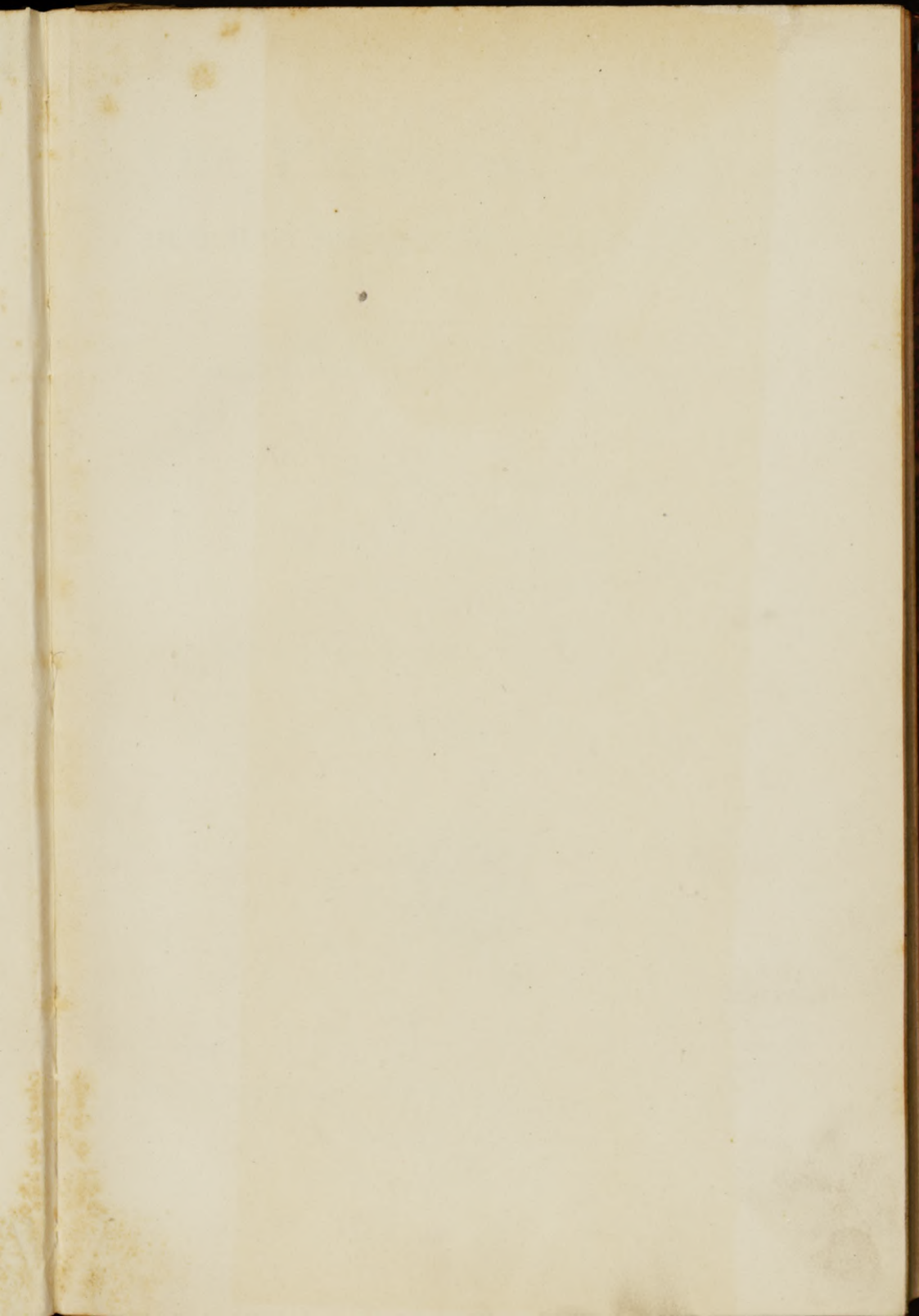
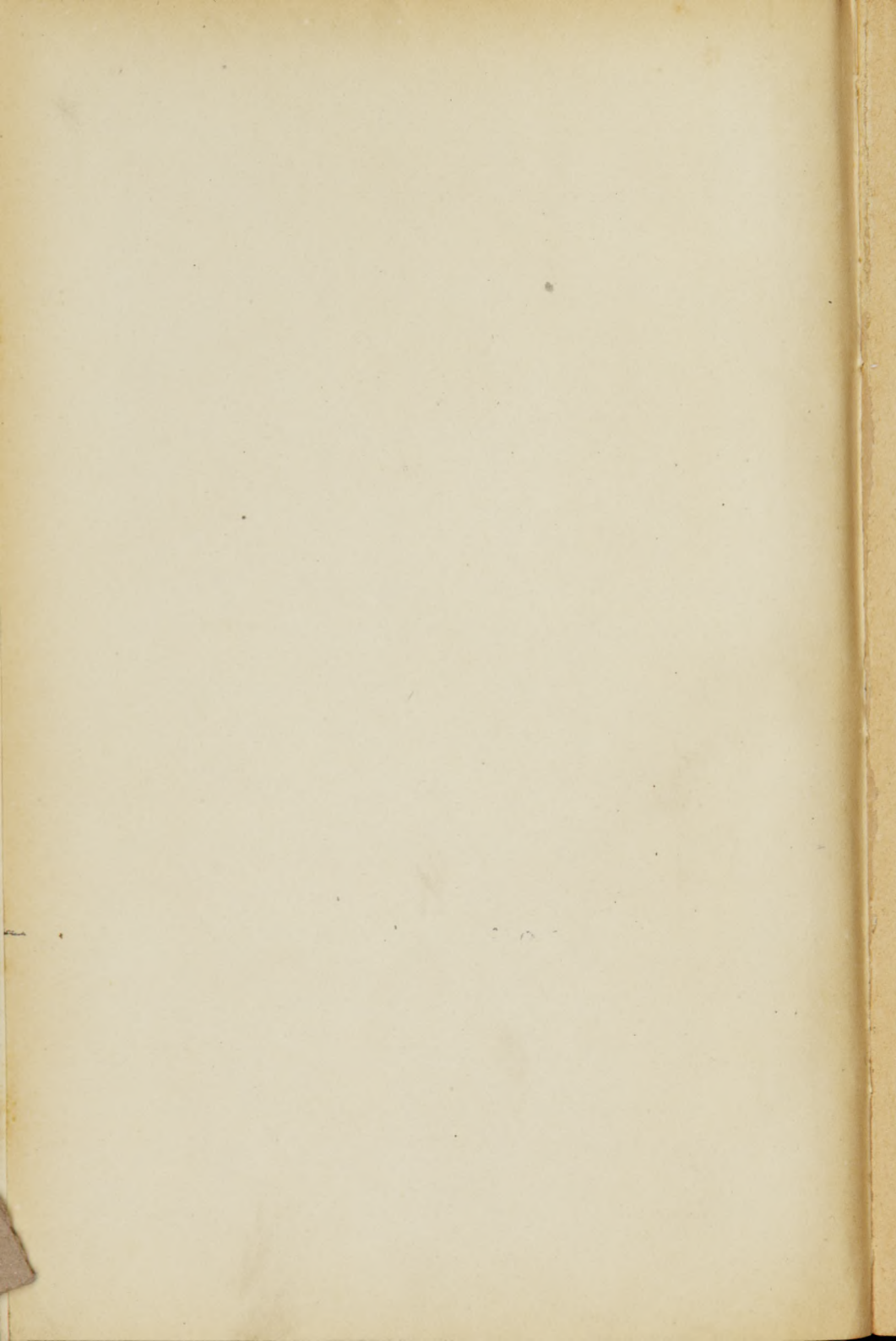


C. 3

Terminowy zwrot książki pomaga
w realizacji Planu 5-letniego
termin zwrotu:

13.10.1951





w
fw

Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen

Von

Dr. Hans Georg Möller

überplanm. a. o. Professor für angewandte Physik an der Hamburgischen Universität

Mit einem Geleitwort von

Dr. Max Wien

ordentlichem Professor für Physik an der Universität Jena

Zweite vollständig umgearbeitete Auflage

Mit 208 Textabbildungen und 1 Tafel



Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.
Braunschweig 1922

II 17333

II 17333

Herausgeber dieses Heftes:
Prof. Dr. Fritz Emde in Stuttgart



2036/2/G/53

Alle Rechte vorbehalten

Copyright, 1922, by Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., Braunschweig, Germany

Geleitwort.

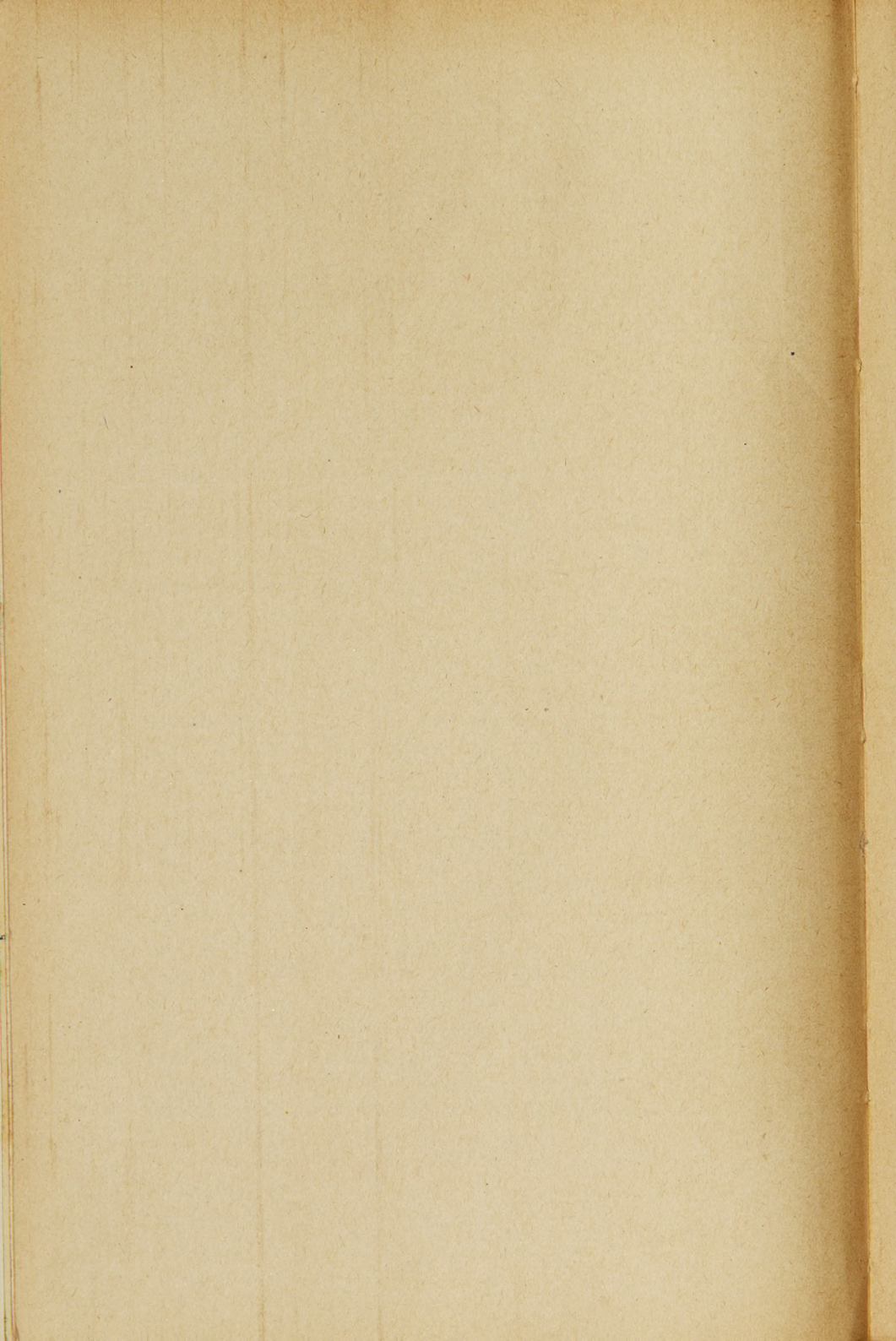
Die technische Entwicklung geht häufig der wissenschaftlichen Durchdringung weit voraus. In der drahtlosen Telegraphie war das von Anfang an der Fall, und ganz besonders bei der sprunghaften Entwicklung der Röhrensender in den letzten Jahren des Krieges.

Die Praxis brachte damals täglich neue Aufgaben, täglich neue Schwierigkeiten, bei deren Überwindung die theoretische Unsicherheit sehr unbequem und hemmend war. In den Laboratorien der Firmen und der Behörden wurden daher auch theoretisch durchgebildete Physiker zur Mitarbeit herangezogen, die mit großem Erfolge bestrebt waren, die vorhandenen Lücken in der Theorie auszufüllen. Bei der Technischen Abteilung für Funkgerät fiel diese Aufgabe Herrn Dr. Möller zu. Außer der Ausarbeitung der Prüfungsverfahren handelt es sich um schnelle Beantwortung von Einzelfragen: über das Aussetzen der Schwingungen, das verschiedene Verhalten der einzelnen Röhren, das Ziehen beim Zwischenkreissender, den Einfluß der Heizung und der Anodenspannung auf die Frequenz, die Eigentümlichkeiten der Audionrückkopplung und anderes mehr. Bei diesen Theorien „auf Befehl“ unter der Hetzpeitsche des Krieges waren Frühgeburten unausbleiblich, die sich z. T. nicht als lebensfähig erwiesen, das allermeiste hat sich jedoch, wie das vorliegende Buch beweist, im späteren Verlaufe bei ruhiger Pflege kräftig entwickelt und abgerundet. Außer der Bearbeitung dieser Einzelfragen, in denen sich Möller vielfach als Pfadfinder erwies, verdanken wir ihm einen prinzipiellen Ausbau der Theorie, über die Arbeiten von Barkhausen, Schottky, Rukop und anderen hinaus, indem er durch Einführung der Schwingkennlinien eine quantitative Berechnung der Vorgänge im Röhrensender ermöglichte.

Jedem, der tiefer in das Wesen der Röhrenschwingungen eindringen will, wird das Buch unentbehrlich sein, und ich zweifle nicht, daß es klärend und fördernd bei der Weiterentwicklung des ganzen Gebietes wirken wird.

Jena, 3. Mai 1920.

Max Wien.



Vorwort zur zweiten Auflage.

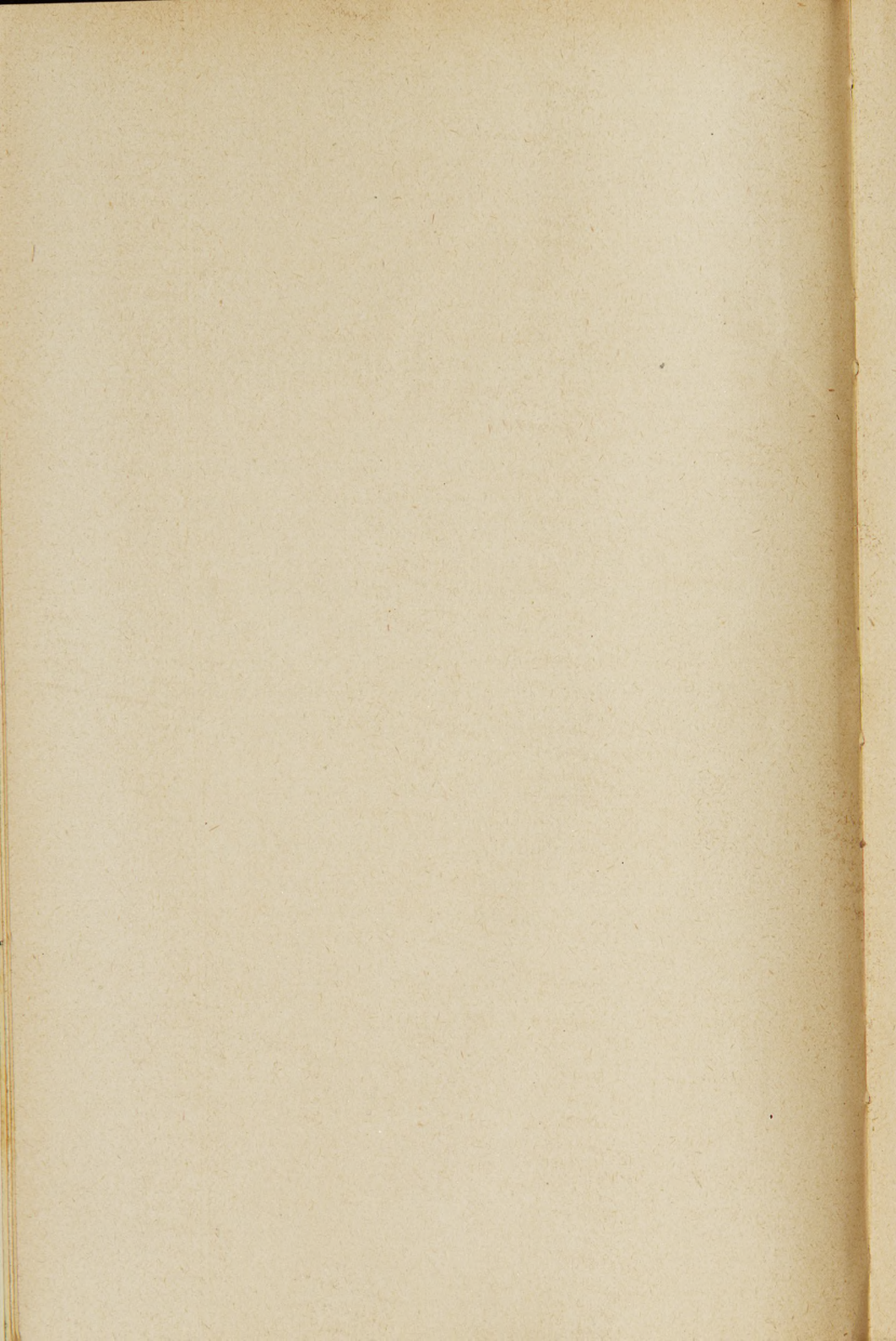
Bei der Neuauflage wurde das Hauptgewicht auf die Beseitigung nicht unbedingt notwendiger Rechnungen gelegt. So wurde die „Ziehtheorie“ und Audiontheorie vollkommen umgearbeitet und die Rechnungen durch einfache Konstruktionen im Schwingkennliniendiagramm ersetzt. Ich hoffe damit nicht nur an Kürze, sondern auch an Verständlichkeit gewonnen zu haben.

Neu aufgenommen wurde die Schottkysche Theorie der Verstärkerröhren und am Ende des Buches ein Abschnitt über Störfreiung und über die amerikanischen Röhren: Kenetron, Plotron, Dynatron, Negatron, Kallirotron.

Auch Zahlenangaben und Messungen, die in der ersten Auflage ganz fehlten, sind jetzt eingefügt. Ich möchte auch an dieser Stelle den Firmen Siemens & Halske (Abt. K. V. B.) und C. H. F. Müller, Hamburg, für liebenswürdige Unterstützung durch Photographien und Kurven danken.

Hamburg, im Juli 1922.

H. G. Möller.



Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Geleitwort	III
Vorwort	V
Inhaltsverzeichnis	VII
Bezeichnungen	XI
Indices	XIII
Doppelindices	XIII
Anwendungsbeispiele zum Gebrauch der Indices	XIV
Signaturen	XIV
Einleitung	1

I. Abschnitt. Die physikalischen Vorgänge in der Röhre.

A. Die Röhre ohne Gitter.

Experimentelle Aufnahme der Stromspannungskurve	4
1. Der Sättigungsstrom (Richardsonsche Formel)	5
2. Angenäherte Formeln für die Stromspannungskurve. Die Raumladung. Langmuir	7
3. Anstieg des Anodenstromes bei negativem Anodenpotential	16
4. Abhängigkeit der Steilheit der $i_a - e_a$ -Kurve von der Heizung	17
5. Abrundung des oberen Knickes der $i_a - e_a$ -Kurve	17

B. Die Röhre mit Gitter.

1. Das elektrische Feld zwischen Glühdraht, Gitter und Anode	20
2. Die Begriffe: Emissionsstrom i_e , Anodenstrom i_a , Gitterstrom i_g . Bei engmaschigem Gitter ist i_e Funktion von e_g allein	20
3. Bei weitmaschigem Gitter ist die Wirkung der Anode durch ein Zusatzglied $e'_g = De_a$ zu berücksichtigen. Definition des Durchgriffes D . Barkhausensche Röhrenformeln	21
4. Innere Gleichung der Röhre: $SDR_i = 1$	23
5. Schottkysche Theorie der Verstärkerröhren	24
6. Abweichungen des Kennlinienverlaufes von der Gleichung	33

II. Abschnitt. Der Verstärker.

A. Der Niederfrequenzverstärker.

1. Schaltung	35
2. Der Verstärkungsgrad	36
3. Die Arbeitskurve; Formeln für die Röhrenleistung	38
4. Bemerkungen über die günstigste Wahl des Durchgriffes D	40
5. Zwei- und Dreigitterröhren	44

	Seite
6. Röhrentypen und zugehörige Kennlinienbilder	47
7. Verstärkungsmessung	51
B. Der Hochfrequenzverstärker.	
1. Schaltung	53
2. Das Verstärkungsverhältnis	55
3. Scheinbare Röhrenkapazität und ihre Bedeutung für die Hochfrequenzverstärkung	57
4. Vorteile von Doppelgitterröhren	58
C. Der Zwischenverstärker.	
III. Abschnitt. Der Röhrensender.	
1. Einleitung. Das Prinzip der Rückkopplung	61
2. Aufgaben einer Theorie des Röhrensenders. Senderröhrentypen und Kennlinien	65
A. Röhrengenerator mit Fremderregung.	
A ₁ . Kleine Schwingungsamplituden. Arbeiten der Röhre 1. auf einen Ohmschen Widerstand, 2. auf eine Induktivität, 3. einen gedämpften Schwingungskreis (Arbeitskreis)	70
A ₂ . Große Schwingungsamplituden.	
Ohmscher Widerstand	74
Schwach gedämpfter Arbeitskreis	75
Angenäherte Theorie	76
Strenge Theorie; eine prinzipielle Schwierigkeit	77
Vorarbeit zur Bewältigung dieser Schwierigkeit	78
Verwendung der Vorarbeit zur Lösung der ursprünglichen Aufgabe.	
Die Schwingkennlinien	79
Diskussion des Resultates.	
1. Bedeutung der Größe $\frac{L}{CR}$	80
2. Abhängigkeit des \mathfrak{X}_a und N_a von \mathfrak{G}_g	80
3. Das Optimum von R_a	81
4. Grenzwiderstand R_{gr} und Grenzgitterspannung \mathfrak{G}_{gr}	82
5. Verluste und Erwärmung der Anode. Wirkungsgrad	84
6. Abhängigkeit des Grenzwiderstandes von E_a und J_s (Barkhausen). Experimentelle Bestimmung von R_{gr} . Anwendungsbeispiele	84
7. Abhängigkeit der Grenzgitterspannung von S , J_s und E_a	87
8. Abhängigkeit des Wirkungsgrades η bei maximaler Leistung von E_a , J_s , S . Nichtausnutzbarer Teil der Betriebsspannung E_{av} . Ausnutzungskonstante ζ	88
9. Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Gittervorspannung, Rolle des Durchgriffes	89
10. Für eine Senderröhre charakteristische Größen	92
11. Phasenverschiebungen zwischen \mathfrak{G}_g , \mathfrak{E}_a , \mathfrak{X}_a	94
12. Oberwellen	96
13. Merkmale des unterspannten und überspannten Betriebes	98
Zusammenfassung der Diskussion	99

B. Röhrengenerator mit Selbsterregung.

1. Prinzipien zur Bestimmung der Frequenz und Amplitude der Schwingungen in einem rückgekoppelten Röhrengenerator	100
2. Berechnung der Frequenz für einige Schaltungen	102
3. Konstruktion der Amplitude; Stabilität der Amplitude; experimentelle Aufnahme der Schwingkennlinien	108
4. Einfluß der Rückkopplung auf die Oberschwingungen	111
5. Bedingungen für das Ein- und Aussetzen der Schwingungen	112
6. Der Anlaufvorgang	115
7. Maschinen- und Gleichrichtergeräusche als Folge von Spannungs- und Kapazitätsschwankungen; Mittel zu ihrer Abschwächung. Wechselstromheizung und Anodenkreisanschluß	118

C. Das Ziehen beim Zwischenkreisender.

1. Beschreibung der Erscheinung; experimentelle Ergebnisse; Aufgaben einer Theorie des Ziehens	122
2. Grundgleichungen	125
3. Drei mögliche stationäre Lösungen	126
4. Qualitative Überlegungen	127
5. Quantitative Berechnung der ζ_1 - und ζ_2 -Kurve	131
6. Ausführung der Konstruktion der Frequenz- und Amplitudenkurven	134
7. Physikalische Bedeutung der kritischen Kopplung; Dimensionierung des Zwischenkreises	134
8. Konstruktion der verschiedenen Typen der Resonanzkurven	138
9. Pauli: Hochfrequenzmeßmethoden	140

D. Über Messungen an Röhren.

1. Heizstrom	141
2. Gasgehalt	143
3. Messung des Gasgehaltes	145
4. Pumpverfahren	147

E. Pfeifneigung bei Lautverstärkern.

Ihre Ursachen und Mittel zu ihrer Beseitigung	147
---	-----

IV. Abschnitt. Das Audion.

A. Gleichrichtung.

1. Ventilröhre, Gleichrichterröhre	150
2. Gittergleichrichtung. Das Audion	152
3. Gleichrichtung infolge Verteilung	155

B. Der Überlagerungsempfang.

C. Das Schwingaudion.

1. Schaltung	158
2. Experimentelle Ergebnisse; Aufgaben der Theorie	159
3. Über die Möglichkeit eines indifferenten Schwingungsgleichgewichtes	160
4. Geometrische Erläuterung zweier möglicher indifferenter Schwingungsgleichgewichte an idealisierten Kennlinien. Experimentelle Entscheidung, welcher der Fälle in Praxi vorliegt	164

	Seite
5. Quantitative Formulierung der Theorie	169
a) Berechnung der Schwingkennlinien	170
b) Die Anodenstromabsinkkurve	172
c) Konstruktion des zeitlichen Verlaufes von i_a und \mathcal{E}_g	173
d) Berechnung des zeitlichen Verlaufes von \mathcal{E}_g	173
e) Diskussion des Resultates. Günstigste Werte von $L_g, S, D,$ $\frac{L}{CR}$. Einfluß der Kennlinienkrümmung	174
f) Günstigster Wert der Rückkopplung bei größeren Signalstärken	175
6. Berücksichtigung der Aufschaukelgeschwindigkeit	176
7. Experimentelle Prüfung der Audiontheorie	
a) Der Mitnahmebereichempfang	179
b) Berechnung der Phasenverschiebung zwischen Sender- und Audionschwingung in Abhängigkeit von der Verstimmung	181
c) Die Messungen von Golz	183
8. Störfreiung	
a) Verbesserung der Resonanzauslese durch Abdämpfen der Störer	184
b) Mehrfache Resonanzauslese (Leithäusersystem)	185
c) Kompensation des Störers	186
d) Trennung von Sender und Störer	187

Anhang.

Telephonieschaltungen.

1. Anforderungen an eine Hochfrequenzenergiesteuerung	188
2. Besprechung der Schaltungen	188

Herstellung negativer Widerstände mit Elektronenröhren.

1. Das Dynatron von Hull	191
2. Das Pliodynatron	192
3. Das Kallitron von Turner	192
4. Das Negatron von J. Scott-Taggart	193

Herstellung kurzer Wellen nach Barkhausen und Kurz . 193

Berichtigung:

Auf Seite 143, Zeile 26 lies: Bei Wechselstromheizung führe man den Anschluß von Gitter- und Anodenkreis an die Mitte des Glühfadens. Hierdurch wird . . . usw. wie auf Zeile 28.

Bezeichnungen.

<p>$A = \frac{\operatorname{tg} a - \operatorname{tg} \vartheta}{\operatorname{tg} a}$ } Maß für die Fein-</p> <p> } heit der Rückkopp-</p> <p> } lungseinstellung (Schwingaudion-</p> <p> } theorie).</p> <p>B in Zeichnungen: Batterie;</p> <p>in Formeln: Konstante.</p> <p>C Kondensator, Kapazität.</p> <p>D Durchgriff.</p> <p>D_{AS} Durchgriff der Anode durch das Schutzgitter.</p> <p>D_{GS} Durchgriff des Gitters durch das Schutzgitter.</p> <p>D_{SG} Durchgriff des Schutzgitters durch das Gitter.</p> <p>D_r Drossel.</p> <p>E Spannung (Gleichstromanteil).</p> <p>F Fernhörer.</p> <p>G_R Güte einer Röhre.</p> <p>G_T Güte des Transformators.</p> <p>J Strom (Gleichstromanteil).</p> <p>L Induktivität.</p> <p>M Schwingungsmittelpunkt.</p> <p>mA Milliampere.</p> <p>N_a Leistung der Röhre.</p> <p>N_B Leistung der Anodenbatterie.</p> <p>N' im Anodenkreis verbrauchte Leistung.</p> <p>N_{zv} Leistungsverlust im Zwischenkreis.</p> <p>N_i zur Erwärmung der Anode verbrauchte Leistung.</p>	<p>N Wechselstromquelle oder ihre Leistung.</p> <p>O Nullpunkt.</p> <p>P Gewicht.</p> <p>Q Elektrizitätsmenge.</p> <p>Q_e Ladung eines Elektrons.</p> <p>R Ohmscher Widerstand.</p> <p>$\bar{R} = R - \bar{S}_A \frac{L_{1g}}{C}$ negativer Ohmscher Widerstand im Zwischenkreis unter Berücksichtigung der Röhre.</p> <p>R_{gr} Grenzwiderstand.</p> <p>R_i innerer Widerstand.</p> <p>$R_{ig} = \left. \begin{array}{l} \frac{\mathcal{G}_g}{\mathfrak{S}_g} \\ \frac{\partial e_g}{\partial i_g} \end{array} \right\}$ innere Gitterkreiswiderstände.</p> <p>$R'_{ig} = \frac{\partial e_g}{\partial i_g}$</p> <p>$S$ Steilheit der Anodenkennlinie.</p> <p>S_A Steilheit der Arbeitskurve.</p> <p>\bar{S}_A mittlere Steilheit der Arbeitskurve</p> $\bar{S}_A = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T i_a \sin \omega t dt}{\mathcal{G}_g}$ <p>S_g Steilheit der Gitterkennlinie.</p> <p>$S_g = \frac{\partial^3 i_a}{\partial e_g^3}$ Krümmung der Anodenkennlinie.</p> <p>T in Formeln: Zeitraum als Integrationsbereich (z. B. Dauer einer Schwebung).</p>
--	--

T	in Zeichnungen: Transformator.	W_e	Spannungsverstärkung.
V	Voltmeter.	$Z_1, Z_2 \operatorname{tg} \zeta = \frac{Z_1 + Z_2}{\text{Nenner}}$	Zähler der
W	Verstärkungsgrad.		Phasenverschiebung.
W_i	Stromverstärkung.		
<hr/>			
\mathfrak{A}	Amplitude.	\mathfrak{R}	Wechselstromwiderstand
\mathfrak{E}	Spannungsamplitude, im Abschn. I, $A_5 \mathfrak{E}_m$ mittlere elektrische Feld- stärke auf der Anode.		$(j\omega L + R, \frac{L}{CR} \dots)$.
\mathfrak{J}	Stromamplitude.	\mathfrak{B}	Empfindlichkeit des Schwing- audions.
m	Stromspannungspunkt im Schwingkennliniendiagramm.		
<hr/>			
b	Anodenpotential (Schottkysche Bezeichnung).	n	Schutznetzpotential (Schottky- sche Bezeichnung).
c, c_r	Konstanten der Langmuirschen Formel.	n	Anzahl (z. B. der Gitterstäbe).
d	Dekrement $= \frac{\pi \delta}{\nu}$.	p	Gasdruck.
d	vollständiges Differential.	p	Gittereffektivpotential, Steuer- spannung (Schottky).
∂	partiellcs Differential.	q	Querschnitt.
δ, Δ	Variationen.	q	Schutznetzeffektivpotential (Schottky).
$\delta J_a, \delta \bar{i}_a$	Gleichrichtereffekte.	r	Radius.
e	Momentanwert der Spannung.	r_1, r_2	Rückkopplungswiderstände beim Kallitron.
$f(x)$	Funktion von x .	s	spezifisches Volumen der Raum- ladung $s = \frac{1}{\varrho}$.
i	Momentanwert des Stromes.	t	Zeit.
\bar{i}_a	Mittelwert des Anodenstromes während einer Schwingung.	v	Geschwindigkeit.
\bar{i}_a	Mittelwert des Anodenstromes während einer Schwebung.	\bar{v}_0	mittlere Temperaturgeschwindig- keit der Elektronen beim Austritt-
j	$= \sqrt{-1}$.	v_0	mittlere Austrittsgeschwindigkeit, bei der die auf den Glühdraht zurückkehrenden Elektronen be- rücksichtigt sind; $v_0 < v_0$.
k	Kopplungsfaktor.	v	Gitterspannung (Schottky).
K_k	kritische Kopplung.	$z = x + iy = r e^{i\tau}$.	
k	Anodenschutzwirkung (Schott- kysche Bezeichnung).		
l	Glühfadlänge.		
m	momentaner Stromspannungs- punkt im $i_a - e_g$ -Diagramm.		

