRP. 619230; Vinnik, G. W. u. E. K. Zavoisky: West. Elektr. 1931 S. 461. — 25. Joffe, A. L.: Izvestia Elektropom. Slab. Toka 1934 Nr. 1 S. 41. — 26. Arenberg, A.: Izvestia Elektropom. Slab. Toka 1934 Nr. 3 S. 27. — 27. Müller, F. u. W. Zimbalin: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 8 (1931) S. 207. — 28. Elsnor, R.: Funktechn. Mh. 1933 S. 477. — 29. Wechsung, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 31 (1928) S. 176. — 30. Pfitzer, W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 5 (1928) S. 348. — 31. Kolster, F. A.: QST, Bd. 18 (1934) S. 69; Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 1335. — 32. Cords, C.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 31 (1928) S. 1. — 33. Mourontseff, I. E. u. H. V. Noble: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 20 (1932) S. 1328. — 34. Pungs, W. u. G. Preuner: Physik. Z. Bd. 20 (1919) S. 543. — 35. Schrader, E.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 24 (1924) S. 27. — 36. Weihe, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 32 (1928) S. 185. — 37. Kühle, W.: Tel. Ztg. Bd. 13 Nr. 61 (1932) S. 5. — 38. Fay, C. E. u. A. L. Samuel: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 697; Bd. 23 (1935) S. 199. — 39. Kelley, M. J. u. A. L. Samuel: Electr. Engng. Bd. 53 (1934) S. 1504; Bell. Syst. techn. J. Bd. 14 (1935) S. 97. — 40. Thompson, B. J. u. G. M. Rose: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 1707. — 41. Salzberg, B.: Electronics Bd. 7 (1934) S. 282; Radio Engr. Bd. 14 (1934) S. 21. — 42. Rohde, L.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 40 (1932) S. 3. — 43. Hahnemann, W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1930) S. 18. — 44. Beck, R.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 34 (1934) S. 199. — 45. Kallmann, H. E.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 33 (1929) S. 214. — 46. Hollmann, H. E.: Z. physik. chem. Unterr. Bd. 39 (1926) S. 265. — 47. Esau, A. u. W. Köhler: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 41 (1933) S. 153. — 48. Englund, R.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 15 (1927) S. 914. — 49. DRP. 427596. — 50. DRP. 526727. — 51. Zenneck, J.: Ann. Physik Bd. 11 (1903) S. 1135. — 52. Handreck, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 43 (1934) S. 73. — 53. Rohde, L.: Z. techn. Physik Bd. 14 (1933) S. 480. — 54. Townsend, J. S. u. J. H. Morrell: Philos. Mag. Bd. 42 (1921) S. 265. — 55. Huxford, W.: Physic. Rev. Bd. 25 (1925) S. 686. — 56. Hollmann, H. E.: Radio-Umschau Bd. 4 (1927) S. 177. — 57. Deubner, A.: Ann. Physik Bd. 84 (1927) S. 429. — 58. King, R.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 20 (1932) S. 1368. — 59. Gogathe, D. V. u. D. S. Kothari: Indian J. Phys. Bd. 4 (1930) S. 349. — 60. Kohl, K.:

Ann. Physik Bd. 85 (1928) S. 1. — 53. Phelps, B. u. S. Kruse: Q. S. T. Bd. 9 (1927) S. 9. — 54. Bergmann, L.: Ann. Physik Bd. 85 (1928) S. 961. — 55. Hahnemann, W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 6 (1929) S. 365. — 56. Rohde, L.: Z. techn. Physik Bd. 15 (1934) S. 613. — 57. Dow, J. B.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 19 (1931) S. 2095; QST. Bd. 16 (1932) S. 23. — 58. Jones, R.: QST. Bd. 16 (1932) S. 40. — 59. Straubel, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 38 (1931) S. 19. — 60. Straubel, H.: Physik. Z. Bd. 32 (1931) S. 937; Bd. 35 (1934) S. 179. — 61. Straubel, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 46 (1935) S. 4. Kühnhold, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 46 (1935) S. 82. — 62. Gutton, G. u. E. Pierret: C. R. Acad., Paris Bd. 180 (1910) S. 1025. — 63. Jamison, N. C.: Physics Bd. 2 (1932) S. 217; Wirel. Wld. Bd. 37 (1935) S. 398. — 64. Conklin, J. W., J. L. Finch u. C. W. Hansell: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 10 (1931) S. 1918. Wwedensky, Michailow u. Skibarko: Russ. J. techn. Physik Bd. 4 (1934) S. 337. — 65. Hull, R. A.: QST. Bd. 19 (1935) S. 13. — 66. Hollmann, H. E.: Naturwiss. Bd. 20 (1932) S. 181; Sitzgsber. preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl. VI 1933. — 67. Sahaneck, J.: Schr. naturwiss. Fak. Massaryk Univ. 1930 Nr. 126; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 38 (1931) S. 78; Physik. Z. Bd. 33 (1932) S. 693. — 68. Llewellyn, F. B.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 1532. — 69. Llewellyn, F. B.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 947. — 70. Maslenikoff, W.: Russ. Z. angew. Physik Bd. 7 (1930) S. 81. — 71. Smirnoff, W.: Russ. Z. angew. Physik Bd. 7 (1930) S. 25. — 72. Kroebe, W.: Ann. Physik Bd. 14 (1932) S. 80. — 73. Pierret, E.: J. Physique Radium Bd. 5 (1934) S. 79. — 74. Ataka, H.: J. Inst. electr. Engr. Japan Bd. 54 (1934) S. 87. — 75. Pfetscher, O. u. E. Haab: Z. techn. Physik Bd. 15 (1934) S. 227. — 76. Linder, F. G.: Nature (Lond.) Bd. 133 (1934) S. 259. Linder, F. G. u. I. Wolff: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 791. Wolff, I., E. G. Linder u. R. A. Braden: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 11. — 77. Gerth, F.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 8 (1931) S. 39. Carrara, N.: Alta Frequenza Bd. 2 (1932) S. 189. — 78. Ataka, H.: J. Inst. electr. Engr. Japan Bd. 53 (1933) S. 54. — 79. Ardenne, M. von: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1930) S. 80. — 80. Ardenne, M. von: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1930) S. 463; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 37 (1931) S. 12; Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 20 (1932) S. 933. — 81. Schröter, F.: Tel.-Ztg. Bd. 12 (1932) Nr. 57 S. 46.