- $\alpha, \beta, \gamma, \vartheta, \tau, \varphi, \psi$ Winkel, Phasenwinkel.
 $tg a$ Steilheit der Rückkopplungsgeraden im stationären Zustande.
 $tg a'$ Steilheit der Rückkopplungsgeraden beim Anschwingen.
 $tg \vartheta = S$ Steilheit der Kennlinie.
 β Abkürzung für $\frac{1}{1 + \frac{R_a}{R_i}}$ (Audiontheorie).
 β Anodenstrom (Schottky).
 β_b Anodenempfindlichkeit (Schottky).
 β_v Gitterempfindlichkeit (Schottky).
 $\gamma = \delta + j\omega$ komplexe Frequenz, auch als Phasenverschiebung gebraucht.
 δ Variation, siehe d .
 δ Dämpfung.
 δ negative Dämpfung im Zwischenkreis unter Berücksichtigung der Wirkung der Röhre.
 $\delta J_a, \delta \bar{i}_a, \delta \bar{i}'_a$ Gleichrichtereffekte beim Audion.
 $\delta \mathcal{E}_g$ Fernerregung.
 $\Delta \mathcal{E}_g$ Schwankung d. Gitterwechselspannung im Schwingaudion während einer Schwebung.
 $\Delta \mathfrak{S}_a$ entsprechende Schwankung der Anodenstromamplitude $\mathfrak{S}_a = \mathfrak{S}_{a_0} + \Delta \mathfrak{S}_a$.
 ε Logarithmenbasis = 2,718 ...
 ζ Ausnutzungskonstante; in der Ziehtheorie als Phasenverschiebung gebraucht.
 ϑ $tg \vartheta = S =$ Kennliniensteilheit.
 η Wirkungsgrad.
 λ Wellenlänge.
 λ Steuerschärfe
 μ Anodeneinfluß
 ν Schutznetzeinfluß
 ν Schwingungszahl. } Schottky-sche Bezeichnungen.
 ϱ Raumladungsdichte, ϱ_0 auf dem Glühdraht.
 $\tau (z = x + iy = r e^{i\tau})$ (Schottkysche Theorie).
 φ Potentialfunktion in Abschnitt I, später:
 φ Phasenwinkel zwischen \mathcal{E}_a und \mathcal{E}_g , bzw. \mathcal{E}_a oder \mathcal{E}'_g und $\delta \mathcal{E}_g$.
 ψ Phasenwinkel zwischen \mathcal{E}_a und \mathfrak{S}_a .
 ω Hochfrequenz.
 $\Omega (\varphi = \Omega t)$ Tonfrequenz.

Übersicht über die Frequenzen und Dämpfungen.

Gekoppelte Schwingungen		Eigenfrequenz (Eigendämpfung)	
ω_1	ω_2	$\omega_{1r} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$	$\omega_{2r} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$
δ_1	δ_2	$\delta_{1r} = \frac{R_1}{2L_1}$	$\delta_{2r} = \frac{R_2}{2L_2}$

$\bar{i} = \frac{1}{T} \int_0^T i dt$ Mittelwert; $|\mathfrak{A}| = |A_1 + jA_2| = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ Amplitude.

Indices.

Kein Index: Arbeitskreis.	<i>L</i>	Selbstinduktionszweig des Arbeitskreises.
<i>A</i> Arbeitskurve.	<i>M</i>	Gleichstromdynamomaschine.
<i>B</i> Batterie.	<i>R</i>	Röhre.
<i>C</i> Kapazitätszweig des Arbeitskreises.	<i>St</i>	stationär.
<i>E</i> Erde.	<i>T</i>	Transformator.
	<i>V</i>	Verlust.

<i>a</i> Anodenkreis.	<i>St</i>	stationär.
<i>e</i> Emissionsstrom.	<i>st</i>	Steuer.
<i>g</i> Gitterkreis.	<i>ü</i>	Überbrückungskreis.
<i>gr</i> Grenzwiderstand R_{gr} .	I, II, III	} zur Unterscheidung verschiedener Fälle.
<i>h</i> Heizkreis.	1, 2, 3	
<i>i</i> innerer.		
<i>k</i> Kathode, C_{gk} Kapazität zwischen Gitter und Kathode.	1	Primärkreis.
<i>r</i> Resonanz bzw. Eigenschwingung.	2	Sekundärkreis.
<i>s</i> Sättigung.	0	Ruhe (Ruhe—).
	\mathfrak{G}_{g_0}	Ruhegitterspannungsamplitude.

Stromart.

	Strom	Spannung	
Momentanwert	<i>i</i>	<i>e</i>	$i = J + i$ $= J + \mathfrak{I} \cos \omega t$ $= J + \mathfrak{I} \varepsilon^{j\omega t}$
Gleichstromanteil	<i>J</i>	<i>E</i>	
Wechselstromanteil	<i>i</i>	<i>e</i>	
Amplitude	\mathfrak{I}	\mathfrak{E}	

$j = \sqrt{-1}$, $\varepsilon =$ Logarithmenbasis.

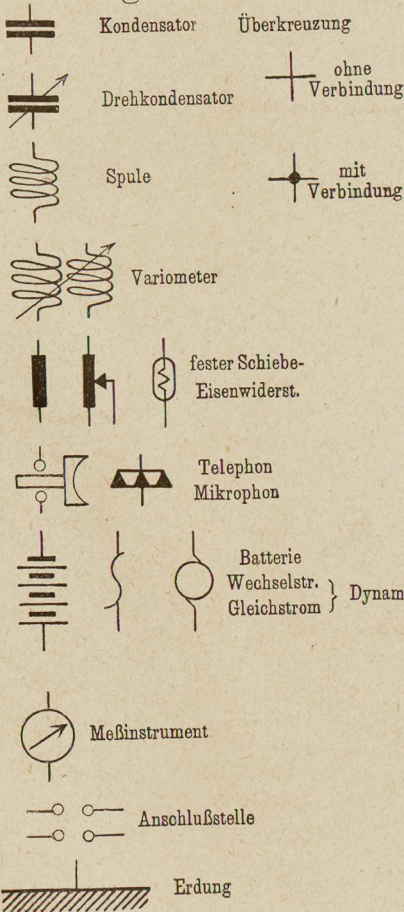
Doppelindices.

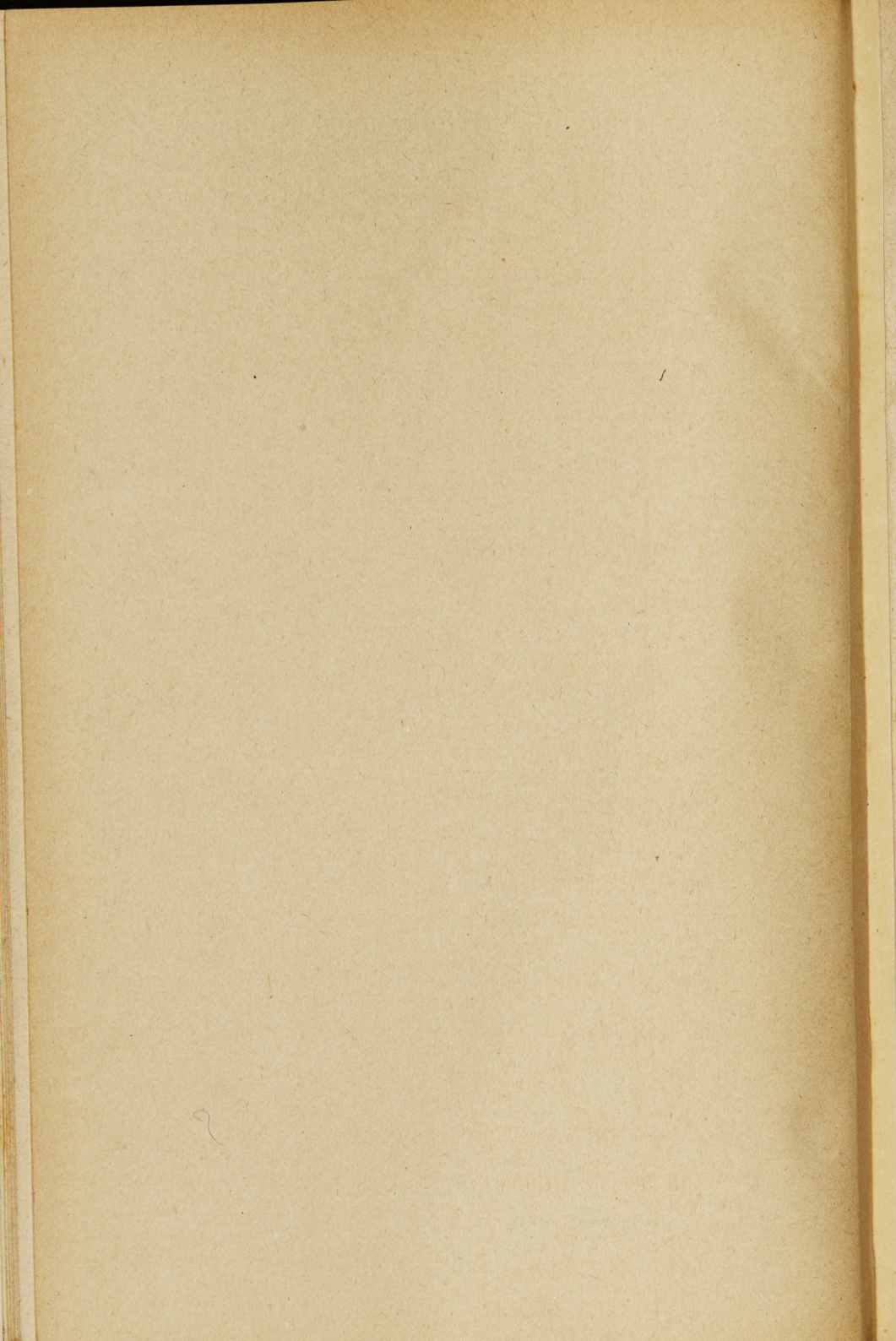
C_{BE} Kapazität zwischen Batterie und Erde.	L_{12}	Gegeninduktivität zwischen Arbeitskreis- und Antennenspule.
C_{ME} Kapazität zwischen Gleichstromdynamo und Erde.	L_{1g}	Gegeninduktivität zwischen Arbeitskreis- und Gitterkreisspule (Maß für die Rückkopplung).
C_{TE} Kapazität zwischen Transformator und Erde.	\bar{S}_A	mittlere Steilheit der Arbeitskurve.

Anwendungsbeispiele zum Gebrauch der Indices.

L	(ohne Index) Induktivität des Arbeitskreises.	E_{a_2}	Gleichstromanteil der Anodenspannung (Betriebsspannung) im zweiten Falle.
e_g	Momentanwert der Gitterspannung.	$C_{\ddot{u}}$	Überbrückungskondensator zur Überbrückung des Gitterwiderstandes.
J_{e_s}	Sättigungsemissionsstrom.	$C_{a\ddot{u}}$	Zur Überbrückung von Telefon und Anodenbatterie in den Anodenkreis eingeschalteter Kondensator.
E_{g_s}	Gitterspannung, bei der Sättigungsstrom fließt.		
$\mathfrak{S}_{a_2 St}$	Amplitude des Anodenstromes der zweiten Kopplungsschwingung im stationären Zustande.		

Signaturen.





Einleitung.

Wer als Physiker die klassischen Untersuchungen Lenards über langsame Kathodenstrahlen¹⁾ gelesen und es dann weiter verfolgt hat, wie die Lenardschen Untersuchungsmethoden auf die langsamen Kathodenstrahlen glühender Körper ausgedehnt worden sind, wird sich sicherlich nicht haben träumen lassen, daß diese einfachen physikalischen Anordnungen von Anode, Kathode und elektrostatisch wirkender Hilfselektrode je eine technische Bedeutung gewinnen könnten. Heute sind sie die Grundlagen zu einem neuen elektrotechnischen Industriezweige geworden, dessen glänzende Entwicklung wir alle in den letzten Jahren bewundert haben.

Leider geht es bei den Elektronenröhren wie bei so vielen großen Erfindungen: Infolge der Mitarbeit zahlreicher Kräfte sind sie weitgehend anonym. Bei der rapiden Entwicklung und dem Mangel an wissenschaftlichen Publikationen fällt es nachträglich schwer, die Priorität und die Verdienste einzelner Erfinder in gerechter Weise zu würdigen. Tatsache ist nur, daß alle modernen Elektronenröhren, gleichgültig, ob sie zur Erzeugung, Gleichrichtung oder Verstärkung elektrischer Schwingungen dienen, die von Lenard zur Untersuchung langsamer Kathodenstrahlen eingeführte elektrostatische Hilfselektrode benutzen.

Die älteste Literaturstelle, in der ein Telephonrelais mit Glühkathode und außerhalb von Kathode und Anode liegender

¹⁾ Ann. d. Phys. **65**, 504 (1898). Verhalten der Kathodenstrahlen parallel der elektrischen Kraft. Zum ersten Male wird hier die elektrostatische Wirkung einer Hilfselektrode untersucht. Ebenda **2**, 359 (1900). Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht. Benutzung der statischen Hilfselektrode zur Untersuchung der Kathodenstrahlengeschwindigkeit. Ebenda **8**, 149 (1902). Ebenda **12**, 449 (1903). Benutzung einer gitterförmigen elektrostatischen Hilfselektrode.

elektrostatischer Steuerelektrode beschrieben wird, findet sich in einer amerikanischen Patentschrift von Lee de Forest¹⁾.

Um die Durchbildung der Röhren und die Ausarbeitung der Schaltungen haben sich von deutschen Firmen die folgenden besondere Verdienste erworben:

A. E. G., Auer (Studiengesellschaft für elektrische Leuchtröhren), Huth, Lorenz, C. H. F. Müller (Hamburg), Schott & Gen., Siemens & Halske, Telefunken; ferner die Behörden: Technische Abteilung für Funkengerät (M. Wien), Röhreninstandsetzungswerkstatt Würzburg (W. Wien, Seddig), Torpedoinspektion (Barkhausen), Telegraphentechnisches Reichsamtsamt (Kiebitz, Harbich).

Um die hohe technische Bedeutung der Elektronenröhren einigermaßen abschätzen zu können, sei ihre Wirkungsweise kurz geschildert und auf drei Eigenschaften hingewiesen:

Der auf Weißglut erhitzte Glühdraht sendet einen Strom negativer Elektronen durch das Vakuum zu der positiv geladenen Anode. Die Stärke dieses Vakuumstromes hängt von der elektrischen Feldstärke in der Umgebung des Glühdrahtes ab. Die Elektronen fliegen, als negative Ladungen, dem Felde stets entgegen.

Die Feldstärke am Glühdraht hängt von den Differenzen zwischen den Potentialen des Glühdrahtes, des Gitters und der Anode ab. Bei Verstärkern hat die Anode das höchste, das Gitter das niedrigste Potential, das Potential des Glühdrahtes liegt dazwischen. Ist das Potential des Gitters nur wenig niedriger als das der Kathode, so überwiegt der Einfluß der Anode. Das Feld

¹⁾ Lee de Forest, Amerikanische Patentschrift Nr. 841386 (Audion-detektor) vom 15. Januar 1907. Amerikanische Patentschrift Nr. 841387 (Verstärker) vom 25. Oktober 1906. Ferner: Cooper Hewitt, D. R.-P. Nr. 159396 vom 19. Januar 1904. Telefunken, D. R.-P. Nr. 193383 (verstärkender Detektor) vom 1. November 1904. Lieben, D. R.-P. Nr. 179807 vom 4. März 1906 (Kathodenstrahl und Faradaykäfig). Lee de Forest, D. R.-P. Nr. 217073 vom 23. Januar 1908. Lieben, Reisz, Strauss, D. R.-P. Nr. 236716 vom 4. September 1910 und Nr. 249142 vom 4. September 1910 (Ionenröhre mit Gitter). Die versagte Patentanmeldung A. Nr. 26494 enthält interessante Einzelheiten über die Pumpmethoden. Ferner wurden an Literatur benutzt: I. Langmuir, Phys. Zeitschr. **15**, 516 (1914). W. Schottky, Sammelreferat: Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik **12**, Heft 2, 147 (Juni 1915). Hierin unter anderem ausgezeichnete Literaturangaben. Das Verdienst, in Deutschland die Elektronenröhren technisch ausgearbeitet und in die Praxis eingeführt zu haben, ist hauptsächlich Schottky und Rukop zuzuerkennen.

am Glühdraht ist nach diesem hin gerichtet. Die Elektronen werden vom Glühdraht nach der Anode getrieben. Erniedrigt man das Gitterpotential weiter, so nimmt der Elektronenstrom ab. Er wird ganz unterbrochen, wenn alle elektrischen Kraftlinien, die von der Anode ausgehen, schon am Gitter endigen.

An das Gitter gelangen überhaupt keine Elektronen, weder bei unterbrochenem noch bei geschlossenem Anodenstrom, da die Elektronen als negative Elektrizitätsteilchen von der negativen Ladung des Gitters abgestoßen und zur positiven Anode weitergetrieben werden.

Diese kurze Skizzierung der Wirkungsweise des Elektronenrohres zeigt folgende drei hervorragende Eigenschaften der Röhre:

1. Die Elektronenstromstärke wird lediglich dadurch reguliert, daß man eine elektrische Spannung zwischen Gitter und Kathode legt, ohne daß diese Spannung einen Strom zu treiben brauchte¹⁾. Zur Betätigung des Relais ist keine Energie nötig. Wir haben somit eine reine Relaiswirkung vor uns.

2. Zum Betriebe des Relais braucht keinerlei träges Zwischenglied in Bewegung gesetzt zu werden. Das Elektronenrelais wird dort besondere Bedeutung haben, wo es sich darum handelt, Stromstärken rasch zu ändern. Die Technik der Telephonie und drahtlosen Telegraphie ist sein besonderes Anwendungsgebiet.

3. Das Relais ist ein Vakuumunterbrecher. Die bei allen Unterbrechern störenden Öffnungsfunken können in der hoch-evakuierten Röhre nicht auftreten. Die Röhre eignet sich daher besser als jeder andere Stromregler zum Arbeiten mit Hochspannung. Da die Steigerung des Elektronenstromes in der einzelnen Röhre bis zu 1 Amp. keine prinzipiellen Schwierigkeiten mit sich bringt, beherrscht man mit ihr auch große Leistungen.

Diese drei Eigenschaften des Elektronenrohres lassen verstehen, daß es rasch eine große technische Bedeutung gewinnen mußte. Sie bilden die Grundlage für seine Verwendung: als Lautverstärker, Schwingungserzeuger und Gleichrichter. Es ist vorauszusehen, daß sich die Röhre auch weitere Gebiete der Elektrotechnik erobern wird, daß namentlich auf dem Gebiete der Hochspannungstechnik (Herstellung hochgespannten Gleichstromes usw.) noch große Umwälzungen von ihr zu erwarten sind.

¹⁾ Der Ladestrom der kleinen Kapazität Glühdraht—Gitter ist, wie jeder Ladestrom, wattlos (ein Blindstrom).

Erster Abschnitt.

Die physikalischen Vorgänge in der Röhre.

A. Die Röhre ohne Gitter.

Experimentelle Aufnahme der Stromspannungskurve.

Der Einfachheit halber seien zunächst die Vorgänge in einer Röhre beschrieben, die nur eine Glühkathode und eine Anode enthält (Fig. 1). Schaltet man zwischen den Glühdraht H und die

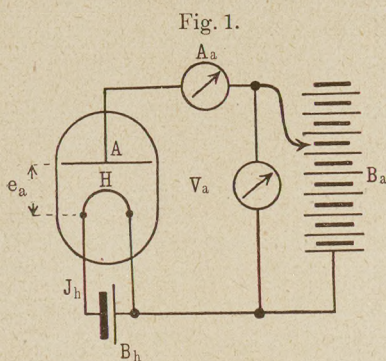


Fig. 1.

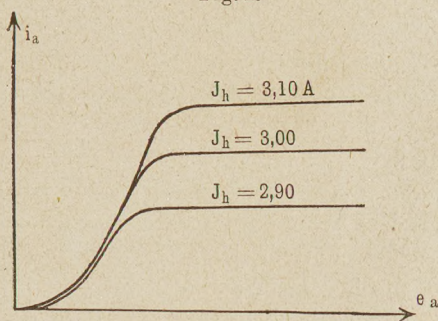


Fig. 2.

Anode A eine Batterie B_a (Anodenbatterie), von der man durch Stöpselung verschiedene Spannungen e_a abgreifen kann, und bringt man den Glühdraht durch den Strom der Heizbatterie B_h auf Weißglut, so werden vom Glühdraht ausgesandte Elektronen zur Anode wandern. Das Anodenampere-meter A_a wird einen Anodenstrom i_a anzeigen. Mißt man für verschiedene am Anoden-

voltmeter V_a abgelesene Anodenspannungen e_a und verschiedene Glühfadentemperaturen θ die Anodenströme und trägt die Ergebnisse in einem Diagramm auf, so erhält man die Kurven der Fig. 2 und 3¹⁾, je nachdem man e_a oder θ als Abszisse oder als Parameter wählt. Als Nullpunkt des Potentials e_a ist das Potential des negativen Endes des Glühfadens gewählt. Alle Potentialangaben seien im folgenden auf diesen Nullpunkt bezogen.

¹⁾ Die Fig. 3 ist einem Vortrage von Prof. Eccles im Jahrbuch der Marconigesellschaft entnommen.

1. Der Sättigungsstrom.

Fig. 2 zeigt: Mit wachsender Spannung zwischen der Anode und dem negativen Glühdrahtende wird ein vom Heizstrom oder eigentlich von der Fadentemperatur abhängiger Maximalstrom J_s erreicht. J_s nennt man den Sättigungsstrom. Er stellt sich dann ein, wenn das elektrische Feld so stark geworden ist, daß es alle Elektronen wegführt, die der Glühdraht bei der betreffenden Temperatur zu liefern vermag.

Bei den üblichen Verstärkerröhren beträgt der Sättigungsstrom 3 bis 5 mA, für 10 W-Senderöhren wurde er auf 120 mA festgesetzt¹⁾, 1 A dürfte die Grenze des zurzeit Erreichbaren sein.

Der Sättigungsstrom J_s ist das Produkt aus Glühdrahtoberfläche q_0 , räumlicher Elektronendichte ϱ_0 in der Glühdrahtoberfläche und der Austrittsgeschwindigkeit v_0 .

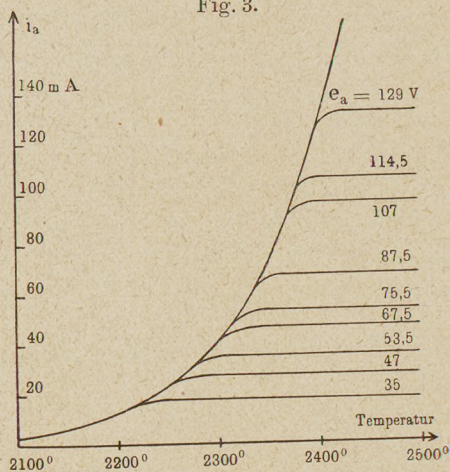
$$J_s = q_0 \varrho_0 \cdot v_0.$$

Ebenso wie die Dampfdichte über einer erhitzten Flüssigkeit mit der Temperatur ansteigt, wächst die Elektronendampfdichte ϱ_0 mit der Temperatur des Glühfadens. Die Anschauung, die Elektronen befänden sich im Metall gewissermaßen in flüssiger Phase, und die Anwendung der für die Verdampfung geltenden thermodynamischen Formeln auf die Elektronenemission führt zu einer Berechnung der Abhängigkeit des Sättigungsstromes von der Fadentemperatur, die in gutem Einklang mit den Messungen steht²⁾.

¹⁾ Zu dieser Festsetzung führte ein Kompromiß zwischen Lebensdauer und Röhrenleistung. Vgl. R. Jäger, Jahrbuch f. drahtl. Telegr. 14, 368.

²⁾ Eine Kritik dieser keineswegs strengen Vorstellung, die die elektrischen Kräfte zwischen den Elektronen und ferner die Kräfte zwischen den Elektronen und den auf der Glühdrahtoberfläche induzierten Ladungen vernachlässigt, gibt M. v. Laue in seinen Arbeiten über Glühelktroden: Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik 15, 205 u. 257. W. Schottky, Phys. Zeitschr. 1919, S. 220—228.

Fig. 3.



Die Elektronendichte ϱ_0 auf der Glühdrahtoberfläche läßt sich dann ebenso wie die Dampfdichte über einer Flüssigkeit nach der Clausius-Clapeyronschen Formel berechnen¹⁾:

$$\ln \varrho_0 = \frac{-\mathfrak{B}}{K\Theta} + \text{const}, \quad \varrho_0 = C \varepsilon^{\frac{-\mathfrak{B}}{K\Theta}},$$

wobei \mathfrak{B} die Verdampfungswärme der Elektronen aus dem Glühfadennmetall bedeutet. \mathfrak{B} ist also eine für die chemische Beschaffenheit des Glühfadens charakteristische Größe.

Da die absolute Temperatur Θ der mittleren kinetischen Energie der Elektronen proportional ist:

$$K\Theta = \frac{mv_0^2}{2}$$

(K = allgemeine Gaskonstante, m = Elektronenträgheit), so ist die Austrittsgeschwindigkeit $\sqrt{\Theta}$ proportional:

$$v_0 = \text{const} \sqrt{\Theta}.$$

Setzt man die Werte für ϱ_0 und v_0 in die Formel für den Sättigungsstrom:

$$J_s = q_0 \varrho_0 v_0$$

ein, so erhält man

$$J_s = q_0 \text{const} \sqrt{\Theta} \cdot \varepsilon^{\frac{-\mathfrak{B}}{K\Theta}} \quad (\text{Richardsonsche Formel}).$$

Der Vergleich der Elektronen mit einer verdampfenden Flüssigkeit wurde hier gebraucht, lediglich um die Richardsonsche Formel plausibel zu machen. Auf die Unzulässigkeit, die nur zum Vergleich skizzierte Vorstellung vom Verdampfen der Elek-

¹⁾ Zwischenrechnung: Für die Verdampfung bei zwei um $d\Theta$ verschiedenen Temperaturen ergibt der Carnotsche Satz vom Wirkungsgrad, wenn mit v die Verdampfungswärme von 1 g Elektronen bezeichnet wird:

$$dA = (\varrho_{\text{gas}}^{-1} - \varrho_{\text{flüssig}}^{-1}) dp = v d\Theta/\Theta.$$

Vernachlässigt man das spezifische Volumen der Flüssigkeit $\varrho_{\text{flüssig}}^{-1}$, so vereinfacht sich die Gleichung zu $dp/\varrho_0 = v d\Theta/\Theta$. Drückt man dp nach der Gleichung der Isotherme aus, so erhält man

$$p = K\Theta\varrho_0/m, \quad dp = K\Theta d\varrho_0/m.$$

Setzt man dies ein, so bekommt man

$$\frac{K\Theta d\varrho_0}{m \varrho_0} = v \frac{d\Theta}{\Theta} \quad \text{oder} \quad \frac{d\varrho_0}{\varrho_0} = \frac{\mathfrak{B} d\Theta}{K \Theta^2},$$

wobei $\mathfrak{B} = mv$ die Verdampfungswärme eines Elektronenmols ist. (Der Begriff Elektronenmol entspricht dem Mol.) Die Integration ergibt

$$\ln \varrho_0 = -\frac{\mathfrak{B}}{K\Theta} + \text{const}.$$

tronen als wirklichen physikalischen Vorgang beim Austritt der Elektronen aus dem Glühdraht anzunehmen, sei ausdrücklich hingewiesen.

2. Angenäherte Formeln für die Stromspannungskurve.

Die Raumladung.

1. Experimentelle Grundlage.

Man sollte erwarten, daß in einer Röhre mit Glühdraht und Anode sich der Sättigungsstrom

$$J_s = q_0 q_0 \bar{v}_0$$

einstellte, sobald das Anodenpotential positiv ist¹⁾, d. h. sobald zwischen Glühdraht und Anode eine Batterie so gelegt ist, daß die Anode +, der Glühdraht — geladen ist. Denn dann — so wird man zunächst annehmen — entsteht zwischen Glühdraht und Anode ein elektrostatisches Feld, das die Elektronen, die den Glühdraht mit der Oberfläche q_0 mit einer mittleren Temperaturgeschwindigkeit \bar{v}_0 und mit der aus der Verdampfungsformel berechneten Dichte q_0 verlassen, alle beschleunigt zur Kathode wegführt.

Im Gegensatz zu dieser Annahme beobachtet man aber, daß der Sättigungsstrom erst bei ziemlich hohen positiven Anodenspannungen erreicht wird. Bei Senderröhren ist diese Spannung in der Größenordnung von 100 Volt. Dieser experimentelle Befund ist nur durch Kräfte zu erklären, die der elektrostatischen Anziehung der positiven Ladung auf der Anode entgegenwirken. Diese Kräfte rühren von den Elektronen selbst her, die als dichte negativ geladene Elektronenwolke, als sogenannte „Raumladung“ vom Glühdraht zur Anode wandern. Diese wandernde Raumladung schirmt nicht nur die von der positiv geladenen Anode kommenden Kraftlinien vom Glühdraht ab, sondern bremst außerdem noch die mit Temperaturgeschwindigkeit (im Mittel \bar{v}_0) den Glühdraht verlassenden Elektronen ab. Um die Abhängigkeit des Elektronenstromes von der Raumladung kennen zu lernen, müssen wir also diese Raumladung studieren.

¹⁾ Als Nullpunkt aller Potentialangaben sei weiterhin immer das negative Ende des Glühdrahtes gewählt.

2. Idealisierung des Problems.

Streng genommen verlassen die Elektronen, wie bereits erwähnt, den Glühdraht mit der Temperaturschwindigkeit \bar{v}_0 ¹⁾ und der Dichte ρ_0 . Da aber die Geschwindigkeit der Elektronen auf ihrem Wege zur Anode wesentlich größer als \bar{v}_0 und die Dichte der Raumladung wesentlich kleiner als ρ_0 wird, so wollen wir angenähert $v_0 = 0$ und $\rho_0 = \infty$ setzen. Physikalisch bedeutet diese Annäherung: der Glühdraht stellt eine Elektronenquelle dar, die Elektronen sehr geringer Geschwindigkeit in beliebiger Menge liefert.

Ferner sei natürlich der Spannungsabfall, den der Heizstrom im Glühdraht erzeugt (bei Verstärkerröhren etwa 3 Volt), vernachlässigt.

3. Anodenspannung = Null.

Wir denken uns wieder eine Röhre ohne Gitter und das Anodenblech mit dem Glühdrahte verbunden, so daß keine Spannung zwischen Glühdraht und Anode liegt. Es wird dann eine dichte Elektronenschicht auf dem Glühdrahte lagern, aber es werden keine Elektronen vom Glühdrahte in das Vakuum übertreten, denn die Elektronen haben ja nach unserer Vorstellung keine Anfangsgeschwindigkeit, und Kräfte, die die Elektronen ins Vakuum treiben, sind ebenfalls nicht vorhanden; die Abstoßung der auf dem Glühdrahte ruhenden Elektronen aufeinander soll ebenfalls vernachlässigt werden.

4. Die Anodenspannung wird positiv.

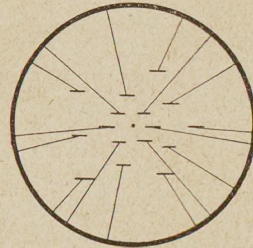
Nun sei die Anode z. B. durch eine zwischen Glühdraht und Anode eingeschaltete Batterie auf eine gegen den Glühdraht positive Spannung gebracht. Dann bildet sich zunächst zwischen Glühdraht und Anode ein elektrisches Feld aus, das bis auf die Oberfläche des Glühdrahtes reicht. Dieses Feld wird die auf dem Glühdraht lagernden Elektronen erfassen und in beschleunigter Bewegung zur Anode führen. Da die Röhren praktisch vollkommen evakuiert sind, werden sich positive Gasionen nicht bilden können. Die Elektronen bilden daher eine nach der Anode wandernde

1) \bar{v}_0 ist so groß, daß die Elektronen etwa gegen 0,2 Volt anlaufen können.

negative „Raumladung“. Die elektrostatische Wirkung dieser Raumladung wird nicht, wie bei Gasentladungen, durch positive Ionen aufgehoben.

Zunächst wird ein Teil der von der positiv geladenen Anode ausgehenden Kraftlinien auf der negativen Raumladung endigen, der Rest noch bis zur Glühdrahtoberfläche reichen und dort weitere Elektronen in Bewegung setzen. Die Raumladung wird räumlich immer größer und dichter, bis endlich alle Kraftlinien auf der Raumladung endigen. Der so erreichte Endzustand sei durch Fig. 4 veranschaulicht. — bedeute ein Elektron.

Fig. 4.



5. Der stationäre Zustand.

Nunmehr wird die Größe und Dichte der Raumladung nicht mehr steigen. Der stationäre Zustand ist erreicht; die Raumladung erfüllt den ganzen Raum zwischen Glühdraht und Anode. Immer wenn einige Elektronen zur Anode gelangt sind, werden gewissermaßen die Kraftlinien, die auf diesen Elektronen endigten, frei, greifen wieder bis zum Glühdraht durch und setzen für die abgeschiedenen Elektronen dort neue in Bewegung, die die wandernde Raumladung ergänzen. Im stationären Zustande endigen alle Kraftlinien auf der Raumladung, sie reichen aber gerade bis zum Glühdrahte hin. An der Glühdrahtoberfläche ist die Feldstärke gerade Null. Denn wäre die Feldstärke größer als Null, so würden sofort die in großer Dichte auf dem Glühdrahte lagernden Elektronen losmarschieren, die Dichte der Raumladung erhöhen und die Kraftlinien, die eben noch bis auf den Glühdraht reichten, abschirmen. Wäre hingegen die Feldstärke auf der Glühdrahtoberfläche kleiner als Null, so würden die Elektronen auf dem Glühdrahte zurückgehalten. Die Raumladung würde durch Abwandern der Elektronen nach der Anode so lange dünner werden, bis das Feld gerade wieder bis zum Glühdraht reichte. Erst dann würde neuer Elektronennachschub vom Glühdraht wieder in Bewegung gesetzt werden.

Daß auf dem Glühdrahte immer die Feldstärke Null herrschen muß, ist eine wichtige Folgerung unserer vereinfachten Annahme, daß der Glühdraht eine Elektronenquelle darstellt, die

Elektronen in beliebig hoher Dichte und mit der Geschwindigkeit Null liefert.