Drittes Kapitel.

Die Bremsfeldmethode.

1. Barkhausen, H. u. K. Kurz: Physik. Z. Bd. 21 (1920) S. 1. — 2. Zilitin-kewitsch, J.: Arch. Elektrotechn. Bd. 15 (1926) S. 470. — 3. Scheibe, A.: Ann. Physik Bd. 73 (1924) S. 54. — 4. Nettleton, L.: Proc. Nat. Acad. Amer. Bd. 8 (1922) S. 353. — 5. Schriever, O.: Ann. Physik. Bd. 63 (1920) S. 645. — 6. Gill, E. W. B. u. J. H. Morrell: Philos. Mag. Bd. 44 (1922) S. 161; Bd. 49 (1925) S. 369. — 7. Tank, F. u. E. Schillknecht: Helv. phys. Acta. Bd. 1 (1928) S. 100. — 8. Grechowa, M. T.: Physik. Z. Bd. 29 (1928) S. 726. — 9. Grechowa, M. T.: Physik. Z. Bd. 35 (1926) S. 50, 59; Bd. 38 (1926) S. 628. — 10. Hornung, H.: Ann. Physik Bd. 1 (1929) S. 417. — 11. Kapzov, N. u. S. Gwosdower: Z. Physik Bd. 45 (1927) S. 114. — 12. Hollmann, H. E.: Ann. Physik Bd. 86 (1928) S. 129; Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 17 (1929) S. 229. — 13. Kalinin, W. J.: Russ. Z. techn. Physik Bd. 131 (1933) S. 332. — 14. Heim, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 30 (1927) S. 160. — 15. Kapzov, N.: Z. Physik Bd. 35 (1925) S. 129. — 16. Wechsung, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 32 (1928) S. 55. — 17. Pierret, E.: C. R. Acad. Sci., Paris Bd. 186 (1928) S. 1284, 1601; J. Physique Bd. 9 (1928) S. 97. — 18. Hollmann, H. E.: Ann. Physik Bd. 86 (1928) S. 1026. — 19. Fay, C. E. u. A. L. Samuel: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 697; Bd. 23 (1935) S. 199. Kelley, M. J. u. A. L. Samuel: Electr. Engr. Bd. 53 (1934) S. 1504; Bell. Syst. techn. J. Bd. 14 (1935) S. 97. — 20. Müller, J.: Ann. Physik Bd. 21 (1934) S. 611, 666. Müller, J. u. F. Tank: Helv. phys. Acta Bd. 8 (1935) S. 309. — 21. Potapenko, G.: Z. techn. Physik Bd. 10 (1929) S. 542; Physic. Rev. Bd. 39 (1932) S. 547, 551, 625; Bd. 40 (1932) S. 216, 988; Philos. Mag. Bd. 24 (1932) S. 1126. — 22. Kroebe, W.: Z. Physik Bd. 61 (1930) S. 239. — 23. Collenbusch, H.: Ann. Physik Bd. 13 (1932) S. 191. — 24. Hollmann, H. E.: Ann. Physik Bd. 5 (1930)