6. Veränderung des Bildes bei Erhöhung der Anodenspannung.

Erhöht man die Anodenspannung, so steigt der Elektronenstrom, und zwar aus einem doppelten Grunde: Einmal werden die Elektronen stärker beschleunigt und erhalten nach Durchlaufen der größeren Spannung zwischen Glühdraht und Anode eine größere Geschwindigkeit. Andererseits wird aber auch die Elektronenwolke dichter. Denn wenn die Anodenspannung steigt, so wächst auch die positive Ladung der Anode und mit ihr die Zahl der von der Anode ausgehenden Kraftlinien. Da diese im stationären Zustande nach Punkt 5 alle auf der Raumladung endigen sollen, so muß auch die Dichte der Raumladung steigen. Letzteres ist für das Verständnis der Raumladungserscheinungen besonders wichtig.

Sind die Röhren nicht vollkommen ausgepumpt, so wird die elektrostatische Wirkung eines Teiles der Elektronen durch die positiven Gasionen neutralisiert. Um diese Elektronenzahl und um die von den Gasionen transportierte Ladung wird der Strom vergrößert. Dementsprechend beobachtet man in gashaltigen Röhren ein stärkeres Ansteigen des Entladungsstromes mit der Anodenspannung, als in vollkommen evakuierten Röhren. Durch Herabsetzung der Raumladungsdichte läßt sich also die Steilheit der Stromspannungskurve $d i_a / d e_a$ steigern. Diese Erkenntnis führte Schottky zu besonderen Maßnahmen, auch bei Hochvakuumröhren die Raumladung zu zerstreuen, die im Abschnitt: Doppelgitterröhren besprochen werden sollen.

7. Vergleich einer Röhre mit einem Ohmschen Widerstand.

Anodenstrom und Anodenspannung steigen in ähnlicher Weise miteinander an, wie Strom und Spannung in einem Widerstandsdraht. Man spricht deshalb auch von einem inneren Widerstand R_i der Röhre:

$$R_i = \frac{d e_a}{d i_a}.$$

In einem Ohmschen Widerstand von der Größe R wird eine Leistung

$$N = R J^2$$

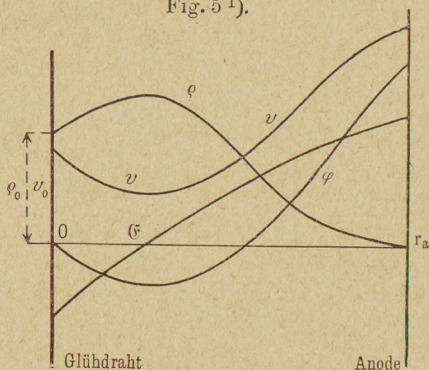
in Wärme umgesetzt. Auch dieser Leistungsverbrauch findet sich in der Röhre. Allerdings erfahren die Elektronen bei ihrem Wege durch das Vakuum keine Reibungskraft, wie das in einem Widerstandsdraht der Fall ist. Sie fliegen vielmehr reibungslos beschleunigt bis zur Anode. Dort aber geben sie durch Elektronenstoß ihre gesamte kinetische Energie an die Anode ab. Bei größeren Senderröhren werden die Anoden durch dieses „Elektronenbombardement“ glühend.

8. Berücksichtigung der wirklichen Anfangsdichte ρ_0 und Anfangsgeschwindigkeit v_0 .

Streng genommen verlassen die Elektronen den Glühdraht nicht mit der Geschwindigkeit Null, sondern mit einer nach dem Maxwell'schen Gesetz verteilten Temperaturschwindigkeit. Wenn z. B. die Anodenspannung — 2 Volt ist, so werden nur noch sehr wenige Elektronen gegen diese Spannung anlaufen. Die meisten werden die Kathode mit ihrer Temperaturschwindigkeit verlassen und nach Durchlaufen einer Wurfparabel auf die Kathode zurückkehren. Die Elektronen bilden dann in der Nähe der Glühdrahtoberfläche eine schwache Raumladung.

Bei positiver Anodenspannung werden die langsameren Elektronen ebenfalls in Wurfparabeln von der Raumladung auf den Glühdraht zurückgestoßen. Die rascheren laufen verzögert in die Raumladung hinein; ihre Geschwindigkeit wird in einiger Entfernung vom Glühfaden auf ein Minimum heruntergedrückt. Dann fliegen sie beschleunigt zur Anode weiter. Die räumliche Verteilung der Dichte ρ , der Geschwindigkeit v , der Feldstärke \mathcal{E} und des Potentials φ ist qualitativ in Fig. 5

Fig. 5¹⁾.



¹⁾ ρ stellt hierbei den Dichteanteil der Elektronen dar, die wirklich die Geschwindigkeit v_0 beim Austritt hatten; zählt man die Dichteanteile der Elektronen aller Geschwindigkeiten, auch der umkehrenden, zusammen, so erhält man eine dauernd absinkende ρ -Kurve.

dargestellt. v ist dabei als Mittelwert zu betrachten. Die mittlere Temperaturgeschwindigkeit entspricht bei einer Kathodentemperatur von 2300° der Geschwindigkeit, die ein anfänglich ruhendes Elektron nach Durchlaufen von etwa 0,2 Volt erhalten haben würde. Die mittlere Austrittsgeschwindigkeit ist kleiner, da ja die Geschwindigkeit der auf der Wurfparabel zurückkehrenden Elektronen bei der Mittelbildung negativ zu rechnen ist.

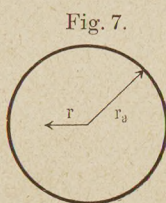
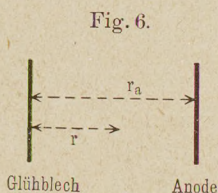
Mit wachsender Anodenspannung wächst die Minimalgeschwindigkeit. Die Stelle der Minimalgeschwindigkeit und des Minimumpotentials rückt schließlich auf die Kathodenoberfläche. Dann fließt der Sättigungsstrom.

9. Quantitative Berechnung des räumlichen Verlaufes der Raumladungsdichte ρ , der Geschwindigkeit v und des Potentials φ .

Jetzt sei wieder auf die vereinfachende Annahme $v_0 = 0$, $\rho_0 = \infty$ zurückgegriffen. Zur Berechnung von ρ , v , φ in Ab-

hängigkeit von der räumlichen Koordinate r (vgl. Fig. 6 u. 7) stehen uns folgende Gleichungen zur Verfügung.

1. Das Coulombsche Gesetz in Differentialform (Poissonsche Gleichung)



$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = \Delta \varphi = -4 \pi \rho,$$

speziell für die ebene Anordnung Fig. 6

$$\frac{d^2 \varphi}{dr^2} = -4 \pi \rho.$$

Für die zylindrische Anordnung Fig. 7

$$\frac{d^2 \varphi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr} = -4 \pi \rho.$$

2. Der Energiesatz: Nach der vereinfachenden Annahme Punkt 2 ist die Geschwindigkeit auf der Glühdrahtoberfläche gleich Null. Ferner sei die additive Konstante des Potentials φ so festgesetzt, daß φ auf der Glühdraht- bzw. Glühblechoberfläche Null ist. Dann lautet der Energiesatz:

$$\frac{mv^2}{2} = Q_e \varphi.$$

3. Die Kontinuitätsgleichung: Im stationären Zustande gehen durch jeden Querschnitt gleich viele Elektronen. Hieraus folgt für

ebene Anordnungen: $-F \cdot v \cdot \varrho = J_a$, $F =$ Fläche der Elektroden,
 zylindrische Anordnungen: $-2\pi r l v \varrho = J_a$, $l =$ Glühdrahtlänge.

Als Grenzbedingungen ist

a) ein φ -Wert beliebig zu wählen. Wir setzten bereits fest, daß φ auf der Kathodenoberfläche (bei $r = 0$) gleich Null sein soll.

b) Nach Punkt 5 muß auf der Glühdrahtoberfläche die Feldstärke Null sein:

$$\left(\frac{d\varphi}{dr}\right)_{r=0} = 0.$$

Damit haben wir für die drei Unbekannten φ , ϱ , v die nötigen drei Gleichungen, für die Differentialgleichung 2. Ordnung die beiden Grenzbedingungen aufgestellt.

Nummehr sei die ebene und die zylindrische Anordnung getrennt behandelt.

A. Ebene Anordnung.

Eliminieren wir aus den drei aufgestellten Gleichungen:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} = -4\pi\varrho, \quad 1)$$

$$\frac{mv^2}{2} = Q_e\varphi, \quad 2)$$

$$v \cdot \varrho = -\frac{J_a}{F} \quad 3)$$

v und ϱ , so erhalten wir als Differentialgleichung des Problems:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} = \frac{4\pi J_a}{F \sqrt{\frac{2Q_e}{m} \sqrt{\varphi}}}.$$

Eine partikuläre Lösung liefert der Potenzansatz:

$$\varphi = Cr^{4/3}.$$

Da diese Lösung beide Grenzbedingungen:

$$\varphi_{(r=0)} = 0 \text{ und } \left(\frac{d\varphi}{dr}\right)_{(r=0)} = 0$$

erfüllt, so ist sie die richtige Lösung unseres Problems.

C berechnet sich durch Einsetzen des Ansatzes in die Differentialgleichung folgendermaßen:

$$C \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{1}{3} r^{-2/3} = \frac{4 \pi J_a}{F \sqrt[2]{\frac{Q_e}{m}} \sqrt{C} \cdot r^{2/3}}; \quad C^{3/2} = \frac{9 \pi J_a}{F \sqrt[2]{\frac{Q_e}{m}}}$$

Da nun

$$\varphi = Cr^{4/3}; \quad C = \frac{\varphi}{r^{4/3}}; \quad C^{3/2} = \frac{\varphi^{3/2}}{r^2},$$

so erhalten wir als Endformel:

$$J_a = \frac{F}{9\pi} \sqrt[2]{\frac{Q_e}{m}} \frac{\varphi^{3/2}}{r^2}.$$

B. Zylindrische Anordnung.

Die Differentialgleichung ist analog durch Elimination von v und q aus den drei Gleichungen:

$$\frac{d^2 \varphi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr} = -4\pi q, \quad 1)$$

$$\frac{mv^2}{2} = Q_e \varphi, \quad 2)$$

$$2\pi r l v q = -J_a \quad 3)$$

zu erhalten; sie lautet:

$$\frac{d^2 \varphi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr} = \frac{4\pi J_a}{2\pi r l \sqrt[2]{\frac{Q_e}{m}} \sqrt{\varphi}}.$$

Eine partikuläre Lösung ist

$$\varphi = Cr^{2/3}.$$

Setzt man diesen Ansatz in die Differentialgleichung ein, so erhält man in derselben Weise wie oben:

$$J_a = \frac{2l}{9} \sqrt[2]{\frac{Q_e}{m}} \frac{\varphi^{3/2}}{r}.$$

Diese Lösung ist allerdings nur angenähert gültig. Der Ansatz erfüllt die 2. Grenzbedingung $\frac{d\varphi}{dr} = 0$ auf der Glühdrahtoberfläche nicht, ist also noch zu korrigieren. Wie Langmuir¹⁾ nachgewiesen hat, ist für Glühfäden, deren Radius klein gegen den Anodenradius ist, diese Korrektur zu vernachlässigen.

¹⁾ Langmuir, Phys. Zeitschr. 15, 348 u. 516 (1914).

Setzt man für Q_e/m den Zahlenwert ein, und mißt man l und r in derselben Längeneinheit, φ in Volt, J_a in Ampere, so erhält man

$$J_a = \frac{2}{9} \sqrt{\frac{2 Q_e}{m}} \varphi^{3/2} \frac{l}{r} = 1,465 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{l}{r} \varphi^{3/2}. \text{ Formel von Langmuir.}$$

Das für zwei spezielle Anordnungen nachgewiesene Gesetz

$$J_a \sim \varphi^{3/2}$$

hat Gültigkeit für jede beliebige räumliche Anordnung.

Die Fadentemperatur und der Fadendurchmesser kommen in der Formel nicht vor. Das liegt an der benutzten Vereinfachung: $\varrho_0 = \infty$, $v_0 = 0$; diese Vereinfachung ist zulässig, solange $\varrho_0 \gg \varrho$ in merklicher Entfernung vom Glühfaden ist. Für hohe Anodentpotentiale und niedrigere Temperaturen des Fadens trifft das nicht mehr zu. Unter diesen Umständen wird auch obiges Gesetz nicht mehr gelten, sondern ein anderer Zusammenhang zwischen i_a und e_a bestehen, bei dem ϱ_0 und v_0 eine wesentliche Rolle spielen. Durch diese Bemerkung sei das Einbiegen der i_a, e_a -Kurve in eine horizontale mit der Ordinate $i_a = J_s = \varrho_0 v_0 \varrho_0$ erläutert (vgl. Fig. 2, S. 4).

Diskussion der Langmuirschen Formel:

$$i_a = 1,465 \cdot 10^{-5} \frac{e_a^{3/2} l}{r} \text{ Amp.}$$

Im folgenden wird zumeist die Steilheit $S^1)$ der $i_a - e_a$ -Kurve $S = \frac{di_a}{de_a}$ von Interesse sein.

Sie berechnet sich zu $S = \frac{3}{2} \cdot 1,465 \cdot 10^{-5} \frac{l}{r} e_a^{1/2}$ Siemens.

Die Steilheit ist also ein Leitwert (reziproker Widerstand, vgl. später R_i).

S wächst mit der Länge des Glühfadens, mit der Wurzel aus der Spannung und umgekehrt proportional mit dem Radius des Anodenzylinders. Drückt man e_a durch i_a aus, so erhält man

$$S = \frac{3}{2} \cdot (1,465 \cdot 10^{-5})^{2/3} \frac{l^{2/3}}{r^{2/3}} i_a^{1/3}.$$

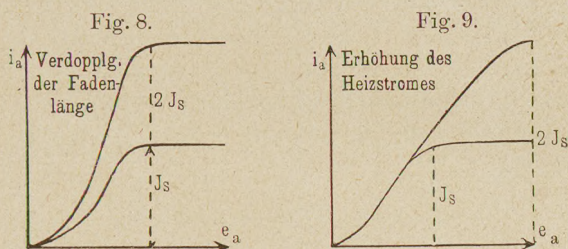
Der Gültigkeitsbereich der Formel reicht fast bis zum Sättigungsstrom. Erst beim Einbiegen in die Horizontale steigt die

1) Nicht zu verwechseln mit der Steilheit S bei Röhren mit Gitter.

Steilheit nicht mehr mit $i_a^{1/3}$ an, sondern fällt wieder. Die steilste Stelle liegt meist zwischen $i_a = \frac{1}{2} J_s$ und $i_a = \frac{2}{3} J_s$ (vgl. Fig. 8).

Um bei gleichem Sättigungsstrom große Werte der Steilheit zu erhalten, nehme man lange Glühfäden und geringe Stromdichten im Vakuum.

Die Anodenspannung, bei der der Sättigungsstrom erreicht wird, die Sättigungsspannung E_{as} , wächst bei gleichen Dimensionen der Röhre mit der Stromdichte im Vakuum (Elektronenstromdichte an der Anode $= \frac{J_s}{2\pi r l} \approx \frac{1,465 \cdot 10^{-5}}{2\pi r^2} E_{as}^{3/2}$). Um E_{as} für einen verlangten Wert von J_s herabzusetzen, verlängere man den Glühfaden (vgl. Fig. 8 und 9). Geknickte, dicht nebeneinander hin- und



zurückgeführte Glühfäden wirken ebenso ungünstig, wie ein kurzer dicker, hochgeheizter Faden, weil bei beiden im Vergleich zu einem gerade ausgespannten Faden die Stromdichte hoch ist.

3. Der Anstieg des Anodenstromes bei negativem Anodenpotential.

Bei den Überlegungen, die zu der Formel für die i_a-e_a -Kurve führen, haben wir vorausgesetzt, die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen sei Null. Sie entspricht aber der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung bei der betreffenden Glühfadentemperatur. Die meisten Elektronen werden bei der gebräuchlichen Temperatur den Faden mit so geringer Geschwindigkeit verlassen, daß sie von einer Gegenspannung von 0,3 Volt aufgehalten werden. In immer abnehmender Zahl werden sie aber noch gegen höhere Spannungen anlaufen können. Die Ströme werden dann allerdings sehr klein. Aufladungen bis zu 2 Volt gegen den Glühdraht können nur an gut isolierten Elektroden beobachtet werden. Daß der Anstieg

der i_a-e_a -Kurve bereits bei schwachen negativen Anodenpotentialen beginnt, ist auf die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen zurückzuführen.

4. Abhängigkeit der Steilheit der i_a-e_a -Kurve von der Heizung.

Nach den bisher entwickelten Anschauungen müßten die i_a-e_a -Kurven einer Röhre bei verschieden starker Heizung zu Anfang denselben Verlauf haben (vgl. Fig. 10). Statt dessen beobachtet man bei schwächerer Heizung einen geringeren Anstieg (Fig. 11). Das hat folgenden Grund: Bei starker Heizung überwiegt die Strahlung die Wärmeableitung an den Enden des

Fig. 10.

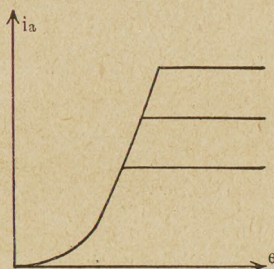
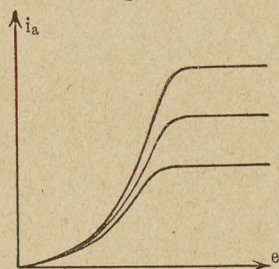


Fig. 11.



Fadens, der Faden glüht in seiner vollen Länge. Bei schwacher Heizung tritt die Wärmeableitung an den Enden stärker hervor. Das Elektronen emittierende Stück l verkürzt sich. Die Steilheit wird entsprechend der Formel $S = \frac{c_1}{r} l \sqrt{e_a}$ geringer.

Der vom Heizstrom hervorgerufene Spannungsabfall im Faden verflacht die Charakteristik, die Sättigungsanodenspannung E_{a_s} wird etwa um diesen Spannungsverlust vergrößert.

5. Abrundung des oberen Knickes der i_a-e_a -Kurve.

In der Nähe des oberen Knickes versagen beide Formeln:

$$i_a = \frac{2}{3} c e_a^{3/2} \text{ und } i_a = \text{const} = J_s, \text{ wobei } \frac{2}{3} c = \frac{c_1 l}{r} = 1,465 \cdot 10^{-5} \frac{l}{r}.$$

Um den Verlauf der Kurve an dieser Stelle zu berechnen, muß man die eingeführten weitgehenden Vereinfachungen aufgeben. Ich verweise hier den Physiker auf die hochinteressanten,

Fig. 12.

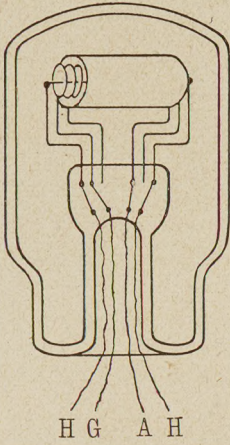


Fig. 13.

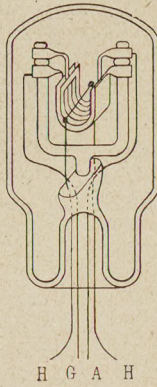


Fig. 14.

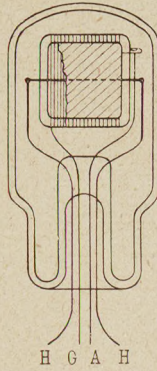


Fig. 15.

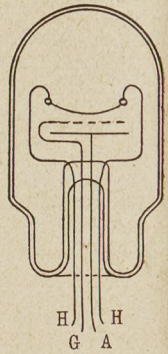


Fig. 16.

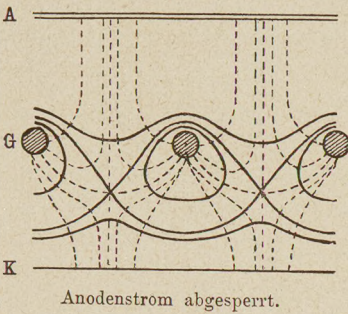


Fig. 17.

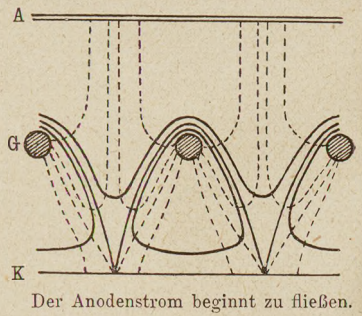


Fig. 18.

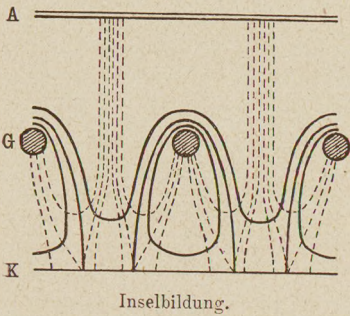


Fig. 19.

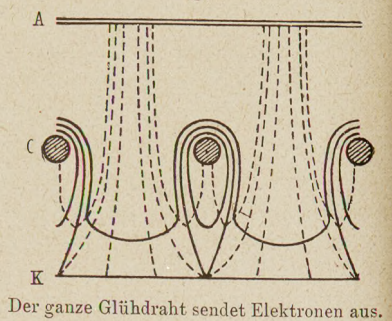
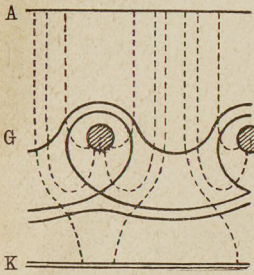


Fig. 20.



Gitterstrom beginnt zu fließen.

Fig. 21.

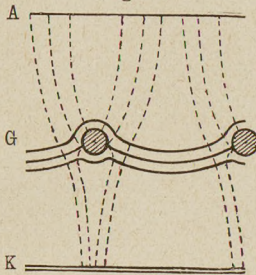


Fig. 22.

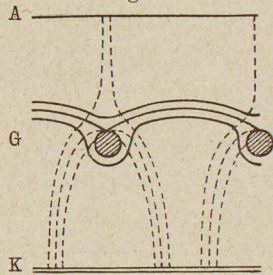
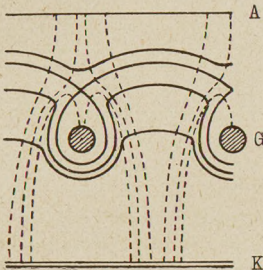


Fig. 23.



Stark positives Gitter.

Fig. 24.

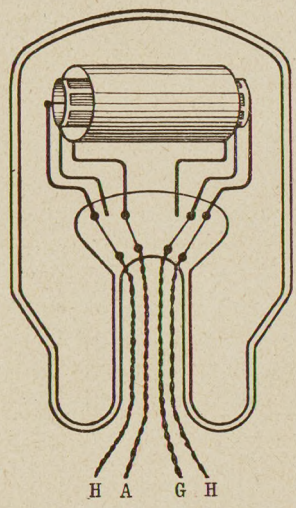
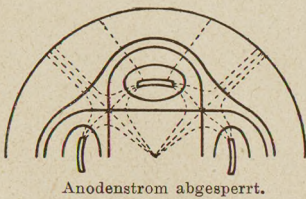


Fig. 25.



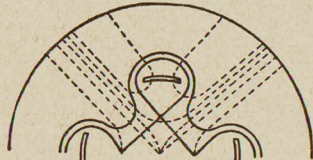
Anodenstrom abgesperrt.

Fig. 26.



Anodenstrom beginnt.

Fig. 27.



Gitterstrom beginnt.

Fig. 28.

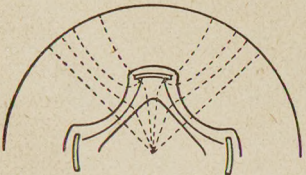
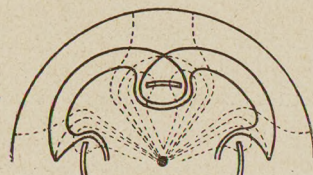


Fig. 29.



Stark positives Gitter

2*

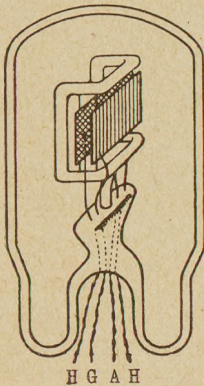
aber schwierigen Arbeiten von Langmuir, Laue, Richardson, Schottky. Allein über diese Untersuchungen kurz zu referieren, würde ein ganzer Band nötig sein. Deshalb kann in diesem Buch nicht näher darauf eingegangen werden.

B. Die Röhre mit Gitter.

1. Das elektrische Feld zwischen Glühdraht, Gitter und Anode.

Nachdem die Wirkung der Raumladung, der Anstieg des Anodenstromes mit dem Anodenpotential, seine Abhängigkeit von der Glühtemperatur des Fadens und den Abmessungen der Röhre bekannt sind, gehen wir zur Untersuchung der Funktion des Gitters über. Die Dichte der Raumladung ist nur in nächster Umgebung des Glühdrahtes so groß, daß sie eine merkliche Veränderung des elektrischen Feldes verursacht;

Fig. 30.



in größerer Entfernung vom Faden kann das Feld nach der Gleichung $\Delta\Phi = 0$ entsprechend der Potentialtheorie berechnet werden. Fig. 16 bis 23 sind qualitative Diagramme über die Feldverteilung in einer Röhre mit spiralförmigem Gitter (Fig. 12); die Fig. 25 bis 29 gelten für ein Gitter mit zum Glühdraht parallelen Gitterstäben (Fig. 24) und die Fig. 31 bis 34 für ein Plattengitter (Fig. 30).

Die elektrischen Kraftlinien sind gestrichelt, die Potentiallinien ausgezogen. Die Figuren zeigen: In einer Röhre mit Gitter hängt das elektrische Feld vom Gitter und Anodenpotential ab. Beide Potentiale werden auf den Elektronenstrom i_e Einfluß haben.

2. Die Begriffe: Emissionsstrom i_e , Anodenstrom i_a , Gitterstrom i_g .

Bei engmaschigem Gitter ist i_e Funktion von e_g allein.

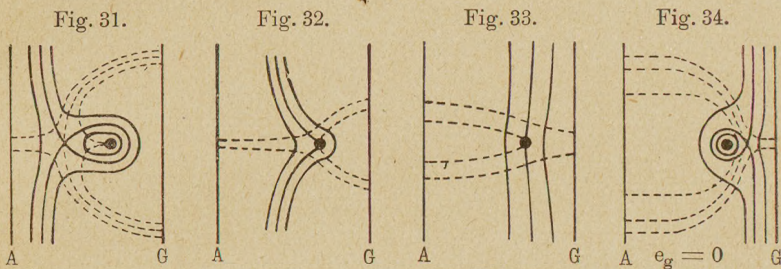
Die Elektronen fliegen teils auf das Gitter (Gitterstrom i_g), teils durch die Maschen des Gitters auf die Anode (Anodenstrom i_a), der gesamte vom Glühdraht emittierte Strom heiße: Emissionsstrom i_e . Er ist die Summe von Gitter- und Anodenstrom.

$$i_e = i_a + i_g.$$

Gelegentlich werden wir ihn auch als Elektronenstrom bezeichnen, obgleich natürlich auch i_a und i_g Elektronenströme sind.

Auf das Verhältnis von Gitter- und Anodenstrom wird bei Besprechung der Senderröhren näher einzugehen sein. Beim Verstärker gibt man dem Gitter eine so starke negative „Vorspannung E_g “, daß e_g dauernd negativ bleibt. i_g ist dann Null und $i_e = i_a$.

Der Haupteinfluß auf die Stärke des Emissionsstromes kommt dem Gitter zu. Je feinmaschiger das Gitter und je weiter die Anode entfernt ist, um so weniger wird das Anodenpotential das



Feld zwischen Glühdraht und Gitter und damit den Emissionsstrom mitbestimmen. Im Grenzfall wird i_e nur noch vom Gitterpotential abhängen und sich nach der früher abgeleiteten Formel

$$i_e = 1,465 \cdot 10^{-5} \frac{l}{r} e_g^{3/2}$$

unabhängig vom Anodenpotential berechnen; r ist dann der Radius des Gitterzylinders.

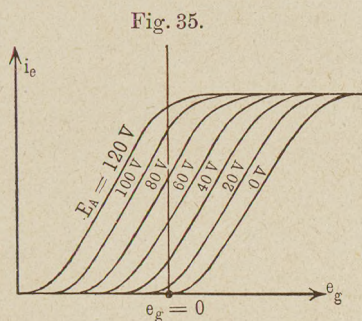
3. Bei weitmaschigen Gittern ist die Wirkung der Anode durch ein Zusatzglied $e'_g = D e_a$ zu berücksichtigen. Definition des Durchgriffes D . Barkhausensche Röhrenformeln.

Je weitmaschiger das Gitter wird, je näher die Anode liegt und je höher das Anodenpotential ist, um so mehr Kraftlinien werden von der Anode aus zwischen den Gitterdrähten „durchgreifen“. Das den Elektronenstrom steuernde Feld wird um diese Kraftlinienzahl erhöht. Die $i_a - e_g$ -Kurve — sie sei mit dem Namen „Kennlinie“ bezeichnet — läuft, wie die experimentelle Aufnahme zeigt, nahezu parallel der einer Röhre mit engmaschigem Gitter, nur ist die Kurve im ganzen ein Stück nach links ver-

schohen. Die Größe dieser Verschiebung e'_g (Fig. 35) wächst mit der Zahl der durchgreifenden Kraftlinien. Formal kann man die Wirkung dieser Zusatzkraftlinien in Rechnung setzen, wenn man das Gitterpotential um ein Zusatzpotential e'_g erhöht. e'_g steigt proportional mit der Anodenspannung an:

$$e'_g = D e_a.$$

Es genügt z. B., die Kennlinie für $e_a = 80$ Volt und den Durchgriff D zu kennen. Man kann dann alle Kennlinien etwa zwischen $e_a = 200$ Volt und $e_a = 40$ Volt hinzeichnen, indem man zu der Kennlinie für $e_a = 80$ Volt parallele Kurven im



wagerechten Abstände $D(80 - e_a)$ zeichnet. Auf diese Weise ist Fig. 35 konstruiert worden. Im allgemeinen findet man unter 40 Volt eine Abweichung von dieser einfachen Regel, die darin besteht, daß die Kennlinien etwas weniger steil verlaufen.

Der Proportionalitätsfaktor D hängt nur von der geometrischen Anordnung: von der Gittermaschenweite, der Dicke der Gitterdrähte, der Entfernung Gitter-Glühdraht und dem Abstand zwischen Gitter und Anode ab¹⁾. Er gibt an, wie stark bei der betreffenden Röhre das Durchgreifen von Kraftlinien von der Anode auftritt. D ist somit ein geeignetes Maß für den „Durchgriff“ der Röhre. (Definition nach Barkhausen.)

a) Der Durchgriff D gibt an, welchen Bruchteil des Anodenpotentials man zum Gitterpotential hinzufügen muß, um aus der Kennlinie für $e_a = 0$ die für die Anodenspannung $e_a = e_{a_1}$ zu erhalten. In der Kennlinienformel ist an Stelle von e_a bei der

¹⁾ Man kann D nach Barkhausen als das Verhältnis der Teilkapazität zwischen Glühdraht (einschließlich Raumladung) und Anode zur Teilkapazität zwischen Glühdraht und Gitter auffassen:

$$-Q_k = C_{kg} e_g + C_{ka} e_a, \quad D = \frac{C_{ka}}{C_{kg}}$$

und nach Laue (Annalen IV, 1919, S. 465) berechnen. Vgl. auch M. Abraham, Berechnung des Durchgriffs von Verstärkerröhren, Arch. f. Elektrot. S. 42 (1919).

gitterlosen Röhre oder e_g bei der Röhre mit extrem feinmaschigem Gitter die „Steuerspannung“ e_{st} einzusetzen.

$$e_{st} = e_g + D e_a.$$

Die Kennlinienformel

$$i_e = i_a + i_g = 1,465 \cdot 10^{-5} \frac{l}{r} (e_g + D e_a)^{3/2}$$

(Barkhausensche Röhrenformel)

gibt die Abhängigkeit des Emissionsstromes von Gitter- und Anodenspannung wieder.

b) Zeichnerisch kann man die Abhängigkeit des Elektronenstromes i_e von e_g und e_a entweder durch eine Kurvenschar im i_e - e_g -Diagramm (Fig. 35) mit dem Parameter e_a oder durch eine Kurvenschar im i_e - e_a -Diagramm mit dem Parameter e_g darstellen. Hier soll stets nur die erste Art der Darstellung benutzt werden.

Der Abstand der Kurven im i_e - e_g -Diagramm für zwei sich um δe_a unterscheidende Anodenpotentiale ist $D \delta e_a$.

c) Um D zu messen, steigere man e_a um δe_a , z. B. 20 Volt, und verringere e_g so lange, bis i_e und damit e_{st} wieder ihren alten Wert haben. Die abgelesene Veränderung von e_g sei δe_g . D berechnet sich dann aus

$$-D = \frac{\delta e_g}{\delta e_a} \quad (\delta e_{st} = \delta e_g + D \delta e_a = 0).$$

Geht man auf kleine Variationen über, so erhält man die auch für veränderliche D gültige Definition

$$D = - \left(\frac{\partial e_g}{\partial e_a} \right)_{i_e = \text{const.}}$$

4. Innere Gleichung der Röhre: $SR_i D = 1$.

Zur Charakterisierung der Abhängigkeit des Elektronenstromes vom Anodenpotential empfiehlt es sich, noch den inneren Widerstand der Röhre

$$R_i = \frac{1}{\left(\frac{\partial i_e}{\partial e_a} \right)_{e_g = \text{const}}}$$

einzuführen.

Man erhält dann die Abhängigkeit des Elektronenstromes i_e von e_g und e_a in Differentialform, unabhängig von einer speziellen Formel für die Kennlinie.

$$di_e = \left(\frac{\partial i_e}{\partial e_g}\right)_{e_a = \text{const}} de_g + \left(\frac{\partial i_e}{\partial e_a}\right)_{e_g = \text{const}} de_a = S de_g + \frac{1}{R_i} de_a.$$

Andererseits ist nach S. 23 oben:

$$i_e = f(e_{st}).$$

Da nun

$$e_{st} = e_g + De_a; \quad de_{st} = de_g + Dde_a,$$

so erhält man durch Einsetzen:

$$i_e = f(e_g + De_a)$$

$$di_e = \frac{\partial i_e}{\partial e_{st}} (de_g + Dde_a) = \frac{df}{de_{st}} (de_g + Dde_a).$$

Der Vergleich der Koeffizienten ergibt:

$$\left(\frac{\partial i_e}{\partial e_g}\right)_{e_a = \text{const}} = \frac{di_e}{de_{st}} \frac{de_g + 0}{de_g} = S^1) \text{ und}$$

$$\left(\frac{\partial i_e}{\partial e_a}\right)_{e_g = \text{const}} = \frac{di_e}{de_{st}} \frac{0 + Dde_a}{de_a} = \frac{di_e}{de_{st}} \cdot D = SD = 1/R_i$$

oder:

$$1 = SDR_i$$

(Barkhausensche Röhrenformeln).

Bemerkung: Solange das Gitterpotential negativ ist, können keine Elektronen auf das Gitter gelangen, sie müssen alle nach der Anode fliegen. Der Gitterstrom ist dauernd Null und $i_a = i_e$. In allen Formeln kann man dann an die Stelle des Gesamtelektronenstromes i_e den Anodenstrom i_a einsetzen.

Über Veränderung der Erscheinung durch Ionen, die von Gasresten aus den Metallteilen der Röhre herrühren, vergleiche die Kapitel: Pfeifneigung der Verstärker und Messungen an Senderöhren.

5. Schottkysche Theorie der Verstärkerröhren.

Während Barkhausen seine Formel:

$$di_a = S(de_g + Dde_a)$$

rein phänomenologisch aus den experimentell aufgenommenen, parallel zueinander verlaufenden Kennlinien (Fig. 35) erschloß,

1) Nicht zu verwechseln mit dem S der gitterlosen Röhre auf S. 15, Anm.

geht Schottky¹⁾ einen rein theoretischen Weg. Wenn auch im einzelnen auf Schottkys ausgezeichnete und umfangreiche Arbeit verwiesen werden muß, möchte ich doch seine Grundanschauungen und Begriffe hier einfügen, namentlich um dem Leser, der mit den zwar ungenaueren, aber wesentlich einfacheren Barkhausenschen Vorstellungen zu arbeiten gewöhnt ist, durch Vergleich zwischen den Schottkyschen und Barkhausenschen Begriffen und Bezeichnungen die Lektüre der wichtigen Schottkyschen Arbeiten zu erleichtern.

Die Grundvorstellungen Schottkys sind folgende:

1. Es wird ein „effektives Gitterpotential“ p eingeführt, das von dem wirklichen Gitterpotential v und dem Anodenpotential b abhängt. Barkhausen bezeichnet p mit e_{st} (Steuerspannung), v mit e_g und b mit e_a .

Dieses Effektivpotential p einer in der Gitterzylinderfläche liegend gedachten geschlossenen Metallfläche ist so bemessen, daß es in der Umgebung des Glühdrahtes dasselbe Feld hervorruft, wie v (e_g) und b (e_a) zusammen.

2. Das Effektivpotential (Steuerspannung) p (e_{st}) wird potentialtheoretisch unter Vernachlässigung der vom Glühdraht und der Raumladung ausgehenden Kraftlinien berechnet. Der Anodenstrom β (i_a) wird dann genau wie bei Barkhausen nach der Langmuirschen Formel für zylindrische Anordnungen:

$$\beta = 1,465 \cdot 10^{-5} \frac{l}{r} p^{3/2}, \quad i_a = 1,465 \cdot 10^{-5} \frac{l}{r} e_{st}^{3/2}$$

gefunden. r ist dabei der Radius des Gitterzylinders.

Die Anwendung der Langmuirschen Formel setzt stillschweigend voraus: Das Feld zwischen Glühdraht und Gitter (bzw. einer „Vorgitterfläche“, vgl. Schottky, loc. cit. S. 22 oben) wird nach der Raumladungstheorie berechnet. In der Nähe des Gitters aber und noch mehr zwischen Gitter und Anode ist die Raumladung so dünn geworden, daß die von ihr ausgehenden elektrostatischen Kräfte neben denen der Ladungen auf den Gitterdrähten und dem Anodenblech vernachlässigt werden können. Hier kann infolgedessen das Feld rein potentialtheoretisch berechnet werden. Da das Gitter negativ geladen ist, fließt kein Gitterstrom. Anodenstrom und Emissionsstrom sind gleich.

¹⁾ Schottky, Arch. f. Elektrotechn. 8, 1—31 u. 299—328 (1919).

3. Zur Ausführung der potentialtheoretischen Berechnung wird folgender Satz aus der Elektrostatik benutzt:

Wenn die Konduktoren 1, 2, 3... auf die Spannungen P_1, P_2, P_3 gebracht sind, so ist das Gesamtpotential φ durch Superposition folgender Potentiale zu erhalten:

φ_1 mit den Grenzbedingungen: Konduktor 1 auf Spannung P_1 gebracht, die übrigen Konduktoren an Spannung Null liegend.

φ_2 mit den Grenzbedingungen: Konduktor 2 auf Spannung P_2 gebracht, die übrigen Konduktoren an Spannung Null liegend.

φ_3 usf.

Da $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ usw. einzeln der Differentialgleichung $\Delta\varphi = 0$ genügen, so genügt auch die Summe $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3$ der Differentialgleichung. Die Summe genügt dann aber der Grenzbedingung:

Konduktor 1 auf Spannung P_1 , Konduktor 2 auf Spannung P_2 usw. gebracht. $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \dots$ ist somit die gesuchte Lösung.

Nun ist aber $\varphi_1 \sim P_1, \varphi_2 \sim P_2, \varphi_3 \sim P_3$ usw. oder

$$\varphi_1 = \lambda P_1; \quad \varphi_2 = \mu P_2; \quad \varphi_3 = \nu P_3 \text{ usw.}$$

Das Gesamtpotential hat also die Form

$$\varphi = \lambda P_1 + \mu P_2 + \nu P_3 + \dots,$$

wobei die Proportionalitätsfaktoren Funktionen der Raumkoordinaten sind. (λ ist z. B. die Potentialfunktion für die Grenzbedingung: Konduktor 1 auf 1 Volt, die übrigen auf 0 Volt geladen.)

Unter dem Effektivpotential war aber das Potential in einem geeigneten Punkte des Gitterzylinders [z. B. mitten zwischen zwei Gitterdrähten¹⁾] verstanden. Für diesen speziellen Punkt haben die Raumfunktionen λ, μ, ν bestimmte von der geometrischen Anordnung der Elektroden abhängige Zahlenwerte. Wir erhalten somit:

$$p = \lambda v + \mu b + \nu n; \quad e_{st} = \lambda e_g + \mu e_a + \nu n$$

(wobei n z. B. das Potential eines Anodenschutzgitters ist).

Schottky bezeichnet λ mit dem Namen Gittereinfluß oder Steuerschärfe, μ Anodeneinfluß, ν Schutznetzeinfluß.

Bei Barkhausen ist $\lambda = 1$, μ wird mit Durchgriff D bezeichnet.

¹⁾ Die Definition des Effektivpotentials wird später nicht auf diese Weise durch Festlegung eines bestimmten Punktes, sondern in anderer Weise (vgl. S. 29 oben) erfolgen.

4. Zwischen λ, μ, ν besteht die Beziehung $\lambda + \mu + \nu + \dots = 1$. Zur Ableitung dieser Beziehung erinnern wir an die vereinfachende Annahme, daß die von der Raumladung ausgehenden Kraftlinien vernachlässigt werden sollen. Wenn man also die Potentiale aller kalten Elektroden um ξ erhöht, so steigt im ganzen Raum das Potential um ξ , also steigt auch p um ξ . Wir erhalten dann die Beziehung

$$p + \xi = \lambda(v + \xi) + \mu(b + \xi) + \nu(n + \xi).$$

Zieht man hiervon

$$p = \lambda v + \mu b + \nu n$$

ab und dividiert man dann durch ξ , so erhält man die abzuleitende Gleichung

$$1 = \lambda + \mu + \nu.$$

Da nun μ, ν usw. stets klein gegen 1 sind, so ist die Barkhausensche Annahme $\lambda = 1$ stets in guter Annäherung gültig.

5. Für kleine Änderungen des Anodenstromes $\beta(i_a)$ schreibt Schottky genau wie Barkhausen:

$$\Delta\beta = \frac{\partial\beta}{\partial v} \Delta v + \frac{\partial\beta}{\partial b} \Delta b; \quad \Delta i_a = \frac{\partial i_a}{\partial e_g} \Delta e_g + \frac{\partial i_a}{\partial e_a} \Delta e_a.$$

Schottky bezeichnet $\frac{\partial\beta}{\partial v}$ mit β_v und nennt diese Größe Gitterempfindlichkeit; Barkhausen bezeichnet die gleiche Größe mit $\frac{\partial i_a}{\partial e_g} = S$, Steilheit der Charakteristik oder Kennlinie.

Schottky bezeichnet $\frac{\partial\beta}{\partial b}$ mit β_b und nennt β_b Anodenempfindlichkeit; Barkhausen nennt den reziproken Wert dieser Größe $\frac{1}{\partial i_a / \partial e_a} = R_i$, inneren Widerstand der Röhre.

Schottky nennt $\frac{\beta_v}{\beta_b} = \frac{\lambda}{\mu} = k$ Schutzwirkung; Barkhausen unterscheidet $1/k$ und μ nicht, da bei ihm $\lambda = 1$ ist, und nennt beides Durchgriff D . Während λ, μ, k und D nur von der geometrischen Anordnung der Elektroden abhängen, hängen β_v und β_b ebenso wie S und R_i vom Anodenstrom ab.

$$\beta_v = \lambda \frac{d\beta}{dp}; \quad \beta_b = \mu \frac{d\beta}{dp}; \quad S = 1 \frac{di_a}{de_{st}}; \quad \frac{1}{R_i} = D \frac{di_a}{de_{st}},$$

wobei

$$\frac{d\beta}{dp} = \frac{di_a}{de_{st}} = \frac{l}{r} 1,465 \cdot 10^{-5} \frac{3}{2} e_{st}^{1/2} = \frac{l}{r} 1,465 \cdot 10^{-5} \frac{3}{2} p^{1/2} \text{ ist.}$$

6. Bisher unterscheidet sich die Schottkysche Theorie von der Barkhausenschen nur unwesentlich. Der einzige Unterschied besteht darin, daß Barkhausen angenähert $\lambda = 1$ setzt und daß rein äußerlich Buchstaben und Benennungen verschieden sind.

Wesentlich abweichend ist erst die Definition des Durchgriffes bei Schottky. Diese ist wohl am besten zu verstehen, wenn man den Grundgedanken der Berechnung des Steuereffektivpotentials verfolgt. Das sei an den beiden Beispielen der ebenen und zylindrischen Elektrodenanordnungen erläutert (Fig. 36 u. 37).

Fig. 36.

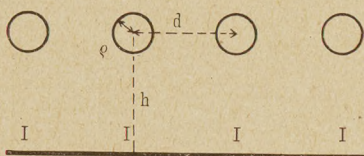
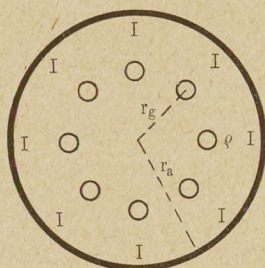


Fig. 37.



Wie bereits erwähnt, sollen die vom Glühdraht bzw. Kathodenblech ausgehenden Kraftlinien vernachlässigt werden. (Ihre Berücksichtigung könnte übrigens nachträglich nach einer bei der Berechnung der Doppelgitterröhren gegebenen Methode geschehen.) Es kommen dann nur die Potentiale b und v von Anode und Gitter in der Rechnung vor. Infolgedessen ist die Potentialfunktion φ proportional $(b - v)$ und kann dargestellt werden in der Form

$$\varphi = (b - v) \psi(x, y).$$

Dabei ist $\psi(x, y)$ eine potentialtheoretisch zu berechnende Funktion der Raumkoordinaten x, y ; ψ hängt nur von der Anordnung und Dimensionierung der Elektroden, aber nicht von den Potentialen b und v ab.

Die Feldstärke \mathcal{E} wird ebenfalls $(b - v)$ proportional

$$\mathcal{E} = (b - v) \chi(x, y).$$

Die Feldstärke auf der Anode ist im Schatten der Gitterdrähte (Stellen I, Fig. 36 u. 37) am kleinsten. Sie schwankt um einen Mittelwert

$$\mathcal{E}_m = (v - b) g_1 \text{ für ebene Anordnungen,}$$

$$\mathcal{E}_m = (v - b) g_2 \text{ für zylindrische Anordnungen.}$$

Die Schwankungen der Feldstärke auf der Anode sind um so kleiner, je größer die Gitterdrahtzahl n ist. g_1 und g_2 sind bestimmte, nur von der geometrischen Anordnung der Elektroden abhängige Zahlenwerte. Sie sollen später berechnet werden.

Das Gittereffektivpotential definiert nun Schottky als das Potential einer in der Gitterfläche liegenden geschlossenen Metallfläche, das so bemessen ist, daß auf der Anode die mittlere Feldstärke \mathfrak{E}_m herrscht. Hieraus ergibt sich

$$\text{für ebene Anordnungen: } p - b = \mathfrak{E}_m \cdot h,$$

$$\text{für zylindrische Anordnungen: } p - b = \mathfrak{E}_m r_a \ln \frac{r_a}{r_g}.$$

$$\left(\begin{array}{l} \text{Zwischenrechnung } p - b = C \ln r_a / r_g \\ C = \frac{p - b}{\ln r_a / r_g}, \quad \mathfrak{E} = \frac{C}{r_a} = \frac{p - b}{r_a \ln r_a / r_g} \end{array} \right)$$

Setzt man die Werte für \mathfrak{E}_m ein, so erhält man

$$\frac{v - b}{p - b} = \frac{1}{g_1 h} \text{ für ebene; } = \frac{1}{g_2 r_a \ln r_a / r_g} \text{ für zylindrische Anordnungen.}$$

$\frac{v - b}{p - b}$ ist stets etwas größer als 1, für extrem enge Gitter gleich 1; es empfiehlt sich daher, die Werte $\frac{1}{g_1 h}$ bzw. $\frac{1}{g_2 r_a \ln r_a / r_g}$ auf die Form $1 + D$ zu bringen¹⁾. Man erhält dann

$$v - b = p - b + Dp - Db; \quad v - p = D(p - b); \quad v + Db = p(1 + D)$$

$$\text{und für } D: \quad D = \frac{v - p}{p - b}; \quad \text{für } p: \quad p = \frac{v + Db}{1 + D},$$

$$\text{oder mit Barkhausenschen Bezeichnungen } e_s = \frac{e_g + De_a}{1 + D}.$$

Die durch diese Formeln definierte Größe D , die nun potentialtheoretisch berechenbar ist, nennt Schottky „Durchgriff“. Vernachlässigt man wieder D neben 1, so kommt man auf den ursprünglichen Begriff Barkhausens vom Durchgriff zurück.

Nun sei zum Schlusse noch die Berechnung der Größe D für zylindrische Anordnungen skizziert (Fig. 37).

¹⁾ Man könnte prinzipiell ebensogut $\frac{p - b}{v - b}$ auf die Form $1 - D$ bringen. Nur werden dann bei der Ausrechnung die Formeln komplizierter. Aus diesem rein rechentechnischen Grunde zog daher Schottky die im Text gegebene Darstellung vor.

φ soll der Differentialgleichung $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0$ gehorchen, von der dritten in der Röhrenachse gelegenen Raumkoordinate unabhängig sein. φ muß also der reelle Teil einer komplexen Funktion $\psi(x + iy) = \psi(z) = \psi(re^{i\tau})$ sein.

Die Grenzbedingungen lauten: φ soll in der Mitte der Gitterdrähte Pole haben und auf dem Anodenzylinder konstant sein. Die zweite Grenzbedingung wird nach der Spiegelmethode durch Pole im Abstand $\frac{r_a^2}{r_g}$ vom Glühdraht erfüllt. φ ist dann als Summe von logarithmischen Potentialen darzustellen.

$$\varphi = \sum_0^n B \ln r_m - \sum_0^n B \ln r_{m_1}, \text{ wobei } r_m = z - r_g e^{\frac{2\pi im}{n}};$$

$$r_{m_1} = z - \frac{r_a^2}{r_g} e^{\frac{2\pi im}{n}} \text{ ist}^1).$$

Setzt man die Werte für r_m und r_{m_1} ein, so erhält man:

$$\varphi = B \left[\ln \prod_0^n \left(z - r_g e^{\frac{2\pi im}{n}} \right) - \ln \prod_0^n \left(z - \frac{r_a^2}{r_g} e^{\frac{2\pi im}{n}} \right) \right]$$

$$= B \left\{ \ln(z^n - r_g^n) - \ln \left[z^n - \left(\frac{r_a^2}{r_g} \right)^n \right] \right\}, \text{ da die } r_g e^{\frac{2\pi im}{n}} \text{ die Wurzeln}$$

von $z^n - r_g^n = 0$ sind.

Der reelle Teil der Potentialfunktion lautet:

$$\varphi = B \left\{ \ln \sqrt{(r^{2n} \cos^2 n\tau - 2r^n r_g^n \cos n\tau + r_g^{2n}) + r^{2n} \sin^2 n\tau} \right.$$

$$\left. - \ln \sqrt{\left[r^{2n} \cos^2 n\tau - 2 \left(\frac{r_a^2}{r_g} \right)^n r^n \cos n\tau + \left(\frac{r_a^2}{r_g} \right)^{2n} \right] + r^{2n} \sin^2 n\tau} \right\}$$

$$= B \left[\ln \sqrt{r^{2n} + r_g^{2n} - 2r^n r_g^n \cos n\tau} \right.$$

$$\left. - \ln \sqrt{r^{2n} + \left(\frac{r_a^2}{r_g} \right)^{2n} - 2r^n \left(\frac{r_a^2}{r_g} \right)^n \cos n\tau} \right].$$

Um die Amplitude B durch $v - b$ ausdrücken zu können, müssen wir nunmehr die Werte des Potentials für die Anodenoberfläche und für die Glühdrahtoberfläche berechnen: Als Punkt auf der Gitterdrahtoberfläche kann man entweder den Punkt $z = r_g + \rho$ oder den Punkt $z = r_g + i\rho$ wählen.

¹⁾ Die komplexe Größe z ist nicht mit der 3. Raumkoordinate zu verwechseln. In dieser rein mathematischen Betrachtung ist die in der Mathematik übliche Bezeichnungsweise $i = \sqrt{-1}$, $e = 2,718$ beibehalten.

In beiden Fällen erhält man durch Reihenentwicklung¹⁾ und Abbrechen der Reihen hinter dem quadratischen Gliede:

$$\begin{aligned} \varphi(r=r_g + \varrho) &= \varphi(r=r_g + i\varrho) \\ &= nB \left\{ \frac{1}{n} \log \sqrt{2 \left[1 - \cos \left(\frac{n \cdot \varrho}{r_g} \right) \right]} - 2 \log r_a/r_g \right\} \\ nB \left[\frac{\log}{n} \left(\frac{n\varrho}{r_g} \right) - 2 \log \frac{r_a}{r_g} \right] &= v + k. \end{aligned}$$

Dabei ist in beiden Fällen n als groß, $\tau = \frac{n\varrho}{r_g}$ als klein angenommen.

Für den Fall $r=r_g + i\varrho$ ist außerdem $1 - \left(\frac{r_a}{r_g}\right)^{2n} \approx \frac{r_a^{2n}}{r_g^{2n}}$ gesetzt.

Der Potentialwert auf dem Anodenzylinder ergibt sich zu

$$\varphi(r=r_a) = -nB \log r_a/r_g = b + k.$$

Nummehr kann die Amplitude B bzw. nB durch $v - b$ ausgedrückt werden

$$v - b = nB \left[\frac{1}{n} \log \left(\frac{n\varrho}{r_g} \right) - \log r_a/r_g \right]$$

oder

$$nB = \frac{v - b}{\log \frac{r_a}{r_g} \left(1 + \frac{\log \frac{r_g}{n\varrho}}{n \cdot \log r_a/r_g} \right)}$$

Die Feldstärke in radialer Richtung ist

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{B}{r} \left\{ \frac{n r^n (r^n - r_g^n \cos n\tau)}{r^{2n} + r_g^{2n} - 2 r^n r_g^n \cos n\tau} \right. \\ &\quad \left. - \frac{n r^n \left[r^n - \left(\frac{r_a^2}{r_g} \right)^n \cos n\tau \right]}{r^{2n} + \left(\frac{r_a^2}{r_g} \right)^{2n} - 2 r^n \left(\frac{r_a^2}{r_g} \right)^n \cos n\tau} \right\}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(r=r_a) &= \frac{B n r_a^n}{r_a} \left[\frac{r_a^n - r_g^n \cos n\tau}{r_a^{2n} + r_g^{2n} - 2 r_a^n r_g^n \cos n\tau} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\left(r_a/r_g \right)^n \left(r_g^n - r_a^n \cos n\tau \right)}{\left(r_a/r_g \right)^{2n} r_g^{2n} + r_a^{2n} - 2 r_a^n r_g^n \cos n\tau} \right] \\ &= \frac{B n}{r_a} \frac{r_a^{2n} - r_g^{2n}}{r_a^{2n} + r_g^{2n} - 2 r_a^n r_g^n \cos n\tau} \\ &= \frac{B n}{r_a} \frac{1 - (r_g/r_a)^{2n}}{1 + (r_g/r_a)^{2n} - 2 \left(\frac{r_g}{r_a} \right)^n \cos n\tau}. \end{aligned}$$

1) Ausführung einfacher für $z = r_g + i\varrho$.

Den Mittelwert \mathfrak{G}_m erhalten wir, wenn wir die Formel unter der Annahme eines sehr großen n vereinfachen, d. h. $(r_g/r_a)^n$ neben 1 vernachlässigen.

Für acht Gitterdrähte und $r_g/r_a = \frac{2}{3}$ würde dann $\left(\frac{2}{3}\right)^8$ oder 0,029 neben 1 zu streichen sein. Wir erhalten dann

$$\mathfrak{G}_m = \frac{n \cdot B}{r_a}$$

oder, wenn man den Wert für nB einsetzt,

$$\mathfrak{G}_m = \frac{v - b}{r_a \log \frac{r_a}{r_g} \left(1 + \frac{\log \frac{r_g}{n \varrho}}{n \log r_a/r_g} \right)}$$

Nun ist schließlich noch dieser Wert für \mathfrak{G}_m in die Formel für $p - b$ einzusetzen:

$$p - b = \mathfrak{G}_m r_a \ln \frac{r_a}{r_g} = \frac{v - b}{1 + \frac{\ln r_a/n \varrho}{n \ln r_a/r_g}}$$

oder

$$\frac{v - b}{p - b} = 1 + \frac{\ln r_g/\varrho n}{n \log r_a/r_g} = 1 + D.$$

Damit ist der Durchgriff berechnet. Die Formel sagt aus, wie zu erwarten ist: Der Durchgriff sinkt mit zunehmender Drahtzahl n , mit abnehmender Gitterdrahtdicke und mit zunehmenden r_a/r_g oder zunehmendem Anodenabstand.

Zahlenbeispiel: Das Gitter bestehe aus acht Drähten von $\frac{1}{4}$ m Durchmesser. Der Gitterzylinderradius sei 3 mm, der Anodenradius 4,5 mm. Dann ergibt sich ein Durchgriff

$$D = \frac{\ln r_g/\varrho n}{n \cdot \ln r_a/r_g} = \frac{\ln \frac{3}{8 \cdot \frac{1}{4}}}{8 \ln \frac{4,5}{3}} = \frac{\ln \frac{3}{2}}{8 \ln \frac{3}{2}} = \frac{1}{8} = 12,5 \text{ Proz.}$$

Für das ebene Problem hat Schottky den Durchgriff im Anschluß an Maxwell berechnet: Die Potentialfunktion lautet hier

$$\varphi = b + A \left[\ln 2 \sin \frac{\pi}{d} [x + i(y - h)] - \ln 2 \sin \frac{\pi}{d} [x + i(y + h)] \right].$$

Als Gitterdrahtoberfläche wird der Punkt $z = \varrho + ih$ gewählt. Wenn h groß gegen c und d ist, gilt dann

$$v - b = A \left[\ln 2 \sin \left(\frac{\pi}{d} \varrho \right) - \ln 2 \sin \left(\frac{\pi}{d} \cdot 2ih \right) \right]$$

und da

$$2 \sin \frac{\pi}{d} 2ih = 2 \operatorname{Sin} \frac{2\pi h}{d} = 2 \left[\frac{e^{\frac{2\pi h}{d}} - e^{-\frac{2\pi h}{d}}}{2} \right] \approx e^{\frac{2\pi h}{d}}$$

$$v - b = A \left(\ln 2 \sin \frac{\pi \varrho}{d} - \frac{2\pi h}{d} \right); \quad A = \frac{v - b}{\frac{2\pi h}{d} \left(1 + \ln \frac{1}{2 \sin \pi \varrho / d} \cdot d \right) \frac{1}{2\pi h}}$$

Nun ist wiederum die Feldstärke zu berechnen; zunächst ist der reelle Teil von φ zu bilden.

$$\varphi = A \left[\ln \sqrt{\sin^2 \frac{\pi x}{d} \operatorname{Coj}^2 \frac{\pi}{d} (y - h) + \cos^2 \frac{\pi x}{d} \operatorname{Sin}^2 \frac{\pi}{d} (y - h)} - \ln \sqrt{\sin^2 \frac{\pi x}{d} \operatorname{Coj}^2 \frac{\pi}{d} (y + h) + \cos^2 \frac{\pi x}{d} \operatorname{Sin}^2 \frac{\pi}{d} (y + h)} \right].$$

Differenziert man φ nach x , setzt man $y = h$ ein und berücksichtigt man, daß für großes Argument $\operatorname{Sin} = \operatorname{Coj}$ wird, so erhält man schließlich

$$\mathfrak{E}_m = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_{y=0} = \frac{2\pi A}{d}$$

und

$$p - b = \mathfrak{E}_m h = \frac{b - v}{1 + \frac{d}{2\pi h} \left(\ln \frac{1}{2 \sin \pi \varrho / d} \right)} = \frac{b - v}{1 + D}$$

Die Formel zeigt, wie zu erwarten, daß der Durchgriff wächst mit wachsendem Drahtabstand d , mit abnehmender Entfernung der Anode vom Gitter und mit abnehmendem Gitterdrahtradius.

6. Abweichungen des Kennlinienverlaufes von der Gleichung.

Je nach der Dimensionierung der Röhre erhält man Kennlinien von der Form 38 bis 40. Die theoretische Kurve $i_a = {}^{2/3} c e_g^{3/2}$ ist gestrichelt zum Vergleich eingezeichnet. Für die Form 38 hat Rukop (Telefunken) die Bezeichnung „flau“ eingeführt.

Die Kennlinienformel wurde unter der Annahme der Rotationssymmetrie abgeleitet. Wie die Diagramme 16 bis 34 zeigen,

ist diese keineswegs vorhanden. Die Steuerspannung ist gewissermaßen für verschiedene Punkte des Glühdrahtes verschieden. Bei negativem Gitterpotential kann es z. B. vorkommen, daß die Teile 1 des Glühfadens (Fig. 41), die von den Gitterdrähten beschattet werden, noch gar nicht emittieren, während von den zwischen zwei Gitterdrähten liegenden Teilen 2 bereits ein starker

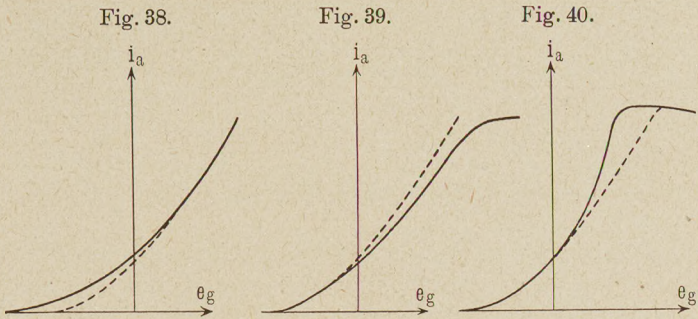


Fig. 41.

Fig. 43.

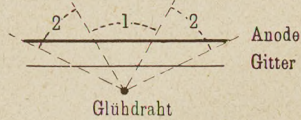
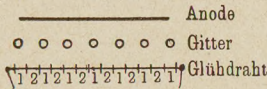
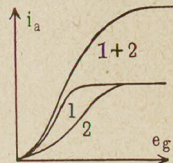
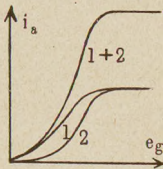


Fig. 42.

Fig. 44.



Elektronenstrom i_{a1} ausgeht (Inselbildung). i_a ist die Summe der Teilströme i_{a1} und i_{a2} , deren Stärke durch die verschiedenen liegenden Teilkennlinien 1 und 2 (Fig. 42) in Abhängigkeit von e_g dargestellt ist. Als Summe von i_{a1} und i_{a2} ergibt sich eine $i_a - e_g$ -Kurve, wie in Fig. 38; die Einteilung in nur zwei Bereiche wurde der Einfachheit halber vorgenommen, da es nur darauf ankommt, die Erscheinung im Prinzip zu erklären.

Bei Röhren mit ebenen Gittern erhält man für die Stromanteile i_{a1} und i_{a2} in den Winkelräumen 1 und 2 (Fig. 43) die

Teilkennlinien 1 und 2 (Fig. 44). i_{a_2} verläuft flacher, da das Gitter weiter vom Glühdraht entfernt ist wie im Winkelraum 1. Die Summe $i_a = i_{a_1} + i_{a_2}$ hat einen Verlauf wie Fig. 39. Ein Verlauf der Kennlinie wie in Fig. 40 läßt auf Gasgehalt schließen (vgl. Messungen an Senderröhren).

Untersuchungen über die Potentialverteilung in Röhren mit Gitter unter Berücksichtigung der Raumladung liegen noch nicht vor.

Zweiter Abschnitt.

Der Verstärker.

A. Der Niederfrequenzverstärker.

1. Schaltung.

Um Wechselströme beliebiger Frequenz zu verstärken, bedient man sich der Schaltungen Fig. 45 u. 46.

Fig. 45.

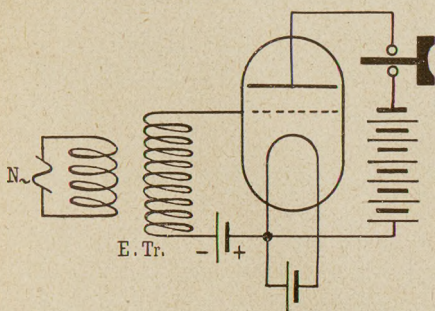
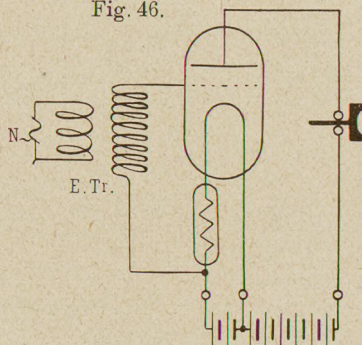


Fig. 46.



Eine Energiequelle N , z. B. das Mikrophon einer Fernsprechstation oder der Detektor eines funkentelegraphischen Empfängers, liefert den zu verstärkenden Strom, der die Primärspule des Eingangstransformators *E. Tr.* durchfließt. Die Enden der Sekundärspule liegen am Glühdraht und am Gitter. Sie ist so gewickelt, daß eine möglichst hohe Gitterspannung \mathcal{E}_g erregt wird. Diese steuert den durch die Anodenbatterie getriebenen Anodenstrom, der endlich das Telefon speist.

Die zu verstärkende, in die Anordnung hineingeschickte Leistung N_{\sim} wird nur zur Erzeugung der steuernden Spannung \mathcal{E}_g am Gitter verwandt; die von der Röhre gelieferte Leistung N_a entstammt lediglich der Anodenbatterie. Fig. 47 u. 48 zeigen Beispiele des Zusammenbaues mehrerer Einröhrenverstärker zum Zweiröhrenverstärker und Vierröhrenverstärker.

2. Der Verstärkungsgrad.

Als Verstärkungsgrad oder Leistungsverstärkungsverhältnis W definiert man

$$W^2 = \frac{\text{gelieferte Leistung (Anodenwechselstromleistung)}}{\text{Leistung der Wechselstromquelle}} = \frac{N_a}{N_{\sim}}$$

Um den Verstärkungsgrad zu erhöhen, muß man

- a) die zur Erzeugung von 1 Volt Gitterspannung nötige Anfangsleistung herunterdrücken.
 - b) Die pro Volt Gitterwechselspannung gelieferte Leistung der Röhre erhöhen.
- a) Die Anfangsleistung hat die Leistungsverluste im Transformator, Isolationsverluste und den Leistungsverlust im Gitterkreis der Röhre zu decken. Letzterer ist $\frac{1}{T} \int e_g i_g dt$; da e_g möglichst groß sein soll, ist i_g soweit wie möglich herabzusetzen.

Man kann den Gitterstrom ganz vermeiden, wenn man mit dauernd negativem Gitterpotential arbeitet. Man braucht dazu nur, wie in Fig. 47, ein Trockenelement oder, wie in Fig. 48, den Spannungsfall im Eisenregulierwiderstand des Heizkreises in die Gitterleitung einzuschalten.

Die Röhre nimmt dann gar keine Energie auf; der Verstärkungsgrad der Röhre wird unendlich, wir haben eine reine Relaiswirkung vor uns. Die aufgenommene Energie ist lediglich als Verlust im Transformator zu suchen.