- S. 247. — 25. Pol, B. v. d.: *Physica* Bd. 5 (1925) S. 1. — 26. Gill, E. W. B.: *Philos. Mag.* Bd. 49 (1925) S. 993. — 27. Hollmann, H. E.: *Z. techn. Physik* Bd. 10 (1929) S. 424. — 28. Whiddington, R.: *Radio Rev.* Bd. 1 (1919) S. 53. — 29. Mulert, Th.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 42 (1933) S. 194. — 30. Knipping, P.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 34 (1929) S. 1. — 31. Rindfleisch, H.: *Ann. Physik* Bd. 14 (1932) S. 237. — 32. Morita, K.: *J. Inst. electr. Engr.* Bd. 52 (1932) S. 84; *Rep. Radio Res. Works Japan* Bd. 2 (1932) S. 211. — 33. Kalinin, W. J.: *Ann. Physik* Bd. 11 (1931) S. 113. — 34. Alberti, E.: *Z. techn. Physik* Bd. 7 (1926) S. 592. — 35. Sahanek, J.: *Schr. naturwiss. Fak. Massaryk Univ.* 1930 Nr. 120. — 36. Hamburger, F.: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 22 (1934) S. 79. — 37. Gerber, W.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 36 (1930) S. 98. — 38. Kohl, K.: *Erg. exakt. Naturwiss.* Bd. 9 (1930). — 39. Möller, H. G.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 34 (1929) S. 201; *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 7 (1930) S. 293, 411. — 40. Kapzov, N.: *Z. Physik* Bd. 49 (1928) S. 395. — 41. Pfetscher, O.: *Physik. Z.* Bd. 29 (1928) S. 395. — 42. Möller, H. G. u. W. Hirsch: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 37 (1931) S. 145. Helmholz, E. W.: *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 10 (1933) S. 181. — 43. Sears, F. W.: *J. Franklin Inst.* Bd. 209 (1930) S. 459. — 44. McPetrie, J. S.: *Philos. Mag.* Bd. 16 (1933) S. 284. — 45. Gill, E. W. B.: *Philos. Mag.* Bd. 12 (1931) S. 843. — 46. King, R.: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 20 (1932) S. 1368. — 47. Hollmann, H. E.: *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 6 (1929) S. 253. — 48. Edler, H.: *Arch. Elektrotechn.* Bd. 26 (1932) S. 841. — 49. Wundt, R.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 36 (1930) S. 133. — 50. Hollmann, H. E.: *Sitzgsber. preuß. Akad. Wiss., Physik-math. Kl.* VI 1933. — 51. Hollmann, H. E.: *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 11 (1934) S. 3. — 52. Carrara, N.: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 20 (1932) S. 1615; *Alta Frequenza* Bd. 1 (1932) S. 6. — 53. Hollmann, H. E.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 42 (1933) S. 89. — 54. Alfvén, H. u. P. Ohlin: *Z. Physik* Bd. 89 (1934) S. 826. — 55. Alfvén, H.: *Z. Physik* Bd. 83 (1933) S. 222. — 56. Romanoff, W. I.: *Physik. Z.* Bd. 28 (1927) S. 777. — 57. Giacomini, A.: *Physic. Rev.* Bd. 41 (1932) S. 113; *Alta Frequenza* Bd. 2 (1933) S. 3. — 58. Thompson, B. J. u. P. D. Zottu: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 22 (1934) S. 1374. — 59. Kühle, W.: *Tel.-Ztg.* Bd. 13 Nr. 61 (1932) S. 5. — 60. Kamio, K.: *Rep. Radio Res. Works Japan* Bd. 3 (1933) S. 229. — 61. Scheel, J. E.: *Arch. Elektrotechn.* Bd. 22 (1929) S. 632. — 62. Hollmann, H. E.: *Funktechn. Mh.* 1932 S. 347. — 63. Herriger, F.: *Tel.-Ztg.* Bd. 15 (1934) Nr. 68 S. 5. — 64. Pfetscher, O. u. K. Müller: *Physik. Z.* Bd. 35 (1934) S. 654; *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 45 (1935) S. 1. — 65. Kohl, K.: *Ann. Physik* Bd. 85 (1928) S. 1. — 66. Hollmann, H. E.: *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 5 (1928) S. 268. — 67. Hollmann, H. E.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 33 (1929) S. 128. — 68. Ohtaka, S.: *J. Inst. electr. Engr. Japan* Bd. 54 (1934) S. 149. — 69. Yamamoto, I. u. Y. Degawa: *J. Inst. electr. Engr. Japan* Bd. 54 (1934) S. 91. *Brit. Pat.* 352052; *Franz. Pat.* 708495. — 70. Franz. Pat. 733154; *Brit. Pat.* 398263; *USA. Pat.* 1978021. — 71. *DRP.* 594261. — 72. Scheibe, A.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 27 (1926) S. 1. — 73. Uda, S.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 35 (1930) S. 129. — 74. *DRP.* 520061. — 75. Marconi, G.: *Electrician* Bd. 110 (1933) S. 3; *Nature, Lond.* Bd. 130 (1932) S. 269; Bd. 131 (1933) S. 292; *Alta Frequenza* Bd. 2 (1933) S. 5. — 76. Kozanowski, H. N.: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 20 (1932) S. 957. — 77. Gossel, E.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 42 (1933) S. 1. — 78. Hollmann, H. E.: *Physik. Z.* Bd. 31 (1930) S. 56. — 79. *Amat. Wirel.* 1934 S. 338; *Electronics* 1934 S. 242; *Wirel. Wld.* 1936 S. 336. — 80. Zworykin, V. K., G. A. Morton u. L. Malter: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 24 (1936) S. 351; *Electronics* 1935 S. 424. — 81. Hollmann, H. E.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 34 (1930) S. 140. — 82. Beauvais, G.: *C. R. Acad. Soc., Paris* Bd. 187 (1928) S. 1288; *Bull. Soc. franç. Électr.* Bd. 6 (1929) S. 365. — 83. Clavier, C.: *Electr. Communic.* Bd. 12 (1933) S. 3; *L'Onde é.* Bd. 13 (1934) S. 101; *Elektr. Nachr.-Wesen* Bd. 12 (1934) S. 112. Leyshon, W. A.: *Proc. Physic. Soc.* Bd. 47 (1935) S. 277. — 84. Carrara, N.: *Alta Frequenza* Bd. 2 (1932) S. 189.

Viertes Kapitel.

Das Magnetron.

1. Greinacher, H.: *Verh. dtseh. physik. Ges.* Bd. 14 (1912) S. 856. — 2. Hull, A.: *Physic. Rev.* Bd. 18 (1921) S. 31; Bd. 23 (1924) S. 112. — 3. Elder,