Obwohl zwischen Gitter und Glühdraht kein Strom übergeht, fließt doch in der Spule ein merklicher Strom, um die Kapazität der Spule aufzuladen. Dieser Ladungsstrom setzt auch der Vergrößerung der Windungszahl der Sekundärspule eine Grenze. Spulenkapazität und Induktivität bilden einen Schwingungskreis. Man kann ja jede Spule als Seibtsche Spirale auffassen. Die höchste Wechselspannung zwischen den Enden der Spule erhält man, wenn die Eigenfrequenz der Spule der des zu verstärkenden

Wechselstromes gleicht. Eine Erhöhung der Windungszahl über die Resonanz hinaus setzt die sekundäre Spannung wieder herab. Die Eigenfrequenz der gebräuchlichen Eingangstransformatoren liegt etwa bei 1500/sec, ihre Spulenkapazität beträgt etwa 60 cm. Die Dämpfung des nicht angeschlossenen Transformators wird durch einen Isolationsfehler von 1 000 000 Ohm zwischen den Enden

Fig. 47.

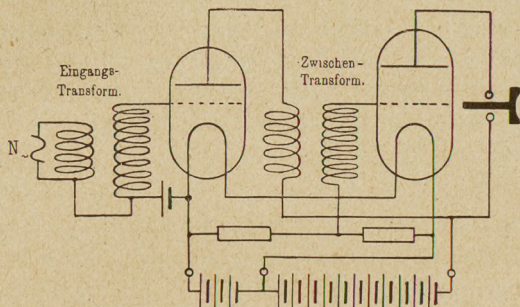
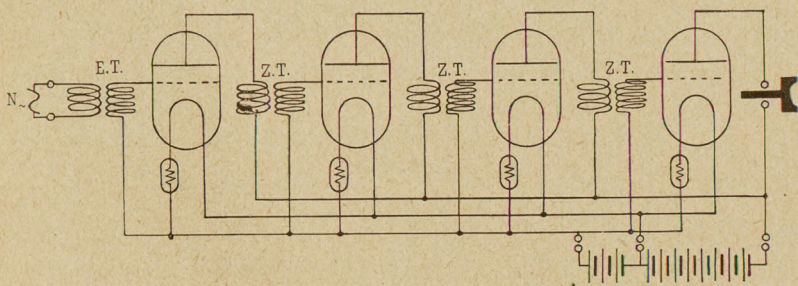


Fig. 48.



der Sekundärspule etwa verzehnfacht, die Resonanzspannung auf $\frac{1}{10}$ herabgesetzt (mündliche Mitteilung von Barkhausen).

Da die Spulenkapazität und -induktivität bei geometrisch ähnlichen Spulen proportional den linearen Abmessungen sind, wird man die Eigenfrequenz durch Verkleinerung der Abmessungen heraufsetzen können. Der verkleinerten Kapazität und Induktivität entsprechend kann man bei vorgeschriebener Eigenfrequenz die Windungszahl, das Übersetzungsverhältnis und damit die Spannung weiter erhöhen. Eine Vervollkommnung der Transformatoren ist durch Verkleinerung der Abmessungen, Verwendung immer feineren

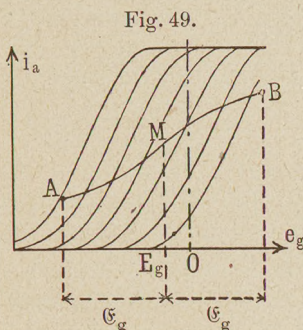
Drahtes und Erhöhung der Windungszahlen zu erreichen¹⁾. Auf Verringerung der Kapazität der Röhren und der Zuleitungen ist dann besonders zu achten.

Neben den erwähnten Ohmschen Verlusten im Sekundärkreise kommen noch Hysteresis- und Wirbelstromverluste im Eisenkern und Ohmsche Verluste im Primärkreise des Eingangstransformators in Frage.

b) Um ein hohes Leistungsverstärkungsverhältnis zu erhalten, muß andererseits die von der Röhre gelieferte Leistung N_a gesteigert werden. N_a hängt von der Spannung E_a der Anodenbatterie, vom äußeren Widerstand R_a des Telefons oder des Zwischentransformators und von den Daten der Röhre, der Kennliniensteilheit S und dem Durchgriff D ab. Um diese Größen so günstig wie möglich wählen zu können, muß zunächst der Verlauf des Stromes i_a und der Spannungen e_a und e_g in der arbeitenden Röhre und der Zusammenhang von N_a mit S , D , E_a und R_a untersucht werden.

3. Die Arbeitskurve, Formel für die Röhrenleistung.

Wenn der Anodenstrom um di_a ansteigt, wird die Anodenspannung um den Spannungsfall $de_a = R_a di_a$ sinken. Beim Arbeiten der Röhre auf einen äußeren Widerstand R_a wird daher der Anodenstrom-Gitterspannungspunkt m nicht mehr auf einer Kennlinie bleiben, sondern quer durch das Kennlinienfeld laufen (Fig. 49).



Kennlinie bleiben, sondern quer durch das Kennlinienfeld laufen (Fig. 49).

Steigt i_a , so wird er nach rechts auf Kennlinien für niedrigere Anodenspannungen übergehen, sinkt i_a , nach links auf Kennlinien für höhere Anodenspannungen. m wird die schräge Kurve AB (Fig. 49) beschreiben, wenn die Gitterspannung um den Mittelwert E_g mit der Amplitude \mathcal{E}_g nach rechts und links schwankt. M sei als Schwingungsmittelpunkt bezeichnet, die Kurve AB als Arbeitskurve. Die Arbeitskurve wird um so weniger steil verlaufen, je größer der äußere Widerstand R_a (und mit ihm \mathcal{E}_a) und je größer der

¹⁾ Vgl. Weiterentwicklung der Transformatoren durch die Firma Dr. Erich F. Huth, Berlin.

Durchgriff D ist. Will man mit einer gegebenen Gitterwechselspannung möglichst große Schwankungen des Anodenstromes erhalten, so ist ein steiler Verlauf der Arbeitskurve erforderlich. Da die gelieferte Leistung

$$N_a = \frac{\mathfrak{S}_a^2 R_a}{2}$$

dem äußeren Widerstand R_a proportional ist, darf man R_a nicht verringern. Man hat nur die Möglichkeit, S zu steigern und D zu verkleinern.

Die Leistung N_a ist für die in Betracht kommenden kleinen Strom- und Spannungsschwankungen, für die die Kennlinien in guter Annäherung als geradlinig angenommen werden können, leicht zu berechnen, wenn man die Steilheit $S_A = \frac{di_a}{de_g}$ der Arbeitskurve kennt.

i_a ist dann¹⁾ $I_a + S_A \mathfrak{G}_g \cos \omega t$, die im äußeren Widerstand in Wärme umgesetzte Leistung N (Gleichstrom- + Wechselstromleistung)

$$N = \frac{1}{T} \int_0^T i_a^2 R_a dt = R_a I_a^2 + R_a \frac{\mathfrak{S}_a^2}{2}.$$

Uns interessiert nur die Wechselstromleistung N_a :

$$N_a = \frac{R_a (S_A \mathfrak{G}_g)^2}{2}.$$

S_A ist aus der Kennliniengleichung (s. S. 23 unten):

$$di_a = S de_g + \frac{1}{R_i} de_a \quad \text{oder} \quad \mathfrak{S}_a = S \mathfrak{G}_g + \frac{1}{R_i} \mathfrak{G}_a$$

zu berechnen, indem man für \mathfrak{G}_a seinen Wert, den Spannungsfall $\mathfrak{G}_a = -R_a \mathfrak{S}_a$ im äußeren Widerstand, einsetzt. Man erhält:

$$S_A = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}} = \frac{S}{1 + R_a S D} = \frac{di_a}{de_g}$$

[während $S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_g}\right)_{e_a = \text{const}}$ war] und

$$N_a = \frac{R_a S^2 \mathfrak{G}_g^2}{2 \left(1 + \frac{R_a}{R_i}\right)^2} = \frac{R_a \mathfrak{G}_g^2}{2 \left(\frac{1}{S} + R_a D\right)^2}.$$

¹⁾ Da S_A als konstant angenommen wurde, führt die Integration von $di_a = S_A de_g$ zu der Formel

$$i_a = I_a + S_A e_g = I_a + S_A \mathfrak{G}_g \cos \omega t.$$

Die Leistung bei 1 Volt Gitterspannungsschwankung

$$\frac{R_a S^2}{2 \left(1 + \frac{R_a}{R_i}\right)^2}$$

stellt den Zähler des Verstärkungsgrades dar und charakterisiert die Brauchbarkeit der Röhre.

Die maximale Leistung wird man einer Röhre entziehen, wenn man den äußeren Widerstand R_a mit dem inneren abgleicht. Dann wird

$$\frac{N_a}{\mathfrak{G}_g^2} = \frac{S}{8D}.$$

Diese nur von den Röhrendaten abhängige Größe ist ein geeignetes Maß für die Röhrengüte G_R .

$$G_R = \frac{S}{D} \text{ (der Begriff ist von Barkhausen geprägt worden).}$$

Die Rechnung ergibt somit das nach den Überlegungen auf S. 39, Zeile 7 zu erwartende Resultat: Die Steilheit muß möglichst groß, der Durchgriff möglichst klein gewählt werden. Bezeichnen wir die zum Erregen des Transformators nötige Leistung mit N_{\sim} , die bei dieser Leistungsaufnahme vom Transformator gelieferte sekundäre Spannung, die dem Gitter der Röhre zugeführt wird, mit \mathfrak{G}_g , so sei der Bruch $\frac{\mathfrak{G}_g^2}{2N_{\sim}}$ mit Transformatorgüte G_T bezeichnet. Für den Verstärkungsgrad W ergibt sich dann

$$W = \frac{1}{2} \sqrt{G_R \cdot G_T}.$$

4. Bemerkungen über die günstigste Wahl von D .

Allerdings sind noch zwei Kompromisse zu schließen, die dieses einfache Konstruktionsprinzip wieder einschränken. Die Röhre muß mit einer negativen Gittervorspannung von etwa $E_g = -1$ Volt betrieben werden, damit e_g dauernd negativ und i_g dauernd Null bleibt, und der Eingangstransformator unbelastet arbeitet. Verkleinert man D , so rückt die Kennlinie immer weiter nach rechts, die Steilheit S bei -1 Volt wird immer kleiner, bis sie für $D = \frac{1 \text{ Volt}}{E_a}$ Null geworden ist. Für $S = 0$ ist aber auch S_a und die Röhrenleistung $N_a = 0$. D muß also ein Optimum haben.

Die Durchrechnung ergibt, wenn E_g die gewählte Gittervorspannung ist, für S nach S. 22, Zeile 25, S. 24, Zeile 3 und S. 15, Zeile 15:

$$S = c(E_g + DE_a)^{1/2}$$

und für die Röhrengüte

$$G_R = \frac{S}{D} = \frac{c}{D} \cdot (E_g + DE_a)^{1/2}.$$

Die Bedingung für den günstigsten Durchgriff (Maximum von G_r) lautet:

$$\frac{\partial G_R}{\partial D} = 0 = \frac{c}{D^2} \left[D \frac{1/2 E_a}{(E_g + DE_a)^{1/2}} - (E_g + DE_a)^{1/2} \right]$$

$$\text{oder } 1/2 DE_a - E_g - DE_a = 0; \quad D_{opt} = -\frac{2E_g}{E_a}.$$

Für $E_g = -1$ Volt und $E_a = 100$ Volt erhält man für D_{opt} 2 Proz.

Dabei muß aber R_a den hohen Wert $R_i = \frac{1}{SD}$ erhalten.

Für normale Verstärkerröhren ($S = 1/2 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{Ohm}}$) erhält man

$$R_a = \frac{1}{1/2 \cdot 10^{-4}} \cdot \frac{100}{2} = 1000000 \text{ Ohm.}$$

Dieser günstigste Minimalwert von D ist also für die Praxis auch noch nicht brauchbar. Es muß noch ein dritter Kompromiß geschlossen und auf den erreichbaren größten Wechselwiderstand des Telefons oder Zwischentransformators Rücksicht genommen werden. Bei Telefonen kann man kaum über einen Scheinwiderstand von 5000 bis 10000 Ohm hinausgehen, bei Anwendung von Ausgangstransformatoren könnten vielleicht noch 100000 Ohm erreicht werden.

Für die Praxis muß daher die Frage folgendermaßen formuliert werden:

Welcher Durchgriff ergibt die größte Leistung, wenn R_a und E_a festgelegt sind? Für die Röhre soll die Glühdrahtlänge und der Gitterradius r bzw. die Konstante c der Kennlinienformel

$$i_a = \frac{2}{3} c e_{st}^{3/2}; \quad S = c \sqrt{e_{st}} \text{ gegeben sein.}$$

Setzt man den Wert für

$$S = c \sqrt{E_g + DE_a} = c \sqrt{DE_a - 1 \text{ Volt}}$$

¹⁾ Nach einer Angabe von Barkhausen ist diese Formel zuerst gesprächsweise von Schottky mitgeteilt worden.

in die Gleichung für die Leistung ein, so erhält man:

$$\frac{N_a}{\mathfrak{G}_g^2} = \frac{R_a}{2 \left(R_a D + \frac{1}{c \sqrt{D E_a - 1 \text{ Volt}}} \right)^2}$$

Die Bedingung für das Maximum von $\frac{N_a}{\mathfrak{G}_g^2}$ bei Veränderung von D :

$$\frac{\partial}{\partial D} \frac{N_a}{\mathfrak{G}_g^2} = 0$$

führt zu

$$R_a - \frac{1/2 E_a}{c \sqrt{(D E_a - 1 \text{ Volt})^3}} = 0 \quad \text{oder} \quad D - \frac{1 \text{ Volt}}{E_a} = \frac{1}{E_a^{1/3} (2 R_a c)^{2/3}}$$

Nach diesen Formeln sind die günstigsten Durchgriffe, Leistungen und Steilheiten bei -1 Volt Gitterspannung

1. für verschiedene äußere Widerstände bei $E_a = 100$ Volt und $c = 1/2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Amp}}{\text{Volt}^{3/2}}$ (Tabelle 1) und

2. für verschiedene Betriebsspannungen, $R_a = 20000$ Ohm, und dasselbe c (Tabelle 2) berechnet.

Tabelle 1.

$$c = 1/2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Amp}}{\sqrt{\text{Volt}^3}}; \quad E_g = -1 \text{ Volt}; \quad E_a = 100 \text{ Volt}.$$

R_a Ohm	$D_{opt}^1)$ Proz.	i_a mA	S_{opt} S	N_a/\mathfrak{G}_g^2 mW/V ²
4 000	40	8,2	$3,12 \cdot 10^{-4}$	0,087
6 000	31	5,5	$2,74 \cdot 10^{-4}$	0,102
8 000	26	4,2	$2,50 \cdot 10^{-4}$	0,108
20 000	14,6	1,7	$1,85 \cdot 10^{-4}$	0,143
100 000	5,6	—	$1,08 \cdot 10^{-4}$	0,226
300 000	3,2	—	$0,74 \cdot 10^{-4}$	0,282
600 000	2,4	—	$0,59 \cdot 10^{-4}$	0,303
1 000 000	2	0,33	$0,50 \cdot 10^{-4}$	0,313

Tabelle 2.

$$c = 1/2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Amp}}{\sqrt{\text{Volt}^3}}; \quad E_g = -1 \text{ Volt}; \quad R_a = 20000 \text{ Ohm}.$$

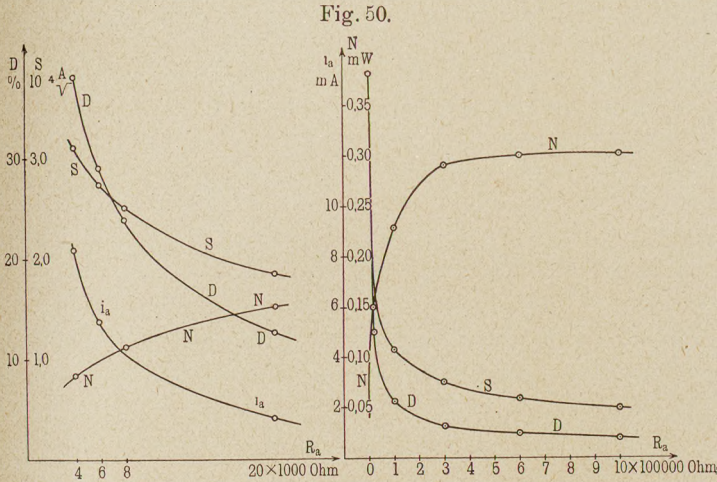
E_a Volt	D_{opt} Proz.	S_{opt} S	N_a/\mathfrak{G}_g^2 mW/V ²
10	39,4	$2,71 \cdot 10^{-4}$	0,091
30	22,9	$2,22 \cdot 10^{-4}$	0,121
60	17,8	$2,02 \cdot 10^{-4}$	0,138
100	14,6	$1,85 \cdot 10^{-4}$	0,143
200	11,3	$1,64 \cdot 10^{-4}$	0,144

Die berechneten Maxima der Röhrenleistungen sind ziemlich flach.

¹⁾ opt bedeutet den der größten Röhrenleistung zugeordneten Wert.

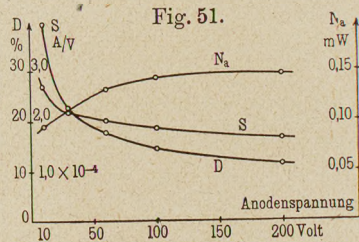
In den Figg. 50 und 51 sind die Werte der Tabellen der Übersichtlichkeit halber graphisch aufgetragen.

Diese Kurven geben einen Gesichtspunkt zur Entscheidung der Frage: Soll man einen Ausgangstransformator mit einer Primärwicklung von hohem Scheinwiderstand anwenden, oder soll man sich mit zwei hintereinander geschalteten Telefonen von zusammen etwa 10000 Ohm Scheinwiderstand begnügen?



Es sei angenommen, eine Fabrik habe sich entschlossen, Ausgangstransformatoren in ihre Lautverstärker einzubauen, falls hierdurch die dem Telefon zugeführte Energie mindestens verdoppelt wird. Da man den Wirkungsgrad derartiger Transformatoren nicht wesentlich höher als 50 Proz. schätzen kann, müßte durch den hohen Scheinwiderstand der Primärwicklung des Transformators der Röhre mindestens die vierfache Leistung als durch ein direkt eingeschaltetes Telefon mit 4000 Ohm Scheinwiderstand entzogen werden.

Nach der Tabelle 1 müßte ein den Forderungen entsprechender Transformator etwa 1000000 Ohm Wirkwiderstand haben; zu gleicher Zeit dürfte der Gleichwiderstand etwa 10000 Ohm nicht



übersteigen, damit der Spannungsfall infolge des Anodengleichstromes $R_a J_a$, der ja auch durch die Primärwicklung fließt, nicht zu groß wird.

Die Konstruktion eines derartigen Ausgangstransformators dürfte recht schwierig sein. Wenn nicht andere Gründe, wie die später zu besprechende Pfeifneigung der Verstärker, zum Einbau eines Ausgangstransformators zwingen, wird man besser auf ihn verzichten.

5. Zwei- und Dreigitterröhren.

Die Leistungsfähigkeit der geschilderten Röhrentypen ist durch zwei Punkte begrenzt: Infolge der Raumladung kann die Steilheit der Kennlinie nur in beschränktem Maße gesteigert werden.

Die weitere Verringerung des Gitterradius hat bald ein Ende, da man mit Durchbiegungen des Glühfadens infolge der Wärmeausdehnung und mit Erschütterungen rechnen muß.

Um bei schwachen Anodenstromschwankungen durch einen hohen äußeren Widerstand der Röhre möglichst viel Leistung entziehen zu können, muß der innere Widerstand er-

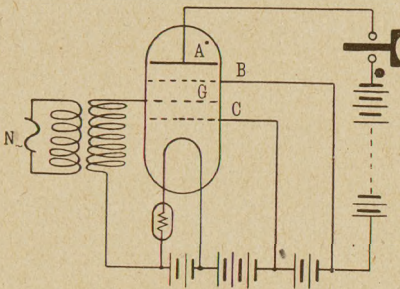
höht und der Durchgriff verkleinert werden. Die günstige Wirkung dieser Maßnahme wird illusorisch, wie wir sehen, da mit Verringerung des Durchgriffes gleichzeitig die Steilheit der Kennlinie bei -1 Volt Gittervorspannung sinkt. Es bestand somit die doppelte Aufgabe:

Die Raumladung zu zerstreuen.

Den Durchgriff herabzusetzen, ohne gleichzeitig den Anodenstrom und die Steilheit der Kennlinie bei -1 Volt Gitterspannung zu verringern.

Beide Probleme wurden von Schottky durch die Erfindung der Mehrgitterröhren in glänzender Weise gelöst (Fig. 52). Das Gitter C ist an etwa $+20$ Volt gegen den Glühdraht gelegt und dient dazu, die Raumladung zu zerstreuen, das eigentliche Steuer-

Fig. 52.



gitter G ist, wie üblich, an -1 Volt gelegt. Die mit einer mittleren Geschwindigkeit von 20 Volt¹⁾ das Zerstreuungsgitter durchfliegenden Elektronen werden dicht vor dem Steuergitter wieder die mittlere Geschwindigkeit Null erhalten.

Die Anordnung wirkt bei zylindrischer Form so, als wenn ein Glühdraht, dessen Radius nur wenig kleiner als der des Steuergitters ist, die Elektronen lieferte. Die Stromdichte und mit ihr die Raumladungsdichte sind im Verhältnis Glühfadendurchmesser: Steuergitterdurchmesser verkleinert. Bei einem Glühdrahtdurchmesser von 0,1 mm und einem Steuergitterdurchmesser von 10 mm beträgt die Raumladungsdichte nur noch $\frac{1}{100}$ der früheren. Die Raumladung ist also so gut wie vollkommen zerstreut und ihre schädliche Wirkung aufgehoben.

Das Anodenschutzgitter B ist an etwa $+45$ Volt gelegt. Es wirkt auf das Feld am Glühdraht oder auf das Feld zwischen Steuergitter und Zerstreuungsgitter wie eine auf konstantem Potential befindliche Anode. Die von der Anode A ausgehenden Kraftlinien endigen fast alle auf dem Schutzgitter, so daß die Spannungsschwankungen der Anode in dem Raume zwischen Steuergitter und Zerstreuungsgitter unwirksam sind, obwohl die Maschen des Steuergitters weit und der Anodenstrom und mit ihm die Steilheit groß sind.

Die Vergrößerung der Schutzwirkung k des Gitters durch das Anodenschutzgitter berechnet Schottky folgendermaßen:

Als Unbekannte wird nicht das Schutznetzeffektivpotential q , sondern das Schutznetzpotential n behandelt, während das Schutznetzeffektivpotential q , das Anodenpotential b und das Gitter-

¹⁾ Unter einer Geschwindigkeit von 10 Volt ist die Geschwindigkeit eines Elektrons verstanden, das bei einer Anfangsgeschwindigkeit 0 eine Spannung von 10 Volt durchlaufen hat. Diese Geschwindigkeit berechnet sich nach der Formel

$$\frac{mv^2}{2} = Q_e E$$

zu:

$$v = \sqrt{1,77 \cdot 10^7 \cdot 2 \cdot 10^8 E} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} = 600 \sqrt{E} \frac{\text{km}}{\text{sec}},$$

wenn man E in Volt einsetzt. Für 10 Volt erhält man die Geschwindigkeit:

$$v = 600 \cdot 3,16 \approx 1900 \frac{\text{km}}{\text{sec}}.$$

effektivpotential p als gegeben betrachtet werden. Als Potentialnullpunkt wird q gewählt. Das Schutznetzpotential $n - q$ wird aus zwei Teilen Δn_1 und Δn_2 zusammengesetzt. Die Grenzbedingungen für Δn_1 sind: Gittereffektivpotential $p - q =$ Schutznetzeffektivpotential $= 0$, Anodenpotential $= b - q$. Man kann dann, ohne an den Potentialen etwas zu ändern, das Gitter weglassen und erhält, analog der Formel:

$$p = \frac{v + Db}{1 + D}$$

auf S. 29, Zeile 20,

$$\text{Schutznetzeffektivpotential} = 0 = \frac{\Delta n_1 + (q - b) D_{AS}}{1 + D_{AS}};$$

$$\Delta n_1 = (b - q) D_{AS}.$$

Die Grenzbedingungen für Δn_2 sind: Anodenpotential $b - q$ und Schutznetzeffektivpotential $= 0$, Gittereffektivpotential $= p - q$. Man kann jetzt, ohne an den Potentialen etwas zu ändern, die Anode weglassen und erhält analog:

$$\text{Schutznetzeffektivpotential} = 0 = \frac{\Delta n_2 + (q - p) D_{GS}}{1 + D_{GS}};$$

$$\Delta n_2 = (p - q) D_{GS}.$$

Dabei ist D_{AS} der Durchgriff der Anode durch das Schutznetz, D_{GS} der Durchgriff des Gitters durch das Schutznetz, nicht zu verwechseln mit D_{SG} , dem Durchgriff des Schutznetzes durch das Gitter.

Durch Zusammensetzen der beiden Teilpotentiale erhält man schließlich die Lösung für die Grenzbedingungen:

$$\text{Schutznetzeffektivpotential} = 0,$$

$$\text{Anodenpotential} = b - q,$$

$$\text{Gittereffektivpotential} = p - q.$$

$$n - q = \Delta n_1 + \Delta n_2 = D_{AS}(b - q) + D_{GS}(p - q).$$

Berechnet man aus dieser Gleichung q und setzt den Wert für q in die Gleichung für das Gittereffektivpotential:

$$p - v = D_{SG}(q - p)$$

[analog $p - v = D_{AG}(b - p)$ auf S. 29, Zeile 19]

ein, so erhält man schließlich für das Gittereffektivpotential oder die Steuerspannung:

$$e_{st} = p = \frac{1 + D_{AS} + D_{GS}}{N} v + \frac{D_{SG} D_{AS}}{N} b + \frac{D_{SG}}{N} n,$$

wobei $N = 1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS})$.

Der Vergleich mit der Formel:

$$p = v \lambda + b \mu + n \nu$$

ergibt:

$$\text{Steuerscharfe} \quad \lambda = \frac{1 + D_{AS} + D_{GS}}{1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS})} \approx \frac{1}{1 + D_{SG}},$$

$$\text{Anodeneinfluß} \quad \mu = \frac{D_{AS} \cdot D_{SG}}{1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS})} = \frac{D_{AS} D_{SG}}{N},$$

$$\text{Schutznetzeinfluß} \quad \nu = \frac{D_{SG}}{N},$$

$$\text{Schutzwirkung} \quad k = \frac{\lambda}{\mu} = \frac{1 + D_{AS} + D_{GS}}{D_{AS} \cdot D_{SG}} \sim \frac{1}{D_{AS} D_{SG}}.$$

Stände an der Stelle des Schutznetzes die Anode, so hätte man die Schutzwirkung:

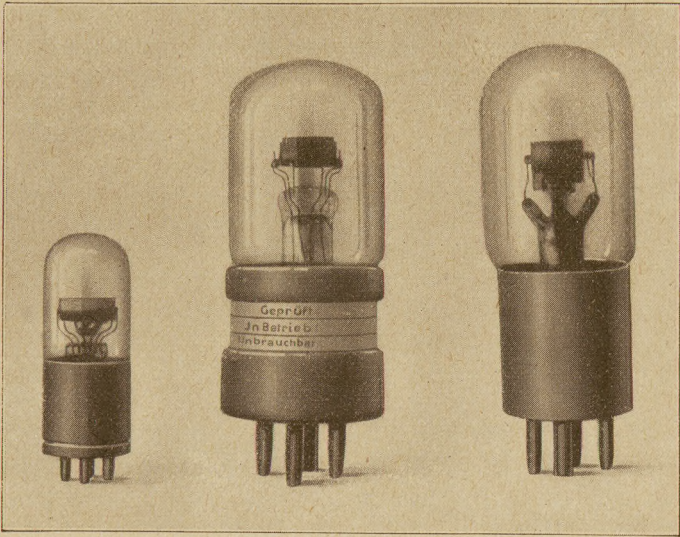
$$k_0 = \frac{1}{D_{SG}}.$$

Das Schutznetz vergrößert die Schutzwirkung also um das $\frac{1}{D_{AS}}$ fache. Es ist natürlich nicht nötig, immer drei Gitter zu benutzen, man kann ein Rohr auch nur mit einem Raumladungsgitter oder nur mit einem Anodenschutzgitter ausrüsten.

6. Röhrentypen und zugehörige Kennlinienbilder.

Einen Überblick über die gebräuchlichen Verstärkerröhren, ihre Konstruktion und elektrischen Eigenschaften möge die folgende Zusammenstellung, die Abbildungen und Diagramme geben. Die Angaben, Bilder und Kurven verdanke ich zum größten Teile der Liebenswürdigkeit der im Röhrenbau führenden Firmen Siemens & Halske und C. H. F. Müller, Hamburg.

Fig. 53.

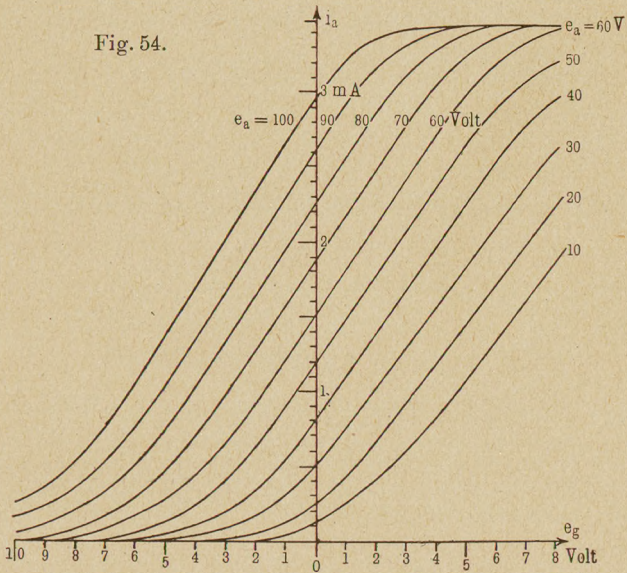


I
C. H. F. Müller, Hamburg.

II
Telefunken.

III
Seddig.

Fig. 54.



Müller - Rohr.

Fig. 55.

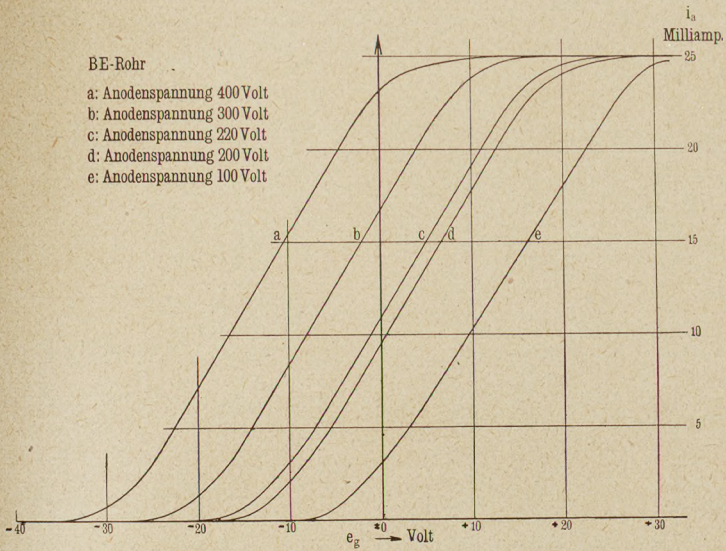


Fig. 56.

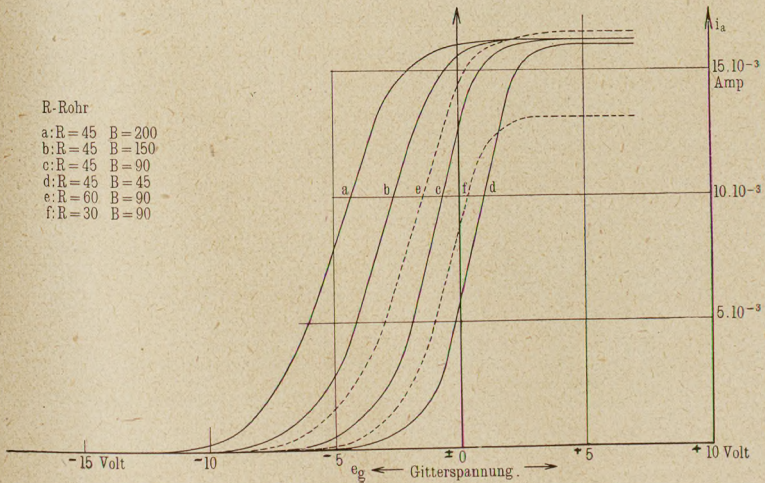
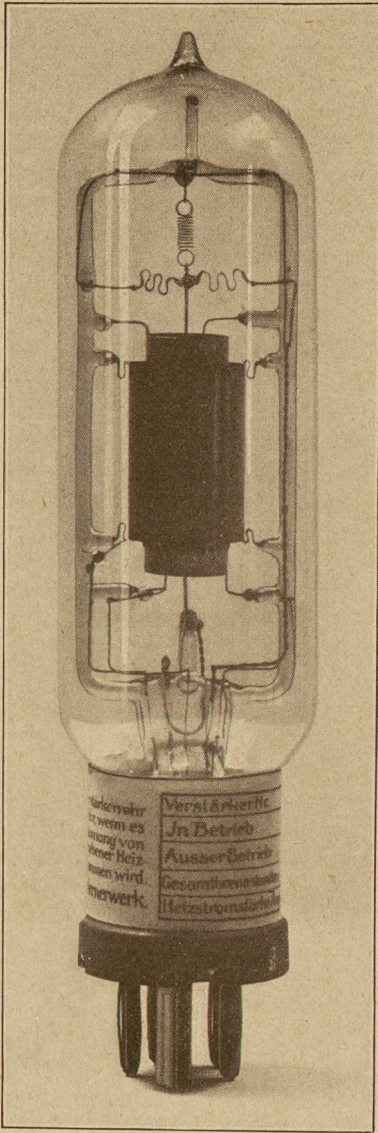


Fig. 57.



IV K 2914
Verstärkerröhre mit Raumladungsgitter
von Siemens & Halske.

Gebräuchliche Verstärkerröhren.