- F. R.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 13 (1925) S. 159. — 4. Rössiger, M.: Z. Physik. Bd. 43 (1927) S. 480. — 5. Hull, A.: Physic. Rev. Bd. 25 (1925) S. 645. — 6. Ranzi, I.: Lincei Rend. Bd. 9 (1929) S. 652; Nuovo Cimento Bd. 6 (1929) S. 249. Hollmann, H. E.: Ann. Physik Bd. 8 (1931) S. 956. — 7. Carrara, N.: Alta Frequenza Bd. 4 (1935) S. 20. — 8. DRP. 391761, 450989, 475895. Habann, E.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 24 (1924) S. 115. — 9. Megaw, E.: J. Inst. electr. Engr. Bd. 72 (1933) S. 326. — 10. Morita, K.: J. Inst. electr. Engr. Japan Bd. 53 (1933) S. 66. — 11. Slutzkin, A.: Physik. Z. Sowietun. Bd. 6 (1934) S. 280. — 12. Müller, F.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 12 (1935) S. 131. — 13. Runge, W.: Tel.-Ztg. Bd. 15 (1934) Nr. 69 S. 5. — 14. Fritz, K.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 46 (1935) S. 16. — 15. Okabe, K.: Techn. Rep. Tôhoku Univ. Bd. 7 (1928) S. 241. — 16. Zacek, A.: Cas. pro Pest. Math. Bd. 53 (1923) S. 378; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 32 (1928) S. 172. — 17. Okabe, K.: Proc. Instn. Radio Engr. Bd. 17 (1929) S. 652. — 18. Langmuir, I.: Physic. Rev. Bd. 2 (1913) S. 450. — 19. Hoag, J. B.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 1132. McNamara, F. T.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 1037. — 20. Megaw, E.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 1749. 21. Benham, W. E.: Proc. Physic. Soc. Bd. 47 (1935) S. 1. — 22. Slutzkin, A. u. S. Steinberg: Ukrain. Abh. Bd. 1 (1927) S. 22; Ann. Physik Bd. 1 (1929) S. 658. — 23. Hoag, J. B.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 29. — 24. Yagi, H.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 16 (1928) S. 715. Okabe, K.: J. Inst. electr. Engr. Japan Bd. 48 (1928) S. 284. — 25. Kohl, K.: Erg. exakt. Naturwiss. Bd. 9 (1930). — 26. Mulert, Th.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 194. — 27. Slutzkin, A., S. I. Brande u. I. M. Wiggdortschik: Physik. Z. Sowietun. Bd. 6 (1934) S. 268. — 28. Cleeton, C. E. u. H. N. Williams: Physic. Rev. Bd. 44 (1933) S. 421; Bd. 45 (1934) S. 234. — 29. Okabe, K.: J. Inst. electr. Engr. Japan Bd. 53 (1933) S. 369; Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 1593. — 30. Fassi, G. de u. G. Salom: Alta Frequenza Bd. 4 (1934) S. 396. — 31. Carrara, N.: Alta Frequenza Bd. 5 (1935) S. 314. — 32. Slutzkin, A. u. P. Leljakow: Physik. Z. Sowietun. Bd. 1 (1932) S. 768. — 33. McArthur, E. D. u. E. Spitzer: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 19 (1931) S. 1971. — 34. Slutzkin, A. u. a.: Physik. Z. Sowietun. Bd. 6 (1934) S. 150. — 35. Kilgore, G. R.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 20 (1932) S. 1741. — 36. Nordlohne, P. J. u. K. Posthumus: Philips Transmitting News Bd. 1 (1934) Nr. 2 S. 1. — 37. Uda, S., N. Ochiai u. T. Seki: J. Inst. electr. Engr. Japan Bd. 53 (1933) S. 365. — 38. USA. Pat. 1901112. — 39. Müller, F.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 12 (1935) S. 183. — 40. USA. Pat. 1978021; Sahanek, J.: Physik. Z. Bd. 33 (1932) S. 693. — 41. DRP. 573634. — 42. Linder, E. G.: Physic. Rev. Bd. 45 (1934) S. 656. Wolff, I., E. G. Linder u. R. A. Braden: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 11. — 43. Okabe, K.: Rep. Radio Res. Japan Bd. 5 (1935) Nr. 2. — 44. Posthumus, K.: Exp. Wirel. Bd. 12 (1933) S. 126. — 45. Ponte, M.: L'Onde él. Bd. 13 (1934) S. 493. — 46. Bowschewerow, W. u. M. Grechowa: Russ. Z. techn. Phys. Bd. 5 (1935) S. 69. — 47. Okabe, K.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 18 (1930) S. 1748. — 48. DRP. 579972. — 49. Hayasi, T.: Rep. Radio Res. Japan Bd. 5 (1935) Nr. 2. — 50. Forro, M.: Ann. Physik Bd. 1 (1929) S. 513. — 51. Völker, J.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 37 (1931) S. 89. — 52. Tank, F.: Arch. de Genève Bd. 6 (1924) S. 420. Tank, F. u. E. Schiltknecht: Helv. phys. Acta Bd. 1 (1928) S. 100. — 53. Hollmann, H. E.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 6 (1929) S. 377. — 54. Collenbusch, H.: Ann. Physik Bd. 13 (1932) S. 191.

Fünftes Kapitel.

Die Erzeugung ultrakurzer Wellen durch Elektronenströmungen.

1. Stschodro, N.: Ann. Physik Bd. 27 (1908) S. 225. Cady, W. G.: Physik. Z. Bd. 10 (1909) S. 623. Wagner, K. W.: Diss. Göttingen 1910. Horning, H.: Ann. Physik Bd. 1 (1929) S. 417. — 2. Sahanek, J.: Schr. Massaryk Univ. 1927 Nr. 45. — 3. Hull, A. W.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 6 (1918) S. 5. — 4. Gill, E. W. B. u. J. H. Morrell: Philos. Mag. Bd. 44 (1922) S. 161. — 5. Engel, A. von u. M. Steenbeck: Elektr. Gasentlad. Bd. 1, Berlin 1932. — 6. Benner, S.: Ann. Physik Bd. 3 (1929) S. 993. Jonescu, T. V. u. C. Mihul: Amer. Sci. Bd. 17 (1931). — 7. Bergmann, L. u. W. Dühring: Ann. Physik Bd. 1 (1929) S. 1041;

Bd. 11 (1931) S. 457. — 8. Benham, W. F.: *Philos. Mag.* Bd. 5 (1928) S. 641; *Electr. Communic.* Bd. 9 (1933) S. 223. Llewellyn, F. B.: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 21 (1933) S. 1532; Bd. 23 (1935) S. 112. Witt, A.: *C. R. Acad. Sci. Paris* Bd. 195 (1932) S. 1005. Müller, J.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 41 (1933) S. 156. — 9. Mitra, S. K. u. B. Ch. Sil: *Philos. Mag.* Bd. 13 (1932) S. 1081. Muhrer, E.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 43 (1934) S. 1. — 10. Müller, J.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 43 (1934) S. 195. — 11. Sahaneck, J.: *Physik. Z.* Bd. 23 (1932) S. 693. — 12. McPetrie: *Exp. Wirel.* Bd. 9 (1934) S. 118; *Philos. Mag.* Bd. 19 (1935) S. 501. — 13. Arsenjewa-Heil, A. u. O. Heil: *Z. Physik* Bd. 95 (1935) S. 752. — 14. Langmuir, I.: *Proc. Nat. Acad. Sci.* Bd. 14 (1928) S. 627. Seeliger, R.: *Naturwiss.* Bd. 20 (1932) S. 711. — 15. Tonks, L. u. J. Langmuir: *Physic. Rev.* Bd. 33 (1929) S. 195. Steenbeek, M.: *Z. Physik.* Bd. 76 (1932) S. 260. Gerber, E.: *Ann. Physik* Bd. 20 (1934) S. 529. — 16. Wagner, K. W. u. H. E. Hollmann: *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 11 (1934) S. 418. — 17. Schuster, K.: *Ann. Physik* Bd. 7 (1930) S. 54. — 18. Ardenne, M. von: *Naturwiss.* Bd. 22 (1934) S. 561. — 19. Cleeton, C. E.: *Physics* Bd. 6 (1935) S. 207. — 20. Straubel, H.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 46 (1935) S. 6; *Z. techn. Physik* Bd. 16 (1935) S. 627.

Sachverzeichnis.

- Abriegelung der Gittergleichspannung 38.
 Absorption 2.
 Absorptionsmodulator 111.
 Abstimmkurven 123, 124, 127, 128, 150, 152, 169, 178—179, 182, 205, 206, 208, 209, 228, 235, 281, 285, 306, 312.
 Acorn-Röhren s. Liliputröhren.
 Äquivalente Länge von Lecher-Drähten 76, 124, 168.
 Amplitudenmodulation 234.
 Anfängung 34, 190—199, 254, 262f., 280—287, 304—307.
 Anfangskurven 108, 197, 303, 304.
 —-messungen 107, 197 bis 199.
 —-widerstand 169, 197, 248, 252, 299, 304.
 Anlaufstrom 184, 186.
 Anpassung 52, 54, 58, 94, 104, 213, 274.
 — Grenze der 52.
 — mit konzentrischer Rohrleitung 57.
 — mit Zusatzwiderständen 56.
 — vierpol 275.
 — Verbesserung der 55.
 Anodenausortierung 156.
 Anodenbelastbarkeit 63, 65, 288.
 Anodenspannungsabstimmung 104.
 Anregungsfaktor 159.
 Antennenankopplung 213.
 Antennen. Dipol 8, 106, 110, 212, 213, 217, 218, 224, 240, 241.
 — Kegel 8.
 Aperiodische Röhre 128.
 Arbeitsdiagramm 134.
 Arbeitskennlinien 101, 188, 300.
 Aufprallzonen 250.
 Anskoppelgenerator 308.
 Austrittsgeschwindigkeit 163.
 Axialsymmetrischer Resonanzkreis 55, 80.
 Bändchenkreis 290.
 Balancemodulation 293.
 Bandenspektrum 313.
 Barkhausen-Kurz-Schwingungen 116f., 125, 173.
 Barkhausen-Relation 119, 123, 125, 131, 133, 137, 148, 195, 260.
 — Umkehr der 142.
 Belastungswiderstand 36.
 Blinkschaltung 173.
 Blondlotscher Erreger 19.
 Bremsselektrode 184.
 Bremsfeld, Magnetisches 296.
 Bremsfeldmethode 116—241.
 Bremskennlinie 184—187.
 Bremspotential 184.
 Bremsröhren mit ebenen Elektroden 201.
 Bremsstrom 184.
 Bremswiderstand, Kompensation 240.
 Brückenschaltung 45.
 Gemazellen 5.
 Colley, Sender von 20.
 Condensa 73.
 Dämpfungskurven 169, 179, 182, 197, 198, 281, 303, 304, 306.
 Dekrement 21, 23, 27, 30.
 Dielektrizitätskonstante eines Elektronengases 301.
 Diffraktionsgitter 14.
 Diodengenerator 142, 307.
 Dipolelektroden 138, 222, 226.
 Dipol, Flächen- 22.
 Dipoloszillator 8f.
 Doppelbügel, Habann-Röhre mit 277.
 Doppelgitterröhren 149.
 Doppelkathodenröhren 229.
 Doppelmodulation 114, 239.
 Doppelröhren 68.
 Doppelschichten 145.
 Dreifelder 284.
 Dreipunkt-Gegentakt-schaltung 50.
 Dreipunktschaltung 37, 58, 81, 84.
 — mit Bremsröhre 193.
 — mit Lecher-Drähten 74—77.
 — mit Quarzsteuerung 84.
 — mit Rohrleitung 57.
 Drudescher Sender 19.
 Durchgriff 36, 188.
 Dynatron 229.
 Ebene Elektroden, Bremsröhre mit 201—203.
 Einbrennperiode 79, 86.
 Einzelspeisung von Funkenstrecken 13.
 Elektrodenradien 204.
 Elektroden, Platin- 30.
 — Wassergekühlte (s. Wassergekühlung).
 Wolfram- 30.
 Elektronenamplitude 174.
 Elektronenbahnen 159, 161, 166, 243, 247, 249, 256—258, 282.
 — schraubenförmige 249, 286, 300.
 Elektronengas. Dielektrizitätskonstante eines 301.
 — Leitfähigkeit eines 301.
 — Temperatur eines 186.