Firma	Type	Heizstrom I_H Amp.	Heizspannung E_H Volt	Emission I_S mA	Anoden- spannung E_a Volt	Raumladungs- netzspannung n Volt	Durchgriff D Proz.	Steilheit S mA/Volt	Innere Widerstand R_i Ohm	Abbildung Fig.	Kennlinien- bild Fig.
Telefunken	R. V. E. 16	0,55	—	1,3	80	—	5,5	0,12	150 000	53 II	—
Seddig	—	0,55	—	—	80	—	12	0,18	46 000	53 III	—
C. H. F. Müller	—	0,50	—	3,4	80	—	13	0,30	25 000	53 I	54
Siemens & Halske	R.	2,1	4,8	30	220	45	9	0,8	13 000	—	55
"	Mc.	2,1	4,3	25	90	—	4	3,5	15 000	57 IV	56
"	B. F.	2,1	3,6	17	220	—	10	0,7	15 000	—	—
"	—	1,1	3,5	8	220	24	7	0,5	30 000	—	—
"	110	0,55	3,2	3	24	—	15	0,5	12 000	—	—

K 2914

7. Verstärkungsmessung.

Zur Bestimmung des Verstärkungsgrades bedient man sich einer der Anordnungen Fig. 58 bis 60.

In allen drei Anordnungen mißt man die Spannungsverstärkung, d. h. das Verhältnis der Spannungen, bei denen das Telephon allein und das Telephon mit Lautverstärker gleich laut ansprechen.

In der Anordnung Fig. 58 wird dieser Quotient W_e direkt am Brückendraht abgelesen:

$$W_e = \frac{E_F}{E_V} = \frac{10000}{l}$$

In der Anordnung Fig. 59 beträgt er

$$W_e = \frac{R + 0,1}{0,1} \approx \frac{R}{0,1},$$

falls man den Strom im Stöpselwiderstand und den Telephonstrom gegen den Strom in den beiden 0,1-Ohm-

Widerständen und den Strom in der Primärwicklung des Lautverstärkers gegen den Strom im Stöpselwiderstand vernachlässigt, was durchaus erlaubt ist.

In der Anordnung Fig. 60 muß die variable Kopplung zwischen dem Erregerkreis und dem Lautverstärkerkreis vorher geeicht werden. W_e ist dann der Eichkurve, die den Zusammenhang zwischen W_e und den Stellungen der Kopplung darstellt, zu entnehmen.

Um das Stromverstärkungsverhältnis W_i zu ermitteln, muß man die Scheinwiderstände $(j\omega L + R)$ vom Telephon und Lautverstärker in der Wechselstrombrücke vorher für die in Frage kommende Frequenz ermitteln.

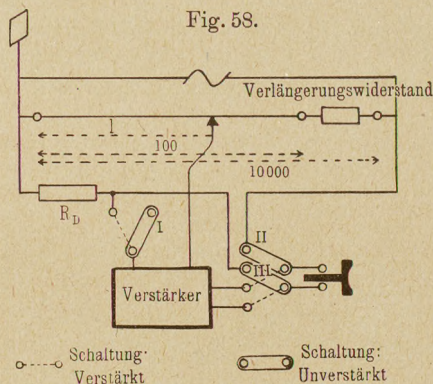
$$W_i = \frac{J_F}{J_V} = W_e \sqrt{\frac{\omega^2 L_V^2 + R_V^2}{\omega^2 L_F^2 + R_F^2}}$$

(Index F bezieht sich auf das Telephon, Index V auf den Verstärker.)

Die Leistungsverstärkung W^2 kann schließlich aus W_e^2 oder W_i^2 berechnet werden.

$$W^2 = W_e^2 \frac{R_F(\omega^2 L_V^2 + R_V^2)}{R_V(\omega^2 L_F^2 + R_F^2)} = W_i^2 \frac{R_F}{R_V}$$

$$W^2 = W_i W_e \frac{\cos \varphi_F}{\cos \varphi_V}, \quad \text{wobei} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{\omega L}$$



Der Verstärkungsgrad W ist für gleiche Telephon- und Lautverstärkerscheinwiderstände dem Spannungs- und Stromverstärkungsverhältnis gleich.

Praktisch interessiert meist die einfachere Frage: Welchen Bruchteil einer Wechselfspannung \mathcal{E} höre ich über eine Leitung von R_D Ohm, oder welchen Bruchteil der Erregung eines Detektors eines funkentelegraphischen Empfängers mit dem inneren Widerstand R_D höre ich bei Zwischenschaltung eines Lautverstärkers ebenso gut wie die volle Wechselfspannung oder Erregung mit dem Telephon allein?

Fig. 59.

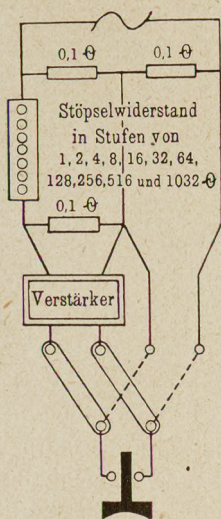
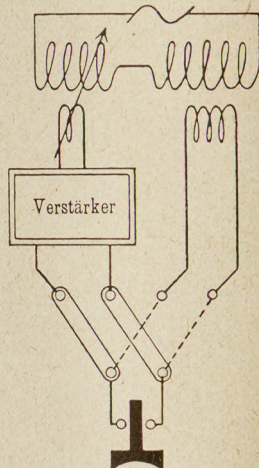


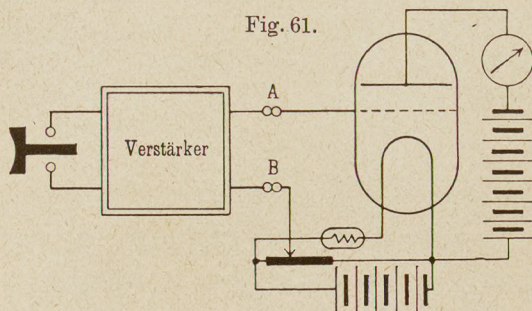
Fig. 60.



Zur Beantwortung dieser Frage schalte man R_D in der in Fig. 58 angegebenen oder an entsprechender Stelle der anderen Schaltungen ein; man stelle den Gleitkontakt auf dem Potentiometerdraht so ein, daß beim Umschalten des dreiteiligen Schalters von „verstärkt“ auf „unverstärkt“ sich die Lautstärke nicht ändert. Das abgelesene Spannungsverstärkungsverhältnis W_e ist die gesuchte Antwort.

Um Störungen durch Ladungsströme zu vermeiden, erdet man, wie in Fig. 58 angegeben. Bei Verwendung einer variablen Kopplung (Fig. 60) wird man von Ladeströmen weniger gestört, ein wesentlicher Vorteil bei der Messung des Verstärkungsgrades für sehr schwache Ströme.

Mit dem Ohr kann man die Lautstärke kaum genauer als auf 30 Proz. abgleichen. Für genauere Messungen bediene man sich eines künstlichen Ohres (Fig. 61), wobei die Röhre als Gleichrichter (vgl. Abschnitt IV) geschaltet ist. Eine derartige Anordnung ist eichbar. Die Anordnung rechts von der Linie *AB* stellt ein hochempfindliches Voltmeter für Wechselstrom beliebiger Frequenz dar. Die Benutzung dieser Anordnung als „Röhrenvoltmeter“ wurde von Hohage ausgearbeitet. Eine Reizschwelle des Verstärkers ist bisher noch nicht beobachtet worden. Es ist prinzipiell



denkbar, den Übergang einzelner Elektronen durch weitgehende Verstärkung hörbar zu machen. In diesem Zusammenhang ist die Vermutung geäußert worden, das Rauschen der Verstärker sei auf diskontinuierlichen Übergang der Elektronen zurückzuführen (Schroteffekt, Schottky).

Die Untersuchung der Ursachen des sehr lästigen Rauschens und Prickelns und die Auffindung der Mittel zu ihrer Beseitigung sind sehr wichtige, aber zurzeit noch ungelöste Aufgaben. Gasreste in den Röhren, meist aber Wackelkontakte in der Verstärkerapparatur sind die normalen Ursachen des Prickelns.

B. Der Hochfrequenzverstärker.

1. Schaltung.

Da die Elektronenröhre keine Trägheit besitzt, ist sie ebenso zur Verstärkung hochfrequenter wie mittelfrequenter Ströme geeignet. Genau wie beim Lautverstärker würden die Eingangs- und Zwischentransformatoren so zu dimensionieren sein, daß ihre Eigenfrequenz der Frequenz der zu verstärkenden Schwingung gleicht. Hierin liegt für den Hochfrequenzverstärker eine beson-

dere Schwierigkeit: Die Wellenskala der drahtlosen Telegraphie ist viel umfangreicher als die Tonskala, die nur etwa zwei Oktaven zu umfassen braucht. Eingangs- und Zwischentransformatoren müßten alle als abstimmbare Schwingungskreise (wie in Fig. 62) mit Drehkondensatoren und verschiedenen Wellenbereichen ausgebaut werden. Beim Empfang würde es nötig sein, alle diese

Fig. 62.

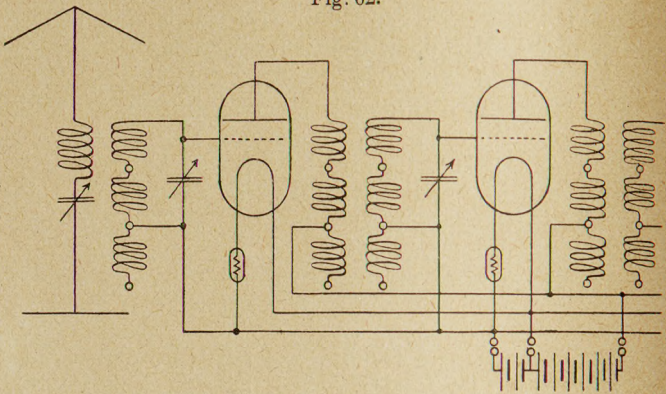
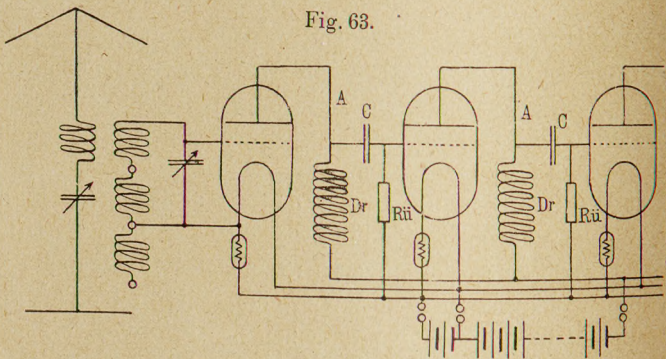


Fig. 63.



Kreise abzustimmen. Das Aufsuchen einer unbekanntenen Welle würde fast unmöglich werden. Man mußte daher auf ein Hochtransformieren der Anodenwechselspannung verzichten und diese direkt an das Gitter der nächsten Röhre legen. Das geschieht unter Verwendung von Widerständen oder Drosseln in der in Fig. 63 skizzierten Weise.

Um das Gitter der folgenden Röhre vor der hohen Gleichspannung der Punkte *A* zu schützen, ist ein Blockkondensator *C*

in die Gitterleitung und ein Überbrückungswiderstand R_{ii} ¹⁾ von mehreren Millionen Ohm nach der Kathode hin geschaltet. Der Überbrückungswiderstand soll so groß wie möglich sein. Er muß nur kleiner sein als der Isolationswiderstand der Kondensatoren C . Da es nicht nötig ist, daß die Drosseln eine reine Induktivität darstellen, können Eisenkerne verwendet werden.

2. Das Verstärkungsverhältnis.

Um Angaben über die beste Dimensionierung von Drosseln und Röhren zu gewinnen, ist zunächst das Verstärkungsverhältnis zu ermitteln. Zu diesem Zweck ist die Spannungsschwankung \mathcal{E}_{g_2} zu berechnen, die am Gitter der zweiten Röhre auftritt, wenn am Gitter der ersten Röhre die Spannungsschwankung \mathcal{E}_{g_1} liegt. Die Drossel Dr und die ihr parallel geschaltete nächste Röhre mögen für die betreffende Frequenz die resultierende Kapazität C und den Widerstand R haben. Kürzt man $\frac{1}{j\omega C} + R$ mit \Re ab, so berechnet sich der Anodenstrom der ersten Röhre nach der Gleichung

$$\mathfrak{I}_a = S\mathcal{E}_{g_1} - \frac{\Re}{R_i} \mathfrak{I}_a; \quad \mathfrak{I}_a = \frac{S\mathcal{E}_{g_1}}{1 + \frac{\Re}{R_i}} = \frac{\mathcal{E}_{g_1}}{D} \frac{1}{R_i + \Re}.$$

$$\frac{\mathcal{E}_{g_2}}{\mathcal{E}_{g_1}} = \frac{\Re \mathfrak{I}_a}{\mathcal{E}_{g_1}} = \frac{1}{D} \frac{1}{1 + \frac{\Re}{R_i}} = \frac{S\Re}{1 + \frac{\Re}{R_i}}.$$

¹⁾ Der Überbrückungswiderstand R_{ii} (Fig. 63) hat den Zweck, elektrostatische Aufladungen des Gitters abzuleiten und die mittlere Gitterspannung auf dem Potential des negativen Poles der Heizbatterie (etwa -1 bis $-1,5$ Volt) zu halten. Die Anodenspannungsschwankung ist

$$\mathcal{E}_a = \Re_a \mathfrak{I}_a = \frac{\Re_a S \mathcal{E}_g}{1 + \frac{\Re_a}{R_i}} = \frac{R_i S \mathcal{E}_g}{1 + \frac{\Re_a}{R_i}} = \frac{\mathcal{E}_g}{D} \frac{1}{1 + \frac{\Re_a}{R_i}} \approx \frac{\mathcal{E}_g}{D}, \text{ wenn } \Re_a \gg R_i.$$

Der Widerstand \Re_a im Anodenkreis ist aber der Kombinationswiderstand der Drossel Dr (Fig. 63), des Blockkondensators C (dessen Kapazität groß sein muß, um die Hochfrequenzschwingungen durchzulassen), der „scheinbaren Röhrenkapazität“ und des Überbrückungswiderstandes R_{ii} . Da an der Röhrenkapazität nichts zu ändern ist, müssen wenigstens die parallelgeschalteten Scheinwiderstände der Drossel und des Überbrückungswiderstandes groß gegen R_i sein. Da der innere Röhrenwiderstand 100000 Ohm ist, muß R_{ii} 1000000 Ohm überschreiten.

Ist $|\Re| = \left| \frac{1}{j\omega C} + R \right| \geq R_i$, so ist das Verhältnis der Spannungen $\frac{1}{D}$; ist aber $\Re \leq R_i$, so wird das Verhältnis $S\Re$.

Stehen hohe äußere Widerstände \Re zur Verfügung, so ist für Hochfrequenzverstärker die Verwendung von Röhren mit geringem Durchgriff vorteilhaft. Mit einer Röhre mit 5 Proz. Durchgriff könnte man im Grenzfall eine Spannungssteigerung auf das 20fache erreichen.

Der Wert von \Re ist nach oben durch die resultierende Kapazität der Drossel und der folgenden Röhre nebst Zuleitungen begrenzt. Nehmen wir diese zu 20 cm an; so erhalten wir bei 10^6 Schwingungen in 2π Sekunden für \Re den Wert

$$\frac{1}{20 \cdot 10^{-12} \cdot 10^6} = \frac{1}{2} \cdot 10^5 \text{ Ohm } ^1).$$

Für Röhren mit 5 Proz. Durchgriff und mit einer Steilheit von 10^{-4} Siemens ist

$$R_i = \frac{1}{SD} = \frac{20}{10^{-4}} = 2 \cdot 10^5 \text{ Ohm,}$$

das Verhältnis zweier aufeinander folgender Gitterspannungen ist dann:

$$\frac{\mathcal{G}_{g_2}}{\mathcal{G}_{g_1}} = \frac{1}{D} \frac{1}{\left| 1 + \frac{R_i}{\Re} \right|} = \frac{20}{\left| 1 + \frac{2 \cdot 10^5}{j \frac{10^5}{2}} \right|} \approx \frac{20}{4} \text{ oder } 5.$$

Der Blindwiderstand einer Kapazität von 20 cm ist also bereits so niedrig, daß man nur ein Viertel der erreichbaren Verstärkung erhält.

Aus dem angeführten Beispiel ist zu ersehen:

1. Für lange Wellen, bei denen \Re weitgehend gesteigert werden kann, bringt die Verkleinerung des Durchgriffes wesentliche Vorteile.

Für kurze Wellen besteht dieser Vorteil nicht. Der kapazitive Widerstand der nächsten Röhre $\Re = \frac{1}{\omega C}$ ist bei großem ω verhältnismäßig klein. Vergrößert man außerdem durch Ver-

¹⁾ Die cgs-Einheit der Kapazität im elektrostatischen Maßsystem ist gleich $1,11 \cdot 10^{-12} \text{ F} = 1,11 \cdot 10^{-6} \mu\text{F}$.

ringerung des Durchgriffes den inneren Widerstand R_i , so ist nicht mehr $\frac{R_i}{\Re}$ neben 1, sondern 1 neben $\frac{R_i}{\Re}$ zu vernachlässigen. Wir kommen in den Gültigkeitsbereich der Formel

$$\frac{\mathfrak{G}_{g_2}}{\mathfrak{G}_{g_1}} = S \Re.$$

Die Verstärkung wird unabhängig vom Durchgriff. Da aber mit abnehmendem Durchgriff i_a und S fallen, so wirkt jetzt eine Erhöhung des Durchgriffes schädlich.

2. Der Scheinwiderstand der Drossel und der folgenden Röhre sind so hoch wie möglich zu halten.

3. Auf möglichste Herabsetzung der Kapazitäten der Drossel, der Zuleitungen und der nächsten Röhre ist zu achten.

3. Scheinbare Röhrenkapazität und ihre Bedeutung für die Wirksamkeit der Röhren im Hochfrequenzverstärker.

Die Kapazität der Röhre darf nicht unterschätzt werden. Wenn ein Elektronenübergang nach dem Gitter nicht in Frage kommt, rührt der Gitterstrom nur noch von der Ladung der beiden Kapazitäten Gitter—Glühdraht (C_{gk}) und Gitter—Anode (C_{ga}) her (beide einschließlich der Kapazität der Zuleitungen). Die erstere wird auf das Potential \mathfrak{G}_g aufgeladen, die letztere auf das Potential $\mathfrak{G}_g + \mathfrak{G}_a^1$, die Summe berechnet sich:

$$\mathfrak{G}_a = \Re \mathfrak{S}_a = \frac{\Re S \mathfrak{G}_g}{1 + \frac{R_i}{\Re}} = \frac{S R_i \Re}{\Re + R_i} \mathfrak{G}_g = \frac{\mathfrak{G}_g}{D} \frac{1}{1 + \frac{R_i}{\Re}},$$

$$\mathfrak{G}_a + \mathfrak{G}_g = \mathfrak{G}_g \left(1 + \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_i}{\Re}} \right),$$

die Ladung Q_g des Gitters ist dann:

$$Q_g = \mathfrak{G}_g C_{gk} + (\mathfrak{G}_a + \mathfrak{G}_g) C_{ga} = \mathfrak{G}_g \left[C_{gk} + C_{ga} \left(1 + \frac{1}{D \left(1 + \frac{R_i}{\Re} \right)} \right) \right].$$

¹⁾ $\mathfrak{G}_a + \mathfrak{G}_g$ ist die arithmetische Summe, falls im Arbeitskreis der nächsten Röhre ein rein Ohmscher Widerstand eingeschaltet ist und infolgedessen \mathfrak{G}_g und \mathfrak{G}_a in Phase sind.

Die Röhrenkapazität sei, wie jede Kapazität, durch den Quotienten Ladung durch Spannung definiert:

$$C_{sch} = \frac{Q_g}{\mathfrak{E}_g}.$$

Zum Unterschied von den statischen Kapazitäten C_{gk} und C_{ga} sei C_{sch} als „scheinbare Kapazität“ bezeichnet. Setzt man die Werte ein, so erhält man¹⁾

$$C_{sch} = C_{gk} + C_{ga} \left(1 + \frac{1}{D \left(1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}} \right)} \right).$$

Für eine kleine Verstärkungsrohre wurde von Schrader²⁾ C_{gk} zu 7 cm, C_{ga} zu 4,5 cm gemessen. Man erhält dann für C_{sch} :

$$C_{sch} = 2 + 4 \left(1 + \frac{20}{4} \right) = 26 \text{ cm},$$

ein Wert, der die Wirkung guter kapazitätsfreier Hochfrequenzdrosseln, wie eben gezeigt, bereits illusorisch macht.

4. Vorteile von Doppelgitterröhren.

Eine weitere Vervollkommnung der Hochfrequenzverstärker wird erst dann möglich sein, wenn es gelungen ist, Drosseln mit einer Induktivität von etwa $\frac{1}{10}$ Henry und mit einer Kapazität

¹⁾ Ist R_i groß gegen R , was in praxi meist der Fall sein wird, so wirkt eine Röhre für den Gitterkreis wie eine reine Kapazität, wenn R ein Ohmscher Widerstand ist:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mathfrak{R}_g} &= j\omega(C_{gk} + C_{ga}) + j\omega C_{ga} \frac{1}{D \left(1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}} \right)} = j\omega \left(C_{gk} + C_{ga} + C_{ga} \frac{\mathfrak{R}}{DR_i} \right) \\ &= j\omega(C_{gk} + C_{ga}) + j\omega C_{ga} S \mathfrak{R}, \end{aligned}$$

wie eine Kapazität mit einer positiven Ableitung, wenn \mathfrak{R} eine Kapazität ist:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_g} = j\omega(C_{gk} + C_{ga}) + C_{ga} \frac{S}{C},$$

wie eine Kapazität mit negativer Ableitung, wenn \mathfrak{R} eine Induktivität ist:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_g} = j\omega(C_{gk} + C_{ga}) - C_{ga} S \omega^2 L.$$

Der Verstärker neigt dann zur Selbsterregung. Dieses Ergebnis wurde zuerst von Barkhausen mitgeteilt.

²⁾ Demnächst erscheinende Hamburger Dissertation. Daß die Kapazität Glühdraht-Gitter größer als die Glühdraht-Anode ist, scheint an der Lage der Einschmelzungen zu liegen.

von nur wenigen Zentimetern zu bauen, und wenn man Röhren konstruieren kann, deren scheinbare Kapazität C_{sch} sehr klein ist. Den Hauptanteil für die scheinbare Kapazität liefert die Kapazität zwischen Gitter und Anode. Eine Weiterentwicklung der Röhren mit Anodenschutzgitter verspricht nach dieser Richtung Fortschritte, da die von der Anode kommenden Kraftlinien auf dem Schutzgitter endigen und auf dem Hauptgitter keine Ladungen hervorrufen.

C. Der Zwischenverstärker.

Bei dem bisher beschriebenen Verstärker muß der von einer fernen Sprechstelle kommende schwache Strom an das Gitter der ersten Röhre gelegt werden, der verstärkte Strom fließt im Anoden-

Fig. 64.

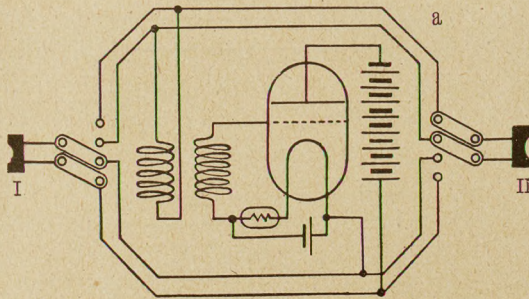
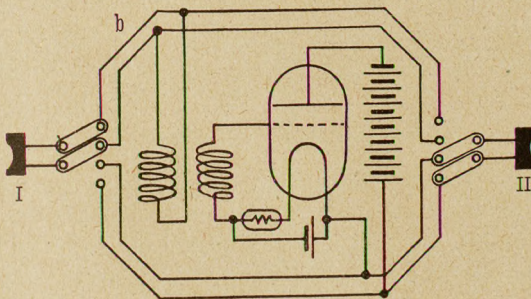


Fig. 65.



kreis und muß von da aus dem Hörer zugeführt werden. Wünscht man einen Wechselverkehr beider Stationen, so muß der Verstärker beim Sprechen der zweiten Station umgeschaltet werden (vgl. Fig. 64 u. 65).

Der gewöhnliche Verstärker verstärkt nur in einer Richtung; er wird deshalb auch mit der Bezeichnung „Richtverstärker“ belegt.

Für den normalen Fernsprechverkehr ist ein derartiges Umschalten sehr lästig; da man den verhältnismäßig empfindlichen Verstärker im Fernsprechamt aufzustellen wünscht, müßten beide

Fig. 66.

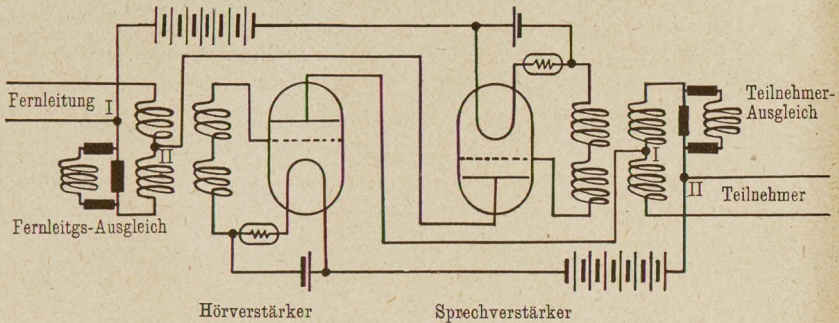
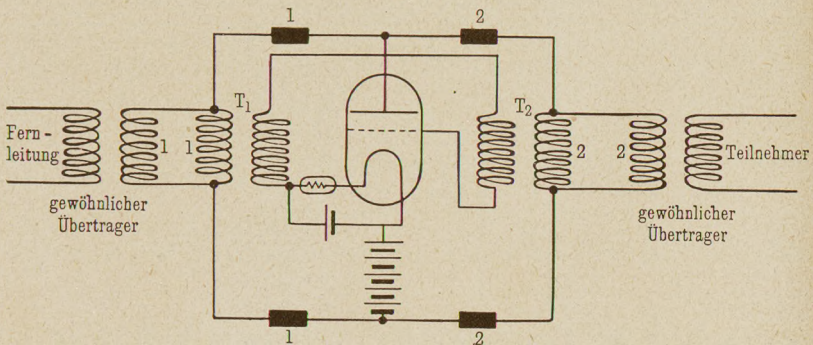


Fig. 67.



Teilnehmer beim abwechselnden Hören und Sprechen durch besondere Kontakte die Umschaltung des Verstärkers betätigen. Um diesem Übel abzuhelpen, hat man Schaltungen ersonnen, die es ermöglichen, den Verstärker ohne besonderes Umschalten nach beiden Richtungen zu benutzen. Eine derartige Schaltung nennt man „Zwischenverstärker“ (Fig. 66).

Damit der Sprechverstärker den Hörverstärker nicht mit erregt und der Hörverstärker keine Energie an den Sprechverstärker

verliert, ist dafür Sorge getragen, daß sich der Strom auf die beiden Spulen I bzw. II genau gleichmäßig verteilt und die zugehörigen Sekundärwindungen nicht erregt. Um dies zu erreichen, sind Ausgleiche eingeschaltet, die dieselbe Charakteristik wie die Fernleitung bzw. die Leitung und Apparatur des Ortsteilnehmers haben.

Eine zweite von der Reichspost eingeführte Schaltung zeigt Fig. 67.

Die Zweige 1, 1, 1, 1 und 2, 2, 2, 2 sind so abgeglichen, daß sich der Anodenstrom gleichmäßig verteilt, die beiden Transformatoren T_1 und T_2 sind gleich und so geschaltet, daß sich die Sekundärspannungen aufheben, wenn sie von je einer Hälfte des Anodenstromes durchflossen werden. Kommt ein Strom von links, so wird Transformator 1 von einem größeren Stromanteil wie Transformator 2 durchflossen, da dem Transformator 2 noch die vier Widerstände vorgeschaltet sind. Das Gitter der Röhre wird erregt und die Verstärkung setzt ein.

Die erste Schaltung hat den Nachteil, daß sowohl vom Hörverstärker wie vom Sprechverstärker nur die halbe Leistung ausgenutzt wird.

Die zweite Schaltung hat außerdem noch den Nachteil, daß man nur einen Teil der ankommenden Energie zur Erregung des Gitters benutzt.

Dritter Abschnitt.

Der Röhrensender.

1. Einleitung. Prinzip der Rückkopplung.

Eine Erhöhung der Leistung der Hochfrequenzverstärker durch Vergrößerung der Röhren, Steigerung des Sättigungsstromes und der Betriebsspannung führt zum Röhrensender.

Allerdings bedarf ein solcher Sender der Erregung durch einen anderen Hochfrequenzgenerator. Dieser Hilfsgenerator braucht aber nur eine geringe Leistung zu haben. Er soll ja bloß das Gitter aufladen, nur den die große Senderröhre durchfließenden Anodenstrom steuern.

Diese Bemerkung brachte Alexander Meissner auf die Idee, zum Aufladen des Gitters einen Teil der Senderleistung selbst zu verwenden, und führte ihn zur Erfindung der „Rückkopplung“.

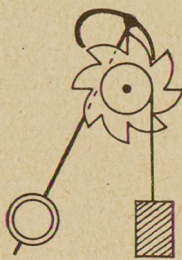
Das Prinzip der Rückkopplung wird auch sonst in der Technik vielfach verwandt. Bei der Dampfmaschine z. B. wird der Schieber von dem Schwungrad so gesteuert, daß der Dampf bald hinter, bald vor dem Kolben eintritt, diesen hin und her bewegt und das Schwungrad in Drehung versetzt.

Beim Wagnerschen Hammer wird durch den schwingenden Anker ein Unterbrecher betätigt, der den Magnetisierungsstrom in solchem Takt und solcher Phase unterbricht, daß die bald auftretende, bald verschwindende magnetische Kraft den Anker in Schwingungen erhält.

Beim Mikrophonsommer wird ein Teil der von der schwingenden Membran erzeugten Wechselstromleistung dazu verwendet, die Schwingungen der Membran zu unterhalten.

Bei der Uhr wird vom Pendel aus bald der rechte Flügel, bald der linke Flügel in das Steigrad eingeschaltet, so daß die Kraft des Gewichtes vermittelt des Steigrades bald gegen den rechten, bald gegen den linken Flügel drückt und das Pendel in Bewegung hält [Fig. 68¹⁾].

Fig. 68.



In den angeführten Beispielen steht immer ein Gleichstrom (elektrischer Gleichstrom oder Dampfgleichstrom) oder eine Gleichspannung (Kraft des Uhrgewichtes) zur Verfügung. Um diese zum Betrieb des Pendels, des Rades usw. zu verwenden, müssen sie im richtigen Takt und im richtigen Moment (elektrisch gesprochen: mit richtiger Frequenz und Phase) unterbrochen und wieder eingeschaltet oder umgeschaltet werden. Dieser Schaltvorgang wird von dem betriebenen Pendel, Rad usw. aus betätigt.

Beim Röhrengenerator mit Rückkopplung liegen die Verhältnisse ganz analog. Auch hier steht Gleichstrom zur Verfügung; um den Schwingungskreis L, C (Fig. 69) zu betreiben, muß der Anodengleichstrom in der Eigenfrequenz des Kreises und in der

¹⁾ Das Prinzip der Rückkopplung ist bereits 1907 in allgemeinsten Fassung für beliebige Relais und Schaltungen von Barkhausen in seinem Buche: „Das Problem der Schwingungserzeugung“, Leipzig 1907, ausgesprochen worden.

richtigen Phase unterbrochen und eingeschaltet werden. Vermittelt der Röhre geschieht das Einschalten durch Anlegen von positiver, das Ausschalten durch Anlegen von negativer Spannung

Rückkopplungsschaltungen¹⁾.

Fig. 69.

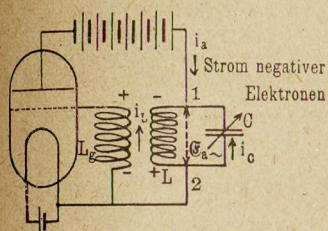


Fig. 71.

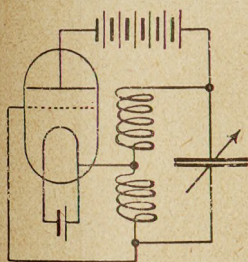


Fig. 73.

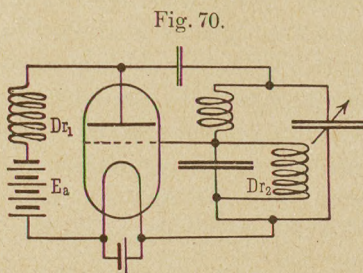


Fig. 72.

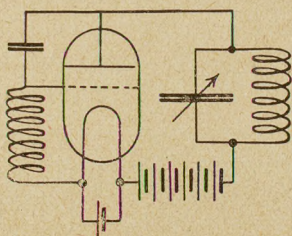
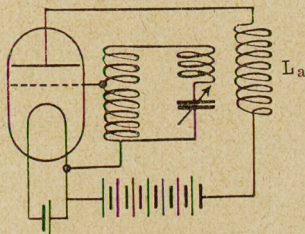
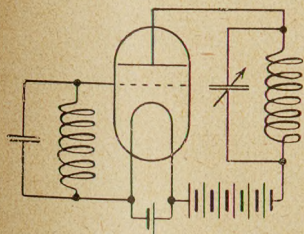


Fig. 74.



an das Gitter. Diese Spannung wird vom Schwingungskreis aus in der „Rückkopplungsspule L_g (Gitterspule)“ induziert.