- Elektronenkoppelung 81.
 Elektronenlaufzeiten 103
 bis 107, 118, 120, 130,
 140, 143, 158, 159—
 166, 171—173, 190, 194,
 199, 259—261, 280—
 284, 302.
 Elektronenschwingungen
 116f, 130f, 142, 149,
 153—167, 171, 199,
 203, 258, 262, 283, 290,
 297, 309.
 Elektronenströmung,
 Schwingungsanfachung
 durch 298—308.
 Elektronenträgheit 34, 94f.
 Elektronenwellen 313.
 Elektronenwiderstand 286,
 302—306.
 Emissionskennlinien 139.
 Emissionssteuerung 99.
 Emissionsstrom 166.
 Endplatten 274, 278.
 Energiebilanz 191, 254.
 Energie von Bremsfeld-
 sendern 200—201,
 207, 213, 221, 231.
 — von Funkensendern 17,
 25, 29.
 — von Magnetronsendern
 273, 274, 287—291.
 — von Rückkoppelsen-
 dern 59, 61, 65, 66,
 69, 77, 78, 91.
 Entsockelung 69.
 Erhitzung des Anoden-
 blechs 250.
 Erregung von Mikrooszilla-
 toren 18.
 Fadenröhren 150, 229.
 Farnsworth-Röhre 230.
 Feinabstimmung 48, 49.
 Feldmagnet 262.
 Frequenzgang 80, 85, 86.
 Frequenzmodulation,
 Kompensation der
 237—239.
 Frequenzrückkopplung
 173.
 Frequenzspektrum 125,
 138, 196.
 Frequenzstabilisierung 78,
 82.
 — durch Lecherleitungen
 93—94.
 — durch Piezokristalle
 82—91.
 Frequenzverdoppelung 81.
 Frequenzvervielfachung
 87—93.
 Funkenerrregung 7—33.
 Funkenlänge 22.
 Funkenlöschung beim
 Massenstrahler 16.
 Funkenstrecken, Kugel-
 8—10, 19—21, 29.
 — Lösch- 25.
 — Ring- 24, 32.
 — Wassergekühlte 29.
 Funkenwandern 26, 32.
 Funkenzahl 28—31.
 Gas. Einfluß von 144, 291.
 Gasmodulation 111.
 Gegentaktmagnetron 262.
 Gegentak modulation 238,
 293.
 Gegentaktröhren 229.
 Gegentaktschaltung. Ent-
 stehung durch Spiege-
 lung 39, 49.
 Gegentaktsender 39, 46,
 68, 93, 225—228, 275,
 305.
 Gegentaktsender von Hol-
 born 48, 68, 84, 226.
 Gegentaktssteuerung 39.
 Geschwindigkeitskurven
 161, 166.
 Gill-Morrell-Schwingun-
 gen 122, 125, 173,
 271.
 Gitter, gekühlte 207, 218.
 — virtuelles 154, 310.
 Gitterableitung 67, 68.
 Gitterarbeitsdiagramm
 188.
 Gitterbügelskreis 221.
 Gitterdiode 143.
 Gitterdipol 222, 226.
 Gitterwendel, Anregung
 der 131.
 — Freischwingende 138,
 222.
 — Ganghöhe der 129, 205,
 206.
 — -kreis 107, 138, 218—
 221.
 — mit Kurzschlußstegen
 62.
 Gleichtaktschwingungen
 49.
 Gleichtaktsender 50.
 Glimmlampenmodulation
 110.
 Glühzonen 250.
 Grenzwellen 1, 52, 54, 61,
 95, 104, 123, 313.
 Grenzwiderstand 30, 36.
 Großflächenkathoden 202,
 305.
 Gruppenfrequenz von
 Partialentladungen 32.
 Habann-Generator 251—
 258, 271—294.
 Habann-Röhren 251, 252,
 272—274, 277—280,
 289.
 — mit Hilfselektroden
 276.
 — mit Doppelbügeln 277.
 Heizdrosseln 44.
 Heizsperrkreise 51, 57.
 Hilfselektroden bei Ha-
 bann-Röhre 276.
 Hilfsmodulation 231.
 Hochfrequenzbrücke 102.
 Hochfrequenzspeisung von
 Funkensendern 28—31.
 Hochfrequenzverstärkung
 87.
 Hohlelektroden 29.
 Holborn-Sender 47, 68,
 84, 226.
 — reduzierter 49, 68.
 Hullsches Magnetron
 243—246.
 Huth-Kühn-Schaltung
 38, 42, 84, 193.
 Ionenbombardement 145,
 264.
 Ionenschwingungen 144,
 267, 311.
 Ionenströme 264.
 Ionentanz 144.
 Induktivität von Draht-
 bügeln 59.
 — von Leitungen 40.
 Influenzladungen 98, 100,
 308.
 Infrarote Strahlung 4—6.
 Infrarotglimmlampe 4.
 Infrarotmodulator 5.
 Interferenz 85, 314.
 Interferenzkurven 15.
 Inversionen 96, 97, 101,
 105, 118, 190—197,
 300, 302—304, 308.
 Inversionsschwingungen
 105—107, 194—196,
 199, 304—309.
 Inversionstheorie 96—102,
 183—190, 262, 302—
 304.

- Kalorimetrische Leistungs-
messung 288.
 Kapazitätsarme Röhren
60, 62, 63, 77.
 Kapazitiv kurzgeschlossene
Elektroden 128.
 Kapazitiver Kurzschluß
der Modulationsstrom-
übernahme 240.
 Kapazität von Röhren 41,
52, 57, 60, 63, 64, 76,
123, 209, 222, 272.
 Kardiodienbahnen 244,
256, 258, 282.
 Kathode, virtuelle 154,
185, 187, 203, 244, 258,
282.
 Kathodenleitungen, abge-
stimmte 51, 196, 226.
 Kathodenstrahloszillo-
graph 102, 190.
 Kathodenstrahlswitcher 92.
 Kennlinien, ultradynami-
sche 96, 101, 190.
 Kerafar 73.
 Keramische Isolierstoffe
71—74, 79.
 Kerr-Zelle 4, 5.
 Kipperschwingungen 32, 173.
 Kleinkondensatoren 73.
 Kleinsender 274.
 Knallwelle 32.
 Koaxiales Magnetfeld
243—245.
 Kohlemikrophon, Modu-
lation durch 110.
 Kombinationsmodulation
238, 292.
 Kompensation des Tempe-
raturgangs 79.
 Kondensatormikrophon,
Modulation durch 109.
 Kondensator-Querfelder
257.
 Konzentrische Rohrleitung
s. Rohrleitung.
 Koppelsystem, Elektronen-
generator als 167—183,
199.
 Koppelwellen 168, 171,
175—183.
 Kritisches Magnetfeld 244,
253, 259, 264, 280, 286,
295.
 Kühlfahnen 63, 207.
 Kühlrippen 207.
 Kühlung mit Gas 24, 29,
30—31.
 --- mit Wasser 29, 30, 31,
39, 65, 91, 218, 288.
 Laufzeitschwankungen
156, 158.
 Lecher-Drähte, s. Par-
alleldrähte.
 Leistung, s. Energie.
 Leistungsmessung 201,
287—288.
 Leistungsverstärkung der
Bremsröhre 190.
 Leitfähigkeit eines Elek-
tronengases 301.
 Leitungsinduktivitäten 40.
 Leitungskapazitäten 40.
 Leuchtgasatmosphäre 22.
 Lichtbogen 298.
 --- sprechender 4.
 Lichtbogenbildung bei
Funkenentladungen 28.
 Lichtrelais 4.
 Liliputröhren 64, 77, 87,
91, 95.
 Litzendrähte 71.
 Löschfunkenerrögeung 21—
26.
 Löschfunkenstrecken 8, 22,
24, 26, 29.
 Magnetfeld 18, 90, 111,
152, 242—297.
 --- Koaxiales 243—245.
 --- Zirkulares 247.
 Magnetisches Bremsfeld
259, 296.
 Magnetische Modulation
292.
 Magnetisches Steuerfeld
245—247.
 Magnetische Vorspannung
245.
 Magnetron 242—297.
 Magnetronkennlinien 245,
247, 248, 253, 263,
264, 269, 279, 285, 291,
295.
 Massenstrahler 3, 14—17.
 Mehrfachmodulation 114.
 Mehrgitterröhren 149—150.
 Mehrrohrsender 50, 223
—224.
 Mikrooszillatoren 10, 13.
 Modulation, Gegentakt
238, 293.
 --- Indirekte 109.
 --- Magnetische 292.
 --- Parallelröhren- 236.
 --- von Bremsfeldsendern
231—241.
 --- von Funkensendern 31.
 --- von Magnetronsendern
291—294.
 Modulation von Rück-
koppelsendern 109
115.
 Modulationsdiagramme
234.
 Modulationskennlinien
234, 239, 291.
 Modulationskontrolle 114.
 Narbenbildung 30, 32.
 Negative Widerstände 36,
248, 254, 298, 299,
302—308.
 Neigungswinkel 248, 267,
270, 285.
 Netzanode 208.
 Neutralisation 87, 94.
 Niveaulinien 256.
 Nutzeffekt, s. Wirkungs-
grad.
 Oberflächenschichten 145.
 Oberschwingungen der
Raumladung 153.
 Oberwellen 12, 13, 15, 17,
27, 89—91, 130, 287,
307.
 --- einer Lecher-Leitung
124, 169, 178—179,
219—221.
 Ordnungsbereiche 100,
133—138, 194—198, 281
—285, 302—304.
 Oszillator, Axialsymmetri-
scher 23—25.
 --- Dipol- 8—18.
 --- Mikro- 10—13.
 --- Rohrleitungs- 27.
 --- Stoßfunken- 22.
 Oszillatorenritter 12—14.
 Oxydationsschichten 29—
30.
 Oxydkathoden 202.
 Parabolspiegel 9, 28.
 Paralleldrachtsystem 19—
21, 24, 46, 74—76,
117, 122, 168, 176,
196, 211, 217, 219,
223, 240, 261, 271,
272, 274, 275.
 --- als Rückkoppelkanal
94.
 --- symmetriert 46.
 Parallelröhrenmodulation
236, 291.
 Parallelschaltung von Röh-
ren 223—226, 275.
 Partialentladungen 30—32.