¹⁾ Die angegebenen Schaltungen sind zumeist von Telefunkeningenieuren erfunden und durchgearbeitet worden, zum Teil auch von Lorenz und Huth, der Torpedoinspektion und der Technischen Abteilung für Funkgerät. In Fig. 70 wird die Anodengleichspannung E_a durch eine Drossel Dr_1 zugeführt. Der Kopplungskondensator ist ebenfalls durch eine Drossel Dr_2 überbrückt, damit der Gleichstromanteil des Gitterstromes abfließen kann

Die richtige Frequenz wird die Gitterspannung dann ohne weiteres erhalten. Das Kriterium für die Richtigkeit der Phase liefert die Bedingung: Der von der Gitterspannung gesteuerte Anodenstrom muß der ursprünglichen Schwingung Energie zuführen. Das wird der Fall sein, wenn der Gleichstrom eingeschaltet wird, falls die Schwingung im Kreis eine Gegenspannung liefert, und wenn er ausgeschaltet wird, falls die Spannung am Schwingungskreis (zwischen den Punkten 1 und 2, Fig. 69) in demselben Sinne wie die Spannung der Anodenbatterie wirkt. Bezüglich der Energieaufnahme verhält sich der Schwingungskreis genau wie eine Akkumulatorenbatterie, die elektrische Energie aufnimmt, wenn der Ladestrom ihrer Spannung entgegenläuft.

Fig. 75.

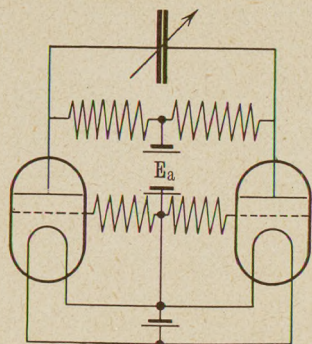
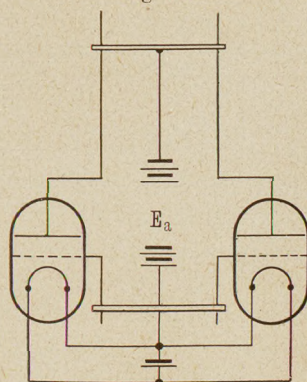


Fig. 76.



Demnach muß der Wicklungssinn der Rückkopplungsspule entsprechend der Fig. 69 gewählt werden. Während Punkt 2 gegen 1 eine positive Spannung hat, d. h. während das elektrische Feld von 2 nach 1 gerichtet ist, muß der negative Elektronenstrom eingeschaltet sein, die in der Rückkopplungsspule induzierte Spannung das Gitter positiv laden. Der Generator wird am günstigsten arbeiten, wenn das Gitter in demselben Moment umgeladen wird, in dem die Gegenspannung des Arbeitskreises ihr Vorzeichen ändert. Bei schwach gedämpften Arbeitskreisen ist das praktisch stets der Fall.

Die Röhre spielt die Rolle des Schiebers bei der Dampfmaschine, des Unterbrechers beim Wagnerschen Hammer. Während dort diese Steuerorgane mechanisch mit dem Rade bzw. dem

Hammer gekoppelt sind, ist das Gitter in der Röhre durch die Rückkopplungsspule elektrisch mit dem Schwingungskreis verbunden.

Die geschilderte elektrische Verbindung zwischen Schwingungskreis und Röhre als Steuerorgan, die Rückkopplung, kann man auch durch einen Rückkopplungskondensator (Fig. 70) herstellen. Schaltet man die Rückkopplungsspule in den Zweig des Arbeitskreises, der die Kapazität enthält, so gelangt man zur Spannungsteilerschaltung (Fig. 71). Man kann auch der Rückkopplungsspule den Strom durch eine besondere Kapazität zuführen (Fig. 72). Bei kurzen Wellen genügt hierfür die Kapazität zwischen Gitter und Anode der Röhre (Fig. 73). Fig. 75 und 76 zeigen doppelt wirkende Röhrengeneratoren, wie sie Holborn¹⁾ zur Herstellung sehr kurzer Wellen verwandte. In Fig. 76 sind die Selbstinduktionen von Gitter- und Schwingungskreis und die Kapazität, durch Selbstinduktion und Kapazität der Drahtbügel dargestellt. Holborn konnte mit seiner Anordnung die Wellenlänge auf 2,4 m herabdrücken.

Schließlich kann der Schwingungskreis von einer im Anodenkreis liegenden Spule aus auch induktiv erregt und die Gitterspannung von der Schwingungskreissspule abgezweigt werden (Fig. 74). Für die Herstellung der richtigen Phase der Gitterspannung hat man hier durch entsprechende Wahl des Wicklungsinnes der Anodenspule L_a zu sorgen.

2. Aufgaben einer Theorie des Röhrensenders.

Die Theorie des Röhrensenders hat folgende Fragen zu beantworten: Gegeben sind Steilheit, Durchgriff und Sättigungsstrom oder statt dieser Größen das Anoden- und Gitterkennlinienfeld der Röhre²⁾, die Betriebsspannung E_a , die Gittervorspannung E_g , bei Fremderregung durch einen Hilfsgenerator die Gitterwechselspannung \mathcal{E}_g oder statt dessen beim rückgekoppelten Sender die Gegeninduktivität L_{1g} zwischen Arbeitskreis- und Rückkopplungsspule. Ferner seien die elektrischen Größen des Arbeitskreises L, C, R bekannt.

¹⁾ F. Holborn, Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt, Zeitschr. f. Phys. **6**, Heft 5/6, 1921. Hier auch weiter Literaturangaben.

²⁾ Die Angabe des Anoden- und Gitterkennlinienfeldes enthält neben J, S, D noch die später zu besprechende Ausnutzungskonstante ζ , die mit dem Verhältnis der Verteilung des Emissionsstromes auf Anode und Gitter bei niedrigen Anodenspannungen zusammenhängt.

1. Wie ist dann der zeitliche Verlauf von Gitterspannung und Anodenspannung (e_g - t -Kurve und e_a - t -Kurve)?
2. Wie ist der zeitliche Verlauf des Anoden- und Gitterstromes (i_a - t -Kurve und i_g - t -Kurve)?
3. Wie verläuft die Leistung der Anodenbatterie ($i_a E_a$ - t -Kurve), die vom Arbeitskreis aufgenommene Leistung ($i_a e_a$ - t -Kurve)? Wo bleibt die Leistungsdifferenz $i_a \cdot e_a$? Wie groß ist der Leistungsverlust $i_g \cdot e_g$ im Gitterkreis?
4. Wie groß ist die mittlere Leistung der Anodenbatterie

$$N_B = \frac{1}{T} \int_0^T i_a \cdot E_a dt?$$

Die mittlere Hochfrequenzleistung der Röhre

$$N_a = \frac{1}{T} \int_0^T i_a \cdot e_a dt?$$

Die mittlere in der Röhre verlorene (in Wärme umgesetzte) Leistung

$$N_i = \frac{1}{T} \int_0^T i_a e_a dt?$$

Die mittlere im Gitterkreis verlorene Leistung

$$N_g = \frac{1}{T} \int_0^T i_g e_g dt$$

und der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{N_a}{N_B}?$$

Wie muß man L , C , R einerseits und andererseits \mathcal{E}_g bei Fremderregung, L_{1g} bei Selbsterregung wählen, um maximale Leistung zu erhalten? Die Abhängigkeit der günstigsten Werte von L , C , R , \mathcal{E}_g bzw. L_{1g} von der Steilheit S , dem Sättigungsstrom J_s , die maximale Leistung $N_{a \max}$ und der Wirkungsgrad bei maximaler Leistung η_{\max} in Abhängigkeit von L , C , R , S , i_s , E_a , \mathcal{E}_g bzw. L_{1g} , die Abhängigkeit der Leistung und des Wirkungsgrades von der Gittervorspannung E_g und dem Durchgriff D sind zu untersuchen. Schließlich ist noch die Frage der Phasenverschiebung

zwischen Gitter- und Anodenwechselspannung zu klären und die Leistung der Oberschwingungen zu berechnen.

Für Schwingungsgeneratoren mit Rückkopplung ist außerdem die Bedingung für die Selbsterregung und das Aussetzen der

Fig. 77.

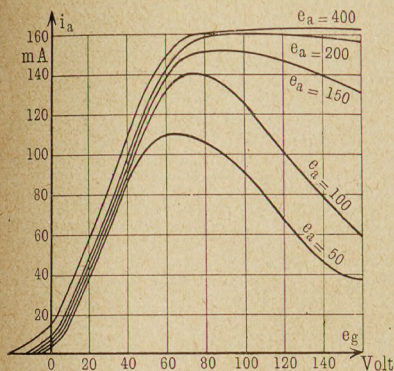
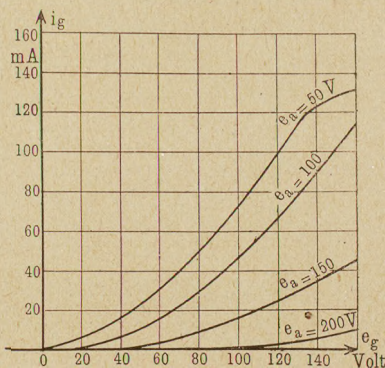


Fig. 78.

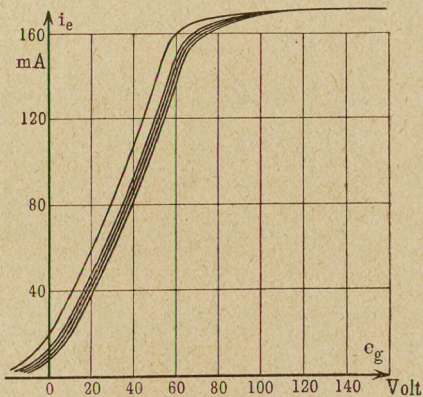


Schwingungen aufzustellen, die sich einstellende Amplitude, Frequenz und Aufschaukelgeschwindigkeit zu ermitteln.

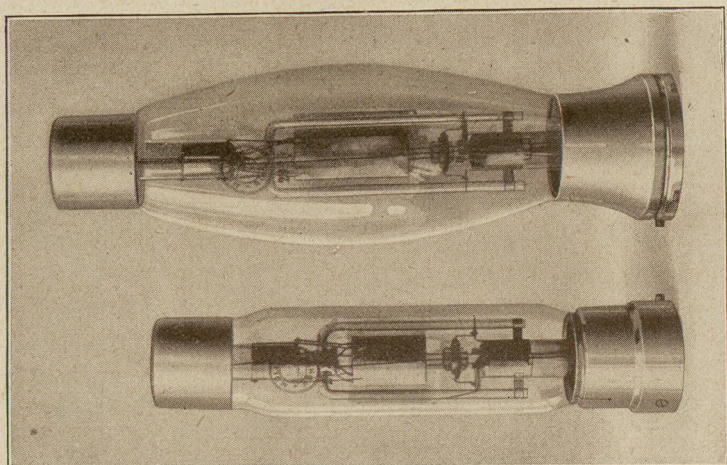
Der umfangreiche Fragenkomplex wird praktisch in zwei Abschnitten beantwortet:

- A. Theorie des Röhrengenerators mit Fremderregung.
- B. Theorie des Röhrengenerators mit Selbsterregung.

Fig. 79.



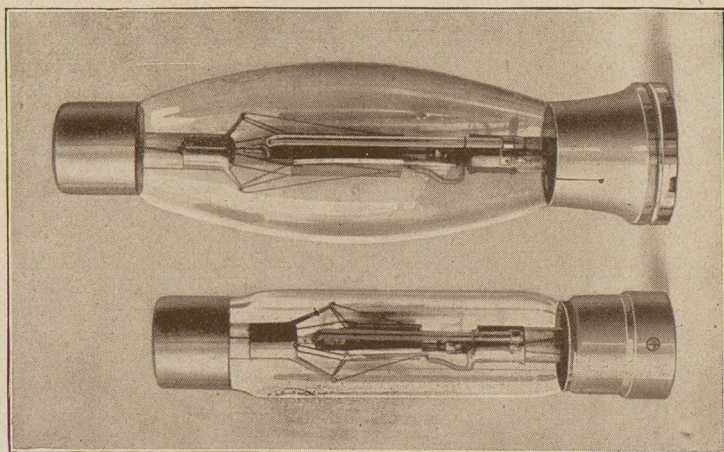
Die Behandlung kleiner Schwingungen, bei denen die Kennlinien als geradlinig angesehen werden können, ist mathematisch leicht durchführbar; bei den großen Schwingungen im Röhrengenerator läuft aber der Stromspannungspunkt über den unteren und oberen Knick der Kennlinie herüber. Die Differentialgleichungen werden nicht linear, eine analytische Behandlung undurchführbar.



VI

V

Fig. 80.



VI

V

Fig. 82.

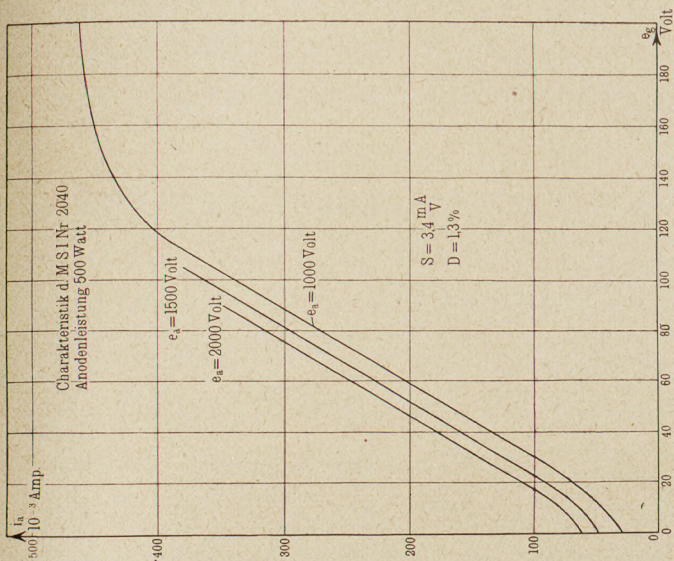
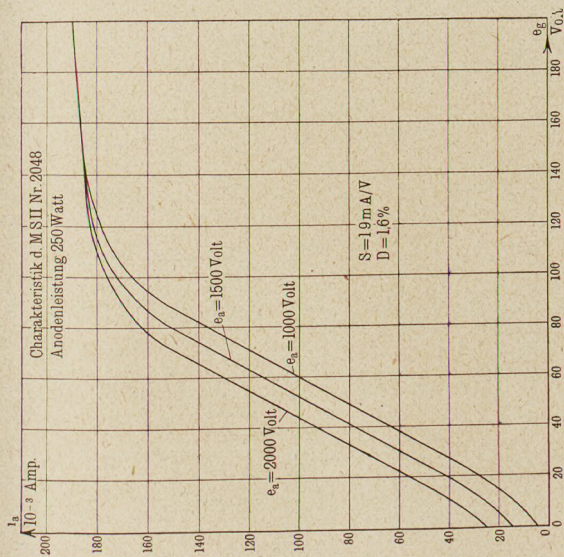


Fig. 81.



An ihre Stelle muß ein zeichnerisches Verfahren treten, zum Teil werden geeignete Annäherungen gute Dienste leisten.

Zum besseren Verständnis sollen die einzelnen Fragen erst für kleine Schwingungen (A_1), dann für große Amplituden (A_2) behandelt werden.

Schließlich sei noch auf folgenden Punkt hingewiesen: Da die Anodenspannung sinkt, wenn die Gitterspannung steigt, kann es bei großen Schwingungsamplituden vorkommen, daß der Momentanwert der Anodenspannung kleiner als die Gitterspannung wird. Es fließt dann nicht mehr wie beim Verstärker der gesamte Elektronenstrom durch das Gitter zur Anode, sondern zum Teil auf das Gitter; wenn die Anodenspannung unter Null herunter schwingt, fließt er sogar ganz auf das Gitter. Der Anodenstrom nimmt unter Umständen mit wachsender Gitterspannung wieder ab. Die Kennlinien sind daher für noch höhere Gitterspannungen und niedrigere Anodenspannungen als bisher aufzunehmen. Das Resultat derartiger Messungen an der 10-Watt-Senderröhre der Auergesellschaft (Dr. Skaupy) zeigen die Fig. 77 bis 79. In Fig. 77 sind die i_a-e_g -Kurven, in Fig. 78 die i_g-e_g -Kurven aufgenommen. Fig. 79 zeigt die Abhängigkeit des gesamten Elektronenstromes $i_a + i_g$ von e_g . Parameter ist immer e_a ; da wir $i_a + i_g$ mit Emissionsstrom i_e bezeichneten, könnte man die Kurven Fig. 79 „Emissionskennlinien“ nennen. Fig. 81 und 82 sind Kennlinien der $\frac{1}{4}$ KW- und $\frac{1}{2}$ KW-Senderröhrentype von C. H. F. Müller, Hamburg (Fig. 80 V u. VI).

A. Theorie des Röhrengenerators mit Fremderregung.

A₁. Kleine Schwingungen. Arbeiten der Röhre:

1. auf einen Ohmschen Widerstand, 2. eine Induktivität und 3. einen gedämpften Schwingungskreis (Arbeitskreis).

Der äußere Widerstand sei mit \mathfrak{R}_a bezeichnet. Solange die Kennlinien als geradlinig angesehen werden dürfen, kann man die innere Röhrengleichung:

$$di_a = S de_g - \frac{\mathfrak{R}_a}{R_i} di_a$$

integrieren und erhält:

$$i_a - J_a = S(e_g - E_g) - \frac{\mathfrak{R}_a}{R_i}(i_a - J_a).$$

Macht man für i_a den Ansatz:

$$i_a - J_a = \mathfrak{S}_a \varepsilon^{j\omega t},$$

für e_g den entsprechenden:

$$e_g - E_g = \mathfrak{G}_g \varepsilon^{j\omega t},$$

so erhält man

$$\mathfrak{S}_a = S \mathfrak{G}_g - \frac{\mathfrak{R}_a}{R_i} \mathfrak{S}_a$$

oder unter Benutzung der Beziehung $1 = R_i S D$:

$$\mathfrak{S}_a = \frac{\mathfrak{G}_g}{D} \frac{1}{R_i + \mathfrak{R}_a}.$$

1. Ist \mathfrak{R}_a ein Ohmscher Widerstand von der Größe R_a , so wird die Arbeitskurve eine Gerade mit der Steilheit

$$S_A = \frac{\mathfrak{S}_a}{\mathfrak{G}_g} = \frac{1}{D(R_i + R_a)}.$$

Fig. 83.

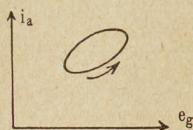
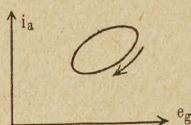


Fig. 84.



2. Ist \mathfrak{R}_a eine Spule mit der Induktivität L , so ergibt sich

$$\mathfrak{S}_a = \frac{\mathfrak{G}_g}{D} \frac{1}{R_i + j\omega L},$$

die Arbeitskurve wird eine Ellipse. \mathfrak{S}_a eilt \mathfrak{G}_g um den Phasenwinkel $\varphi = \arctg \frac{\omega L}{R_i}$ nach. Die Arbeitskurve wird dann in dem in Fig. 83 angegebenen Sinne durchlaufen. Die Amplitude von \mathfrak{S}_a erhält den Wert:

$$|\mathfrak{S}_a| = \frac{|\mathfrak{G}_g|}{D} \frac{1}{\sqrt{R_i^2 + \omega^2 L^2}}.$$

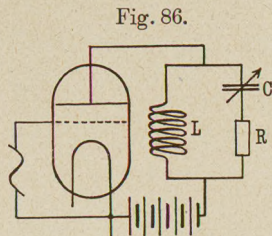
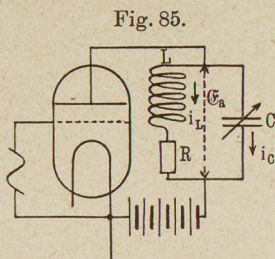
3. Ist in den Anodenkreis eine aus L , C und R zusammengesetzte Schwingdrossel eingeschaltet, so gleicht \mathfrak{R}_a dem Kombinationswiderstand der beiden aus L und R und aus C bestehenden Stromzweige:

$$\mathfrak{R}_a = \frac{(j\omega L + R) \frac{1}{j\omega C}}{j\omega L + R + \frac{1}{j\omega C}}.$$

Ist die Schwingdrossel schwach gedämpft und ihre Eigenfrequenz größer als ω , so wirkt sie im wesentlichen wie eine

Induktivität. Eine elliptische Arbeitskurve wird wie in Fig. 83 durchlaufen.

Ist ihre Eigenfrequenz kleiner, so wirkt die Drossel (Arbeitskreis) im wesentlichen wie eine Kapazität. Der Umlaufssinn um die ebenfalls elliptische Arbeitskurve ist der der Fig. 84.



Gleicht ω der Eigenkreisfrequenz, so wirkt die Schwingdrossel wie ein Ohmscher Widerstand von der Größe $\frac{L}{CR}$, die Arbeitskurve schrumpft auf eine Gerade mit der Neigung

$$S_A = \frac{1}{D \left(R_i + \frac{L}{CR} \right)}$$

zusammen.

Der letzte Fall liegt in der Praxis zumeist vor. Es sei deshalb noch angegeben, was eintritt, wenn R gegen ωL bzw. $\frac{1}{\omega C}$ nicht vernachlässigt werden soll. Es sind dann zwei Fälle zu unterscheiden:

1. R liegt mit der Induktivität (Fig. 85), 2. mit der Kapazität [Fig. 86¹⁾] im gleichen Zweige.

¹⁾ Für Leser, die es vorziehen, mit Wechselstromdiagrammen zu arbeiten, sind diese in Fig. 87 bis 89 ebenfalls mitgeteilt. Beim Entwerfen der Diagramme geht man am besten von \mathcal{E}_a aus, konstruiert den Scheinwiderständen $j\omega L + R$ und $\frac{1}{j\omega C}$ (Fig. 87) bzw. $j\omega L$ und $\frac{1}{j\omega C} + R$ (Fig. 88) entsprechend die beiden Ströme \mathfrak{I}_L und \mathfrak{I}_C , als Resultante dieser Ströme \mathfrak{I}_a und schließlich \mathcal{E}_g nach der Gleichung:

$$\mathfrak{I}_a R_i - \mathcal{E}_a = \frac{\mathcal{E}_g}{D} \left(\text{Zwischenrechnung: } \mathfrak{I}_a = S \mathcal{E}_g + \frac{\mathcal{E}_a}{R_i}, \quad R_i S = \frac{1}{D} \right).$$

Das Voreilen z. B. des Stromes \mathfrak{I}_a vor dem Strom \mathfrak{I}_L ist durch Verdrehung von \mathfrak{I}_a gegen \mathfrak{I}_L im Uhrzeigersinn dargestellt. Denkt man sich

Im Falle der Fig. 85 wird

$$\Re_a = \frac{j\omega L + R}{R} \cdot \frac{1}{j\omega C} = \frac{1}{j\omega C} + \frac{L}{CR},$$

die Phasenverschiebung φ zwischen \Im_a und \mathcal{E}_g wird

$$\varphi = \arctg \frac{+1}{\omega C \left(R_i + \frac{L}{CR} \right)}$$

und die Amplitude von

$$|\Im_a| = \frac{|\mathcal{E}_g|}{D} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\omega^2 C^2} + \left(R_i + \frac{L}{CR} \right)^2}},$$

die Diagramme mit der Zeit rotierend, so würden sie im Uhrzeigersinne umlaufen.

In den beiden letzten Diagrammpaaren sind noch einmal die Phasen von \mathcal{E}_a , \mathcal{E}_g und \Im_a für großen inneren Widerstand (Fig. 87₃ u. 88₃) und kleinen inneren Widerstand (Fig. 87₄ u. 88₄) zusammengestellt.

Fig. 87.

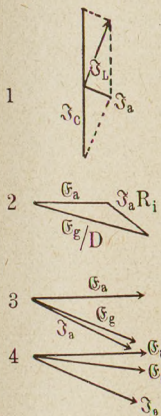


Fig. 88.

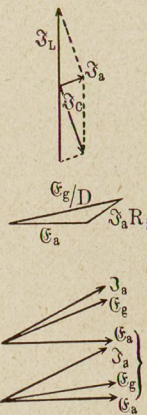
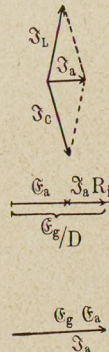


Fig. 89.



Auf die hier ausführlich besprochenen Phasenverschiebungen wird im § 11 zurückgegriffen werden.

Legt man in beide Zweige den gleichen Widerstand R , so wird (vergleiche Fig. 89)

$$\Re_a = \frac{(j\omega L + R) \left(\frac{1}{j\omega C} + R \right)}{j\omega L + R + R + \frac{1}{j\omega C}} = \frac{L}{2RC} + \frac{R}{2}.$$

Die Phasen von \Im_a , \mathcal{E}_g und \mathcal{E}_a stimmen vollkommen überein, da \Re_a reell ist.

die Arbeitskurve wird elliptisch und im Sinne der Fig. 84 durchlaufen. \mathfrak{S}_a eilt \mathfrak{E}_g vor. Im Falle der Fig. 86 erhält man analog:

$$\varphi = \arctg \frac{-\omega L}{R_i + \frac{L}{CR}}$$

Die Amplitude hat den gleichen Wert. Die elliptische Arbeitskurve wird im Sinne der Fig. 83 durchlaufen. \mathfrak{S}_a eilt \mathfrak{E}_g nach. Zusammenfassend erkennt man:

Eine Röhre verhält sich wie ein Wechselstromgenerator mit der EMK $\frac{\mathfrak{E}_g}{D}$ und dem inneren Widerstand R_i ¹⁾. Ist R_i groß gegen R_a — letzteres ist bei kleinem Durchgriff meist der Fall —, so sind \mathfrak{S}_a und \mathfrak{E}_g gleichphasig, für größere R_a rückt die Phase von \mathfrak{E}_g immer mehr in die Phase von \mathfrak{E}_a (vgl. die Reihen 3 u. 4 der Fig. 87 bis 89).

A₂. Große Schwingungen.

Für große Schwingungen läßt sich exakt nur das Arbeiten der Röhre auf einen Ohmschen Widerstand, mit recht guter Annäherung der Fall eines schwach gedämpften Arbeitskreises behandeln, in dem die Spannung hinreichend genau sinusförmig angenommen werden kann. Das ist immer der Fall.

Ohmscher Widerstand.

Solange nicht sehr große Schwankungen der Anodenspannung auftreten, sind die Anodenkennlinien parallel. Die Steilheit ist, unabhängig von e_g und e_a im einzelnen, stets dieselbe bei demselben Anodenstrom i_a : $S = S(i_a)$.

Ferner ist der Durchgriff in weiten Grenzen konstant. (Vgl. die äquidistanten parallelen Kennlinien in Fig. 35.) Berücksichtigt man diese beiden vereinfachenden Beziehungen, so läßt sich die Differentialgleichung:

$$di_a = S de_g - DS R_a di_a$$

integrieren:

$$\int_{E_g}^{e_g} de_g = \int_0^{i_a} di_a \left(\frac{1}{S(i_a)} + R_a D \right); e_g - E_g = e_g(i_a)_{(R_a=0)} + R_a D i_a$$

¹⁾ Dieser Satz ist von Barkhausen und nach dessen Angaben schon früher von Schottky aufgestellt.

E_g ist die Gitterspannung, bei der $i_a = 0$ ist. Ihr Wert hängt von der Spannung E_a der Anodenbatterie und dem Durchgriff D ab. Die Funktion $e_g(i_a)_{(R_a=0)}$ ist durch die Kennlinie gegeben. Wie die Formel zeigt, ist die Arbeitskurve durch Scherung der Anodenkennlinie um den Winkel $\beta = \arctg DR_a$ (Fig. 90) zu erhalten.

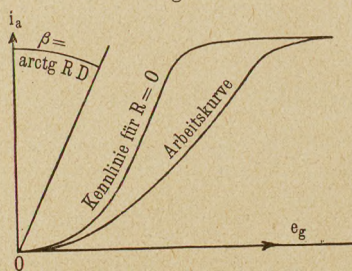
Schwach gedämpfter Arbeitskreis.

Ist das Dekrement des Arbeitskreises d , so verhält sich¹⁾ der Anodenstrom zum Strom im Arbeitskreis wie d/π :

$$|\mathfrak{I}_a| : |\mathfrak{I}_L| = d : \pi.$$

Bei kleiner Dämpfung ($d < 0,03$) wird der Arbeitskreis von einem sinusförmigen Strom durchflossen, dem sich der nicht sinusförmige schwache Anodenstrom überlagert. Die Amplitude dieses Anodenstromes ist für $d < 0,03$ kleiner als 1 Proz. des Stromes im Arbeitskreis. Die Oberschwingungen dieses kleinen Anodenstromes kommen prozentisch gegen den Strom im Arbeitskreis nicht in Frage.

Fig. 90.



Die Vernachlässigung der Oberwellen des Arbeitskreisstromes und der Anodenspannung ist stets zulässig. Die Annäherungen

$$e_a = E_a + \mathfrak{E}_a \sin \omega t, \quad i_1 = J_1 + \mathfrak{I}_1 \sin \omega t$$

können unbedenklich benutzt werden. Der Fehler wird meist kleiner als die Meßgenauigkeit werden. Sinusförmiger zeitlicher Verlauf der Anodenspannung wird im folgenden immer vorausgesetzt werden.

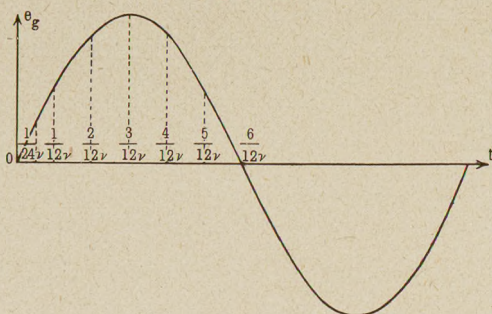
Es sei zunächst der meist vorkommende Fall behandelt, daß \mathfrak{E}_g mit dem Arbeitskreis in Resonanz ist. Der Arbeitskreis bietet dann dem Anodenstrom den Widerstand L/CR . Da $R_a = L/CR$ reell ist, sind Anodenstrom und Anodenspannung in Phase.

Wir gehen aus von folgender Aufgabe: Gegeben ist die Amplitude der fremderregten Gitterspannung \mathfrak{E}_g , die Gittervorspannung E_g , die Betriebsspannung und das Kennlinienfeld, ferner die elektrischen Daten des Arbeitskreises L , C und R . Ermittelt werden soll: der zeitliche Verlauf des Anodenstromes \mathfrak{I}_a , N_a , N_B , η .

¹⁾ Zwischenrechnung: $(L/RC)\mathfrak{I}_a = \mathfrak{E}_a = j\omega L\mathfrak{I}_L$, daraus $\mathfrak{I}_a/j\mathfrak{I}_L = RC\omega = R/L\omega = 2\delta/\omega = d/\pi$.

Angenäherte Theorie. Würde der Anodenstrom nur durch die Gitterspannung bestimmt, so wäre eine Theorie der Senderschwingungen leicht zu entwickeln. Statt des Kennlinienfeldes gäbe es dann nur eine Kennlinie (Fig. 91), die für alle Anodenspannungen gültig wäre. Die vereinfachende Annahme, das Kennlinienfeld sei durch

Fig. 91 a.



eine mittlere Kennlinie zu ersetzen, gibt eine gute Annäherung für Röhren mit sehr kleinem Durchgriff unter der Voraussetzung, daß die Anodenspannung nicht in allzu weiten Grenzen hin und her schwingt.

Der zeitliche Verlauf des Anodenstromes ist unter diesen vereinfachenden Annahmen leicht punktweise zu konstruieren.

Zu diesem Zweck zeichnet man sich zunächst den zeitlichen Verlauf von e_g (Fig. 91 a) auf:

$$e_g = E_g + \mathfrak{E}_g \sin \omega t.$$

Den Zeiten $t = 0, = \frac{1}{12\nu}, = \frac{2}{12\nu}$ usw. entsprechen die Gitterspannungen $0, e_{g1}, e_{g2}$ usw. Dann greift man die zu den Gitterspannungen e_{g1}, e_{g2}, e_{g3} usw. gehörigen Anodenströme im Kennliniendiagramm (Fig. 91) ab und trägt sie in einem i_a - t -Diagramm über den zugehörigen Zeiten $t = \frac{1}{12\nu}, \frac{2}{12\nu}, \frac{3}{12\nu}$ usw. als Ordinaten auf. Die Kurve (Fig. 92) stellt dann den zeitlichen Verlauf des Anodenstromes dar. $i_a(t)$ ist durch eine Fouriersche Reihe

$$i_a(t) = J_a + \mathfrak{I}_a \sin \omega t + \mathfrak{I}_a \sin 2 \omega t + \dots$$

darstellbar. Die Amplitude \mathfrak{I}_a der Grundschwingung berechnet sich dann durch das Integral

$$\mathfrak{I}_a = \frac{1}{T/2} \int_0^{T/2} i_a \sin \omega t dt.$$

Dieses Integral muß bei dem eingeschlagenen zeichnerischen Verfahren durch Planimetrieren gefunden werden. Zunächst ist die $i_a \sin \omega t - t$ -Kurve zu konstruieren, indem man die Werte $i_{a_1} \sin \frac{v}{12}$, $i_{a_2} \sin \frac{2}{12}$, $i_{a_3} \sin \frac{3}{12}$ usw. als Ordinaten über den zugehörigen Zeiten $t = \frac{1}{12v}$, $t = \frac{2}{12v}$, $t = \frac{3}{12v}$ usw. aufträgt (Fig. 93). \mathfrak{S}_a schließlich gewinnt man, wenn man die schraffierte Fläche planimetriert und durch die Strecke T dividiert. Der Maßstab von \mathfrak{S}_a ist dann der von $i_a \sin \omega t$ im Diagramm Fig. 93.

Fig. 91.

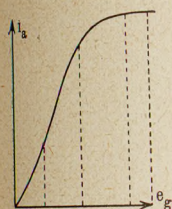


Fig. 92.

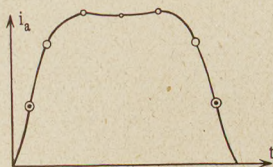
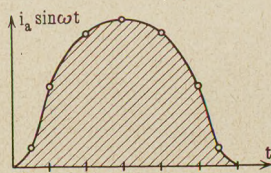


Fig. 93.