- Pendelschwingungen, s. Barkhausen-Kurz-Schwingungen.
 Phasenausortierung 158—159.
 Phasenbilanz 191, 194.
 Phasenwinkel, ultradynamischer 98, 102, 190.
 Photozellen 5.
 Piezokristalle 82—91.
 Plasmaschwingungen 309 bis 312.
 Potentialverteilung 117, 120, 145, 165, 174, 185, 203, 251, 256, 258, 260.
 Quantenstrahlung, Übergang zur 315.
 Quasioptische Wellen 1—3.
 Quecksilberdampflampe 4.
 Querfelder 256—258.
 Radialgeschwindigkeiten 259.
 Raumarbeitsdiagramme 133.
 Raumladung 139—142, 163—167, 185, 260, 307.
 Raumladungsschwingungen 153.
 Raumladungssteuerung 154, 262.
 Raumladungszustände, instabile 139.
 Reflexionsbrücke 46, 210.
 Reißdiagramme 235.
 Relaxationsschwingungen 50, 173.
 -zeiten 154.
 Ringschmelzungen 57, 64.
 Ringfunkenstrecke 24.
 Röhrenkapazität 41, 52, 57, 60, 63, 64, 76, 123, 209, 222, 272.
 - Reduktion durch Serienschaltung 40, 49.
 Röhrenmodell 98.
 Rohrleitungssender 27, 57—59, 155, 216, 227, 277.
 Rückheizung 264, 279.
 Rückinversionen 97, 105, 108, 197, 303.
 Rückkoppelfaktor 36, 40, 53, 104, 106, 191—197.
 - der Huth-Kühn-Schaltung 38, 193.
 Rückkoppelkanal, Paralleldrahtsystem als 94.
 Rückkoppelmodell 168—180.
 Rückkoppelschaltungen 35—52.
 Rückkopplung 34—36, 103—107, 190—197, 246.
 - gegenphasig 35, 106, 193, 195.
 - gleichphasig 36, 106, 195.
 - Induktive 35, 37, 40—42, 192.
 - Kapazitive 38, 42.
 Rückkopplungsgerade 247.
 Sättigungskennlinien 139, 166.
 Schlitzanodenmagnetron 251, 271.
 Schirmgitterröhren 63, 81, 94.
 Schwingbereiche 51, 54, 56, 104, 107, 125—129, 137, 146—148, 151, 166, 169, 179—182, 196, 203—209, 228, 235, 263, 265—269, 279, 281, 285, 306.
 Schwingungskreis 214.
 Segmente, überlappende 174.
 - kapazität 272.
 Segmentstromkennlinien 253, 286.
 Sekundäremission 230, 279, 299.
 Selbsterregung 34—36, 103—107, 191—197, 254, 304—306.
 Selbsterregungsformel 36, 103—107, 191, 194.
 Selbstmodulation 232—234.
 Selenzellen 5.
 Serienmodulation 292.
 Sicherheitsfunkenstrecke 11.
 Skineffekt 69—71.
 Spannungsspektrum 123, 190, 221.
 Spannungsteilung, Induktive 37, 40—42.
 - Kapazitive 38, 42.
 - Rückkoppelung durch 37—42.
 Speisung von Funkensendern mit Löschfunken 28.
 - mit Hochfrequenz 28—31.
 - mit Gleichspannung 32.
 Speisefrequenz von Funkensendern 28, 30—31.
 Spule mit keramischem Träger 72.
 Stabilisierung des Magnetrans 247, 293.
 Stehende Wellen als Frequenznormale 93.
 Steilheit 36, 97, 101, 106, 194, 196.
 Störschwingungen 49, 265.
 Stoßerregung 20—23, 29, 30.
 Stoßkreißender von Mie 22.
 Strahler, flächenhafter 9.
 Streufelder um Segment-schlitz 256—257.
 Stromübernahme 187—190, 253—258, 286.
 Stromverdrängung 69—71.
 Symmetrierung durch Zusatzkondensatoren 45.
 Symmetrieschaltungen 39, 46—52.
 Telegraphietastung 231—234.
 Temperaturgang 80, 86.
 Temperaturkoeffizient, negativer 79.
 Temperaturkoeffizient von Piezokristallen 85.
 - von Drahtleitungen 94.
 Thalliofidezellen 5.
 Thomsonsche Formel 35, 43, 56, 59.
 TMC-Röhre 60, 217.
 Turmalinfassung 84.
 Turmalinkristall 83.
 Übernahme, dynamische 188.
 Übernahmekennlinie 187.
 Übernahmekennlinienfeld 188.
 Übernahmesteuerung 187—189.
 Überspannter Zustand 36, 54, 286.
 Ultraaudion 77.
 Ultradynamische Kennlinien 96, 101, 190.
 - Phasenverschiebung 98, 102, 190.

Ultradynamische Schwing- bereiche 103—107, 194—197. — Übernahme 189—190. — Widerstände 300—309. Ultrakurzwellenbereich 3. Ultrakurzwellenröhren 59 —65, 77, 90, 201—209, 213, 216, 218, 221—222, 226, 229, 230, 262, 272 —279, 289, 305, 307, 312. Unterspannter Zustand 36, 53, 54, 68. . Vakuumprüfung 117. Verdrosselung des Heiz- kreises 50—52.	Verdrosselung durch Par- alleldrähte 51. — von Speiseleitungen 43 —44. Verluste 69—74. — Dielektrische 71—74. Verschiebungsstrom 98. Verstärkung 87, 190—191. Verteilungssteuerung 187, 189, 250—254. Vibratoren 11—13. Vibrationsmasse 14—15. Vielfachoszillatoren 12—14 Virtuelles Gitter 154, 310. Virtuelle Kathode 154, 185, 187, 203, 244, 258, 282. Vorröhrenmodulation 236, 292.	Wasserkühlung 29, 30, 31, 39, 65, 91, 218, 288. Wellenlängenformel von Scheibe 121. Wendelkreis 107, 138, 218 —221. Wendelkreisgenerator 218. Wirkkapazität 60. Wirkungsgrad 31, 59, 62, 65, 67, 78, 85, 90, 183, 207, 209, 213, 221, 227, 254—255, 274, 276, 279, 289, 291, 309. Zischfunken 29. Zusatzkapazitäten 45. — -spulen 56. Zwergröhren, s. Liliput- röhren. Zwergwellen 132—139.