Hat man einmal \mathfrak{S}_a , so sind alle anderen Größen leicht zu berechnen:

$$\mathfrak{E}_a = \mathfrak{S}_a L / CR.$$

Die Leistung:

$$N_a = \frac{\mathfrak{S}_a \mathfrak{E}_a}{2}.$$

Durch Planimetrieren der $i_a - t$ -Kurve und Division mit der Schwingungsdauer findet man den mittleren Anodenstrom \bar{i}_a :

$$\bar{i}_a = \frac{1}{T} \int i_a dt.$$

Die aus der Anodenbatterie aufgenommene Leistung N_B ist dann

$$N_B = \bar{i}_a E_a$$

und der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{N_a}{N_B}.$$

Strenge Theorie. Eine prinzipielle Schwierigkeit. Im allgemeinen kann man allerdings die Kennlinienschar auch nicht angenähert durch eine mittlere ersetzen, wie ein Blick auf die Fig. 77 bis 79 lehrt. Namentlich wenn die Anodenspannung in weiten Grenzen hin und her schwingt und Anodenspannung und Gitterspannung ungefähr gleich werden, hängt i_a ganz wesentlich von der Anodenspannung

ab. Bevor wir mit der Konstruktion der i_a - t -Kurve beginnen können, müssen wir erst die Anodenspannungsamplitude kennen. Dann können wir den zeitlichen Verlauf von e_g und e_a

$$e_g = E_g + \mathfrak{G}_g \sin \omega t, \quad e_a = E_a - \mathfrak{G}_a \sin \omega t^1)$$

aufzeichnen und analog, wie oben beschrieben, für gleichzeitige e_a - und e_g -Werte die i_a -Werte aus dem Kennlinienfelde abgreifen, die i_a - t -Kurve punktweise konstruieren und dann weiter wie oben verfahren.

\mathfrak{G}_a ist aber nun leider nicht bekannt. Es berechnet sich erst aus $\mathfrak{Z}_a L/CR = \mathfrak{G}_a$. \mathfrak{Z}_a wieder kann erst gefunden werden, wenn man \mathfrak{G}_a kennt. Wir sehen: auf direktem Wege kommen wir nicht vorwärts.

Vorarbeit zur Bewältigung der geschilderten Schwierigkeit. Es kommt uns nicht darauf an, gerade die gestellte Aufgabe zu lösen. Wir wollen vielmehr den Zusammenhang zwischen \mathfrak{G}_g , \mathfrak{G}_a , \mathfrak{Z}_a und dem äußeren Widerstand im Anodenkreise $\mathfrak{R} = L/CR$ im allgemeinen studieren. Deshalb nehmen wir einmal \mathfrak{G}_g und \mathfrak{G}_a als gegeben an und fragen: Welches L/CR ist mit dem angenommenen \mathfrak{G}_a verträglich? Diese Aufgabe ist ohne Schwierigkeiten zu lösen. Die i_a - t -Kurve wird konstruiert, indem man für gleichzeitige Werte von

$$e_g = E_g + \mathfrak{G}_g \sin \omega t \quad \text{und} \quad e_a = E_a - \mathfrak{G}_a \sin \omega t$$

die i_a -Werte in Fig. 77 abgreift, \mathfrak{Z}_a in der angegebenen Weise durch Ausplanimetrieren des Integrals

$$\mathfrak{Z}_a = \frac{1}{T/2} \int_0^T i_a \sin \omega t$$

ermittelt und die Gleichung

$$\mathfrak{G}_a / \mathfrak{Z}_a = L/CR$$

zur Berechnung von $L/CR = \mathfrak{R}$ benutzt.

Hat man diese Konstruktion für verschiedene \mathfrak{G}_g - und für verschiedene \mathfrak{G}_a -Werte durchgeführt (vgl. die Tafel am Ende des Buches), so ist der Zusammenhang zwischen \mathfrak{G}_g , \mathfrak{G}_a , \mathfrak{Z}_a und L/CR hergestellt. Um einen Überblick zu gewinnen, tragen wir die Ergebnisse in einem Diagramm mit den Koordinaten \mathfrak{Z}_a und \mathfrak{G}_g

1) Minuszeichen, weil die Anodenspannung sinkt, wenn die Gitterspannung und der Anodenstrom steigen. e_a ist ja der Spannungsfall, den der Anodenstrom in dem Widerstand $\mathfrak{R}_a = L/CR$ hervorruft.

ein und verbinden alle Punkte mit gleichem $\Re = L/CR$. Wir erhalten dann die Kurvenschar Fig. 94.

Verwendung der Vorarbeit zur Lösung der ursprünglichen Aufgabe.
Nachdem diese Vorarbeit getan ist, kehren wir zur Beantwortung der Frage zurück, von der wir ausgegangen sind: Wie groß sind \mathfrak{A}_a und \mathfrak{E}_a , wenn \mathfrak{E}_g , L/CR , die Kennlinien oder das aus diesen konstruierte Diagramm (Fig. 94) gegeben sind? Es ist also jetzt wieder, wie ursprünglich, L/CR bekannt, und \mathfrak{E}_a gesucht.

Diese Aufgabe ist durch folgende einfache Konstruktion zu lösen. Suche die Kurve mit dem Parameter $\Re_a = L/CR$ auf (z. B. die Kurve für $\Re = 4$ in Fig. 94).

Trage auf der Abszisse die fremderregte Gitterspannung $\mathfrak{E}_g = \mathfrak{E}_{g1}$ ab ($\mathfrak{E}_{g1} =$ Strecke $0'0'$). Ziehe durch Punkt $0'$ eine Parallele zur Ordinate. Diese schneidet die bezeichnete Diagrammkurve im Punkt 3. Die Strecke $0'3$ gleicht der gesuchten Anodenstromamplitude \mathfrak{A}_a .

Hat man erst einmal \mathfrak{A}_a , so kann man alle weiteren Größen leicht berechnen oder konstruieren:

$$\mathfrak{E}_a = \mathfrak{A}_a \Re_a = \mathfrak{A}_a \frac{L}{CR}, \quad e_a = E_a + \mathfrak{E}_a \sin \omega t, \quad N_a = \frac{\mathfrak{A}_a \mathfrak{E}_a}{2}.$$

Die i_a - t -Kurve ist für die nunmehr bekannten e_g - und e_a -Werte in der oben geschilderten Weise durch Abgreifen aus dem Kennlinienfelde leicht zu konstruieren, \bar{i}_a durch Planimetrieren zu finden und die Anodenbatterieleistung

$$N_B = \bar{i}_a E_a,$$

die Leistungsverluste in der Röhre

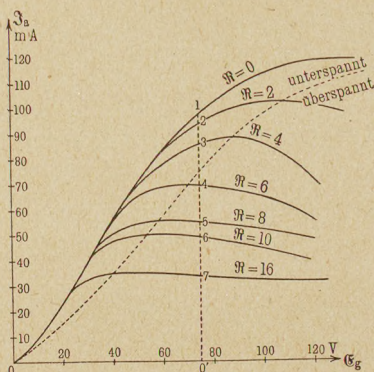
$$N_i = \frac{1}{T} \int e_a i_a dt = \bar{i}_a E_a - \frac{\mathfrak{A}_a \mathfrak{E}_a}{2}$$

und der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{N_a}{N_B}$$

zu berechnen.

Fig. 94.



Die \mathfrak{S}_a - \mathfrak{E}_g -Kurven werden im folgenden den Ausgangspunkt für die gesamte Theorie der Senderschwingungen bilden. Es lohnt sich daher, für sie einen besonderen Namen einzuführen. Die Kurven im i_a - e_g -Diagramm hat Barkhausen Kennlinien genannt. In Anlehnung an diese Bezeichnung sollen die Kurven im \mathfrak{S}_a - \mathfrak{E}_g -Diagramm den Namen „Schwingkennlinien“ erhalten. Über die „Experimentelle Aufnahme der Schwingkennlinien“ s. Abschn. III, B., 3., S. 110 u. 111, Fig. 111.

Diskussion des Resultates.

Die Theorie des fremderregten Röhrengenerators deckt sich mit der Diskussion des Verlaufes der Schwingkennlinien in Abhängigkeit von der Steilheit S , dem Durchgriff D , dem Sättigungsstrom J_s , der Betriebsspannung E_a , der Gittervorspannung E_g und den Phasenverschiebungen ψ zwischen \mathfrak{E}_a und \mathfrak{S}_a und φ zwischen \mathfrak{E}_a und \mathfrak{E}_g . Zunächst sei noch eine Vorbemerkung über die Größe L/CR eingeschoben.

1. Bedeutung der Größe $\frac{L}{CR}$.

Für den zeitlichen Verlauf von Anoden- und Gitterstrom, für Wirkungsgrad, Leistung und Verluste kommt es auf die Werte von L , C und R im einzelnen nicht an, sondern nur auf die Kombination L/CR .

Diese Erkenntnis bringt mit einem Schlage Ordnung in das bunte Bild, das die Beobachtungen liefern. Um die Ergebnisse der Messungen darzustellen, müßte man eine Schar von Kurvenscharen aufzeichnen. So wird z. B. die Leistung in Abhängigkeit von der Kapazität des Schwingungskreises mit der Induktivität als Parameter eine Kurvenschar geben. Für die verschiedenen Widerstände R erhielte man je eine solche Schar, im ganzen also eine Schar von Kurvenscharen. Durch die oben gezogene erste Folgerung der Theorie ordnen sich sämtliche Messungen in zwei einzelne Kurven ein, die die Abhängigkeit von N und η von einer einzigen Größe, nämlich L/CR darstellen.

2. Abhängigkeit des \mathfrak{S}_a und $N_a = \frac{\mathfrak{R}_a \mathfrak{S}_a^2}{2}$ von \mathfrak{E}_g .

Ein Blick auf die Schwingkennlinien (Fig. 94) zeigt: Jede Schwingkennlinie hat ein Maximum. Für hohe \mathfrak{R}_a -Werte liegt dieses Maximum bei niedrigen Gitterspannungsamplituden. Erregt

man den Generator mit einer Gitterspannung, die der Abszisse des Maximums gleicht — sie sei mit $\mathfrak{G}_{g\text{opt}}$ bezeichnet —, so erhält man die größten Amplituden von Anodenstrom und -spannung und die größte Wechselstromleistung $N_a = \frac{\mathfrak{R}_a \mathfrak{S}_a^2}{2}$.

Den Grund für das Auftreten dieser Maxima zeigt die Diagrammtafel am Ende des Buches. Für kleines \mathfrak{G}_g sind auch \mathfrak{S}_a und $\mathfrak{E}_a = \mathfrak{R}_a \mathfrak{S}_a$ klein. Die Betriebsspannung wird noch nicht voll ausgenutzt. Durch Erhöhung von \mathfrak{G}_g können \mathfrak{S}_a und N_a gesteigert werden.

Für großes \mathfrak{G}_g wird \mathfrak{S}_a und mit ihm \mathfrak{E}_a so groß, daß die Anodenspannung $e_a = E_a - \mathfrak{E}_a \sin \omega t$ unter die Gitterspannung sinkt. Während der Emissionsstrom fast ausschließlich durch die Maschen des Gitters hindurch zur Anode fließt, solange

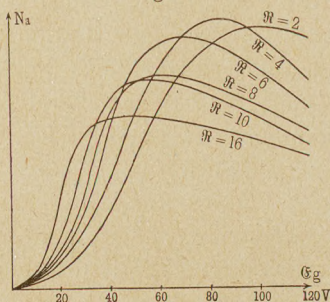
$e_a > e_g$, fließt er jetzt zum großen Teil auch auf das Gitter. Die i_a - t -Kurve bekommt auf diese Weise in der Mitte der in der Tafel dargestellten Halbperiode eine Einsattlung. (Die andere Halbperiode ist nicht erst aufgezeichnet, da dort e_g negativ ist und den Anodenstrom dauernd sperrt.) Die Einsattlung wird mit wachsendem \mathfrak{G}_g immer tiefer. \mathfrak{S}_a und $N_a = \frac{\mathfrak{S}_a^2 \mathfrak{R}_a}{2}$ nehmen wieder ab. Auch der zeitliche Mittelwert \bar{i}_a des Anodenstromes nimmt infolge dieser Einsattlung mit weiter gesteigerter Gitterspannung wieder ab, wenn auch schwächer als \mathfrak{S}_a .

Ist \mathfrak{R}_a und mit ihm $\mathfrak{E}_a = \mathfrak{R}_a \mathfrak{S}_a$ niedrig, so wird diese Einsattlung erst bei höheren \mathfrak{G}_g -Werten eintreten. Ist \mathfrak{R}_a groß, so schwingt die Anodenspannung bereits bei niedrigen \mathfrak{G}_g -Werten unter die Gitterspannung herunter. Die Einsattlung beginnt bereits bei niedrigen \mathfrak{G}_g -Werten. Das Maximum der Schwingkennlinie rückt mit wachsendem \mathfrak{R}_a nach links, wie dies auch die konstruierten Schwingkennlinien zeigen.

3. Das Optimum von R_a .

Die geschilderte Einsattlung wird auch dann auftreten, wenn man bei konstant gehaltenem \mathfrak{G}_g den Widerstand \mathfrak{R}_a vergrößert. Daß \mathfrak{S}_a bei gleichbleibendem \mathfrak{G}_g mit wachsendem \mathfrak{R}_a abnimmt, liest

Fig. 95.

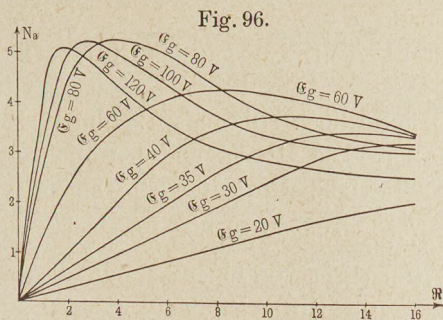


man ohne weiteres aus dem Schwingkennliniendiagramm Fig. 94 ab. Daß auch N_a ein Maximum erreicht, ist durch folgende Konstruktion nachzuweisen.

Man quadriere die in Fig. 94 abgelesenen Werte $\mathfrak{S}_{a_1} = 0'1$, $\mathfrak{S}_{a_2} = 0'2$, $\mathfrak{S}_{a_3} = 0'3$ usw., multipliziere sie mit den zugehörigen \mathfrak{R}_a -Werten und trage:

$$y_1 = \frac{\mathfrak{S}_{a_1}^2 \mathfrak{R}_{a_1}}{2}, \quad x_1 = \mathfrak{R}_{a_1}, \quad y_2 = \frac{\mathfrak{S}_{a_2}^2 \mathfrak{R}_{a_2}}{2}, \quad x_2 = \mathfrak{R}_{a_2} \text{ usw.}$$

in einem Diagramm (Fig. 96) auf. Fig. 94 und 96 können in einem räumlichen Diagramm vereinigt werden, in dem N_a auf der Z -Achse, \mathfrak{G}_g auf der X -Achse, \mathfrak{R} auf der Y -Achse abgetragen wird. Dieses räumliche Diagramm stellt dann durch eine Fläche die Abhängigkeit der Leistung N_a von den Koordinaten \mathfrak{R} und \mathfrak{G}_g dar. Fig. 94 zeigt Schnittlinien parallel zur N_a - \mathfrak{G}_g -Ebene, Fig. 96 Schnittlinien parallel zur N_a - \mathfrak{R} -Ebene durch diese Fläche. Man erhält dann für die verschiedenen Parameter \mathfrak{G}_g Kurven mit je einem Maximum



(vgl. Fig. 96). Der dem Maximum zugeordnete \mathfrak{R}_a -Wert sei mit $\mathfrak{R}_{a \text{ opt}}$ bezeichnet.

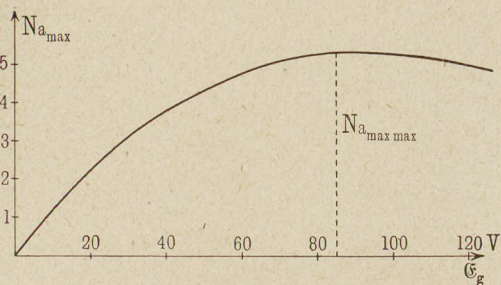
Das Auftreten auch dieses Maximums hängt mit der besprochenen Einsattlung zusammen. Wenn die Anodenspannung die Gitterspannung unterschreitet, so sinkt \mathfrak{S}_a . $\mathfrak{G}_a = \mathfrak{R}_a \mathfrak{S}_a$ steigt, wenn auch langsam, weiter, da der wachsende Faktor \mathfrak{R}_a den sinkenden \mathfrak{S}_a überwiegt, und zwar muß \mathfrak{G}_a steigen, da sonst die Einsattlung nicht tiefer werden und \mathfrak{S}_a nicht sinken würde. $N_a = \frac{\mathfrak{S}_a \mathfrak{G}_a}{2}$ erreicht aber ein Maximum. Für niedrige Gitterspannungsamplituden ist $\mathfrak{R}_{a \text{ opt}}$ groß, da die Anodenwechselfrequenz groß sein muß, ehe e_a unter e_g herunterschwingt. Mit wachsendem \mathfrak{G}_g sinkt $\mathfrak{R}_{a \text{ opt}}$, für $\mathfrak{G}_g = \infty$ würde es Null werden.

4. Grenzwiderstand R_{gr} und Grenzgitterspannung \mathfrak{G}_{gr} .

Trägt man die Werte der Leistungsmaxima wieder in Abhängigkeit von dem Parameter \mathfrak{G}_g oder \mathfrak{R}_a auf, so erhält man die Kurven Fig. 97 und 98, die wieder ein Maximum haben.

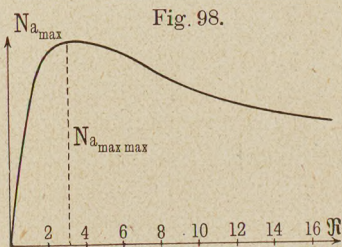
$N_{a\,max\,max}$, das in beiden Diagrammen denselben Wert haben muß — es bildet ja die Kuppe der Fläche im räumlichen N_a - \mathcal{E}_g - \mathfrak{R}_a -Diagramm —, stellt die größte Leistung dar, die die Röhre bei der betreffenden Heizung, Betriebsspannung und Gittervorspannung

Fig. 97.



überhaupt zu liefern vermag. Die zugeordneten $\mathcal{E}_{g\,opt\,opt}$ und $\mathfrak{R}_{a\,opt\,opt}$ muß man einstellen, um die Röhre so günstig wie möglich zu betreiben. $\mathfrak{R}_{a\,opt\,opt}$ sei mit Grenzwiderstand R_{gr} , $\mathcal{E}_{g\,opt\,opt}$ mit Grenzgitterspannung $\mathcal{E}_{g\,gr}$ bezeichnet¹⁾.

Die Betriebszustände der Röhre, die rechts von der Verbindungslinie (Fig. 94) der Maxima der Schwingkennlinien liegt, seien als „überspannt“ bezeichnet, da die Amplitude der Anodenwechselspannung über dem günstigsten Wert liegt, der kleinste Momentanwert also niedriger als die gleichzeitige Gitterspannung wird; die Betriebszustände links von den Maxima mit „unterspannt“. Die Röhren verhalten sich wesentlich verschieden, wenn sie „überspannt“ oder „unterspannt“²⁾ betrieben werden. Die charakteristischen Unterschiede der beiden Betriebsarten, die in der Theorie der Senderschwingungen eine wesentliche Rolle spielen, sind im § 13 zusammengestellt.



¹⁾ In der Benennung schließe ich mich dabei Barkhausen an, der eine allerdings etwas anders definierte Größe, die in seiner Theorie aber eine ähnliche Rolle wie $\mathfrak{R}_{a\,opt}$ oder \mathfrak{R}_{gr} spielt, „Grenzwiderstand“ nennt.

²⁾ Die Bezeichnungen sind ebenfalls von Barkhausen übernommen.

5. Verluste und Erwärmung der Anode. Wirkungsgrad.

Die Differenz der Betriebsspannung und der Gegenspannung, die der Arbeitskreis liefert, die Anodenspannung, dient dazu, die Elektronen zu beschleunigen. Beim Anprall an das Anodenblech geben die Elektronen ihre kinetische Energie ab. Die Anode wird durch dieses „Elektronenbombardement“ erhitzt. Die Leistungsfähigkeit der Röhre ist außer durch den Sättigungsemissionsstrom, den der Glühfaden ohne schädliche Überhitzung auszusenden vermag, wesentlich durch die Leistung begrenzt, die das Anodenblech in Gestalt von Wärme aufzunehmen und abzuleiten oder abzustrahlen vermag, ohne dabei so heiß zu werden, daß es schmilzt, zerstäubt oder okkludierte Gase in störender Menge abgibt (vgl. später § 8 und D).

Bei unterspannter Röhre liegen die Hauptverluste in der Mitte der Halbschwingung, bei überspannter Röhre vor und hinter der Einsattlung (vgl. die Tafel am Ende des Buches).

Wirkungsgrad und Leistung werden ungefähr gleichzeitig am größten, wenn R_a dem Grenzwiderstand gleicht.

6. Abhängigkeit des Grenzwiderstandes von E_a und J_s (Barkhausen).

Experimentelle Bestimmung von R_{gr} . Anwendungsbeispiel.

Wie die Diagramme der Tafel am Ende des Buches zeigen, kann bei einer Röhre mit den Kennlinien der Fig. 77 und 79, die allen unseren Konstruktionen zugrunde liegen, bei voller Ausnutzung des Sättigungsstromes die Anodenspannung bis auf 100 Volt ausgenutzt werden. Die günstigste Anodenwechselspannung ist also nur wenig niedriger als die Betriebsspannung. Bei sehr hohen Betriebsspannungen kann der nicht ausnutzbare Teil vernachlässigt werden. Die Wechselstromkomponente des Anodenstromes i_a ist bei maximaler Leistung N_{amax} etwas größer, annähernd aber gleich $\frac{J_s}{2}$. Unter Benutzung dieser Annäherungen ergibt sich für den Grenzwiderstand die anschauliche Formel:

$$R_{gr} \approx \frac{2 E_a}{J_s},$$

während die Definitionsgleichung lautet:

$$R_{gr} = \frac{\mathcal{E}_{a \text{ opt}}}{\mathcal{I}_{a \text{ opt}}} = \frac{(\mathcal{E}_{a \text{ opt}})^2}{2 N_{amax}} \quad (\text{Index opt bedeutet: Bei maximaler Leistung}).$$

Der Grenzwiderstand ist, wie die Näherungsformel zeigt, keine für die Röhre charakteristische Konstante, sondern von der Heizung (Sättigungsstrom) und der Betriebsspannung abhängig. Für zwei gleiche parallel geschaltete Röhren ist R_{gr} genau die Hälfte des Grenzwiderstandes einer Röhre. Stellt man den Arbeitskreis so ein, daß $L/CR = \frac{1}{2} R_{gr}$ wird, so leisten zwei gleiche Röhren genau das Doppelte wie eine. War $L/CR < R_{gr}$, so leisten zwei Röhren mehr als eine, war $L/CR > R_{gr}$, so leisten zwei Röhren nur ebenso viel, eventuell sogar weniger als eine Röhre.

Experimentell bestimmt man R_{gr} durch Einstellen des Senders auf maximale¹⁾ Leistung und Berechnung des Wertes von $R_{gr} = L/CR$ aus der Beziehung:

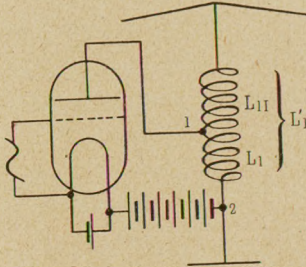
$$R_{gr} = \frac{(\mathcal{E}_{a\ opt})^2}{2N_{a\ max}} = \frac{(\mathcal{E}_{a\ opt})^2}{R \mathfrak{S}_{L\ max}^2} = \frac{\omega^2 L^2}{R} = \frac{1}{\omega^2 C^2 R}$$

Anwendungsbeispiele.

Die praktische Bedeutung des Grenzwiderstandes sei durch zwei Beispiele erläutert:

1. Gestellt sei die Aufgabe, in einer Antenne mit der Kapazität C , der Induktivität L und dem gesamten Dämpfungswiderstand R durch eine Röhre eine möglichst starke Schwingung von der Wellenlänge λ zu erregen (vgl. Fig. 99). Die Eigenwellenlänge der Antenne sei kleiner als λ , als Abstimmmittel liege in der Antenne eine Verlängerungsspule mit der Induktivität L_1 . Bei der vorgesehenen Betriebsspannung und Heizung der Röhre sei der Grenzwiderstand R_{gr} .

Fig. 99.



Wie groß ist die Induktivität L_1 des Teils der Antennenverlängerungsspule, an dessen Enden Anode und Kathode der Röhre angeschlossen werden müssen, damit die Röhre ein Maximum der Hochfrequenzenergie liefert?

¹⁾ Um das Maximum einzustellen, kann man z. B. C , aber auch R oder L verändern. Ferner muß noch \mathcal{E}_g auf seinen günstigsten Wert gebracht werden. Vgl. den nächsten Paragraphen. Die Resonanz zwischen der Eigenfrequenz des Arbeitskreises und der Gitterspannung muß natürlich immer gewahrt werden.

Die Grundlage zur Berechnung von L_I liefert der Satz vom Grenzwiderstand: Die Röhre liefert das Leistungsmaximum dann, wenn der Kombinationswiderstand zwischen Anode und Kathode dem Grenzwiderstande gleicht. Der Kombinationswiderstand zwischen den Punkten 1 und 2 (Fig. 99) berechnet sich zu

$$\Re_a = \frac{j\omega L_I \left\{ j\omega(L + L_{II}) + \frac{1}{j\omega C} + R \right\}}{j\omega(L_I + L_{II} + L) + \frac{1}{j\omega C} + R}$$

Vernachlässigt man R gegen die induktiven Glieder und berücksichtigt man, daß infolge der Resonanzabstimmung

$$j\omega(L_I + L_{II} + L) + \frac{1}{j\omega C} = 0$$

ist, so erhält man:

$$\Re_a = \frac{\omega^2 L_I^2}{R}$$

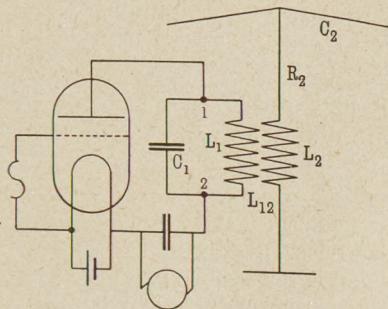
L_I ist dann aus der Gleichung

$$\Re_a = R_{gr} = \frac{\omega^2 L_I^2}{R}, \quad L_I = \frac{1}{\omega} \sqrt{R R_{gr}}$$

zu berechnen.

2. Wie fest ist die Antennenkopplung L_{12} bei einem Zwischenkreissender zu wählen, damit die Antenne ein Maximum der Leistung aufnimmt? Der Energieverlust im Zwischenkreis sei zu vernachlässigen.

Fig. 100.



Da die gesamte von der Röhre gelieferte Leistung in die Antenne gelangen soll, wird diese ein Maximum der Leistung aufnehmen, wenn die Röhre ein Maximum liefert. Das ist der Fall, wenn der Kombinationswiderstand zwischen Anode und Kathode dem Grenzwiderstand gleicht.

Um den Widerstand $\Re_a = \frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{I}_a}$ zwischen den beiden Punkten 1 und 2 der Fig. 100 zu berechnen, ist zunächst \mathfrak{E}_a und \mathfrak{I}_a aus den Gleichungen

$$\mathfrak{I}_L + \mathfrak{I}_C = \mathfrak{I}_a \text{ (Stromverzweigung),}$$

$$\mathfrak{E}_a = \frac{\mathfrak{I}_C}{j\omega C_1} = \mathfrak{I}_L j\omega L_1 + \mathfrak{I}_2 j\omega L_{12} \left\{ \begin{array}{l} \text{(Spannungsbilanz} \\ \text{im Zwischenkreis)} \end{array} \right.$$

$$0 = j\omega L_{12} \mathfrak{I}_1 + \mathfrak{I}_2 \left(j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2} + R_2 \right)$$

(in der Antenne) zu ermitteln.

Vernachlässigt man wieder R_2 neben den induktiven Widerständen und berücksichtigt man die Resonanzbedingungen

$$j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2} = 0, \quad j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} = 0,$$

so erhält man schließlich

$$\Re_a = \frac{L_1}{C_1} \frac{R_2}{\omega^2 L_{12}^2}.$$

L_{12} berechnet sich dann aus der Gleichung

$$\Re_a = R_{gr}, \quad L_{12} = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{L_1}{C_1} \frac{R_2}{R_{gr}}} = L_1 \sqrt{\frac{R_2}{R_{gr}}}.$$

7. Abhängigkeit der Grenzgitterspannung von S, J_s und E_a .

Die Grenzgitterspannung muß im allgemeinen (d. h. wenn die Betriebsspannung nicht allzu niedrig ist) so groß sein, daß i_a den Maximalwert J_s während eines mehr oder weniger großen Teiles der Halbschwingung erreicht:

$$\mathfrak{E}_{gr} \geq E_{gs} \text{ (Sättigungsgitterspannung).}$$

Je steiler die Kennlinie ist, um so kleiner ist E_{gs} und mit ihm \mathfrak{E}_{gr} . Je höher die Heizung und mit ihr der Sättigungsstrom ist, um so höher wird E_{gs} , um so weiter muß auch \mathfrak{E}_{gr} anwachsen. \mathfrak{E}_{gr} ist nach oben dadurch begrenzt, daß mit wachsender Gitterspannung der nicht ausnutzbare Teil der Betriebsspannung wächst. \mathfrak{E}_{gr} ist dann erreicht, wenn der Nachteil der Erhöhung des nicht ausnutzbaren Teiles der Betriebsspannung bei weiterer Steigerung von \mathfrak{E}_g dem Vorteil der Vergrößerung von \mathfrak{I}_a gerade die Wage hält.

Je höher die Betriebsspannung ist, um so weniger fällt der nicht ausnutzbare Teil der Betriebsspannung (er sei mit E_{av} bezeichnet) prozentisch ins Gewicht. Die Grenzgitterspannung wird mit wachsendem E_a steigen. Bei einigen tausend Volt Betriebsspannung kommt man tatsächlich zu i_a - t -Kurven, die den von Barkhausen angenommenen rechteckigen fast genau gleichen (Fig. 101).

8. Abhängigkeit des Wirkungsgrades η bei maximaler Leistung von E_a, J_s, S ; nicht ausnutzbarer Teil der Betriebsspannung E_{av} ; Ausnutzungsconstante ζ .

Für sehr hohe Betriebsspannungen kann man \mathfrak{G}_g so weit steigern, daß die i_a - t -Kurven praktisch rechteckig verlaufen, Fig. 101 (vgl. Barkhausen). Die Leistung der Anodenbatterie ist dann

$$N_B = \frac{1}{T} \int i_a E_a dt = \frac{J_s E_a}{2}.$$

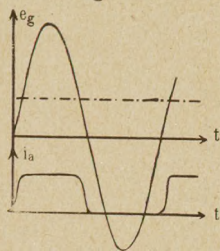
(Der Faktor 2 im Nenner tritt auf, da der Sättigungsstrom nur während einer Halbschwingung fließt.) Die vom Arbeitskreis aufgenommene Leistung ist

$$N_a = \frac{1}{T} \int i_a e_a dt = \frac{1}{\pi} J_s E_a.$$

(Der nicht ausnutzbare Teil der Betriebsspannung kommt für hohe E_a -Werte prozentisch nicht in Frage. Daher $\mathfrak{G}_a = E_a$ gesetzt.)

$$\eta = \frac{N_a}{N_B} = \frac{2}{\pi} = 64 \text{ Proz.}$$

Fig. 101.



Dieser Wirkungsgrad für sehr hohe Spannungen sei mit η_∞ bezeichnet, die Leistungen ebenfalls mit dem Index ∞ versehen.

Ist ein Teil E_{av} der Betriebsspannung nicht ausnutzbar, so ist dem Rechnung zu tragen, indem man E_{av} von E_a abzieht.

Unter Benutzung der mit guter Annäherung gültigen Annahme, daß sich die Kurvenform der i_a - t -Kurve bei Veränderungen der Betriebsspannung wenig ändert, wenn man nur immer den zugehörigen Grenzwiderstand einstellt, erhält man für N_a und η die angenäherten Formeln:

$$N_a = \frac{N_{a\infty}}{E_{a\infty}} E_a \left(1 - \frac{E_{av}}{E_a}\right), \quad \eta = \eta_\infty \left(1 - \frac{E_{av}}{E_a}\right).$$

$E_{a\infty}$ ist diejenige hohe Betriebsspannung, die der Ermittlung von $N_{a\infty}$ zugrunde lag.

Für die den Diagrammen der Tafel am Ende des Buches zugrunde gelegten Kennlinien Fig. 77 und 79 war der nicht ausnutzbare Spannungsteil E_{av} etwa 100 Volt. Für diese Röhre würde die Erhöhung der Spannung über 500 Volt hinaus den Wirkungsgrad nicht wesentlich mehr verbessern. Unter 200 Volt nimmt der Wirkungsgrad mit sinkender Betriebsspannung rapide ab, da dann E_{av} ein immer größerer Teil der Betriebsspannung wird.

Bei derselben Röhre wird der nicht ausnutzbare Teil der Anodenspannung E_{av} mit der Grenzgitterspannung und dem Sättigungsstrom steigen. E_{av} ist wohl von der Konstruktion der Röhre, namentlich von der Feinheit der Gitterdrähte abhängig, aber keine Konstante der Röhre, da E_{av} ja noch mit wachsender Heizung steigt. Der Zusammenhang zwischen E_{av} und J_s ist in erster Annäherung linear. Für die Röhre charakteristisch ist dann die Proportionalitätskonstante

$$\xi = \frac{J_s}{E_{av}}$$

ξ sei mit dem Namen „Ausnutzungskonstante“ bezeichnet. Für $\xi = \infty$ würde man $E_{av} = 0$ erhalten und die Betriebsspannung restlos ausnutzen. Die Formel für den Wirkungsgrad erhält die Form:

$$\eta = \eta_\infty \left(1 - \frac{J_s}{E_a \xi}\right), \text{ für } \xi = \infty \text{ wird } \eta = \eta_\infty.$$

Röhren mit sehr dichten Gittern, mit Gitter aus dicken Drähten, die einen großen Teil der Elektronen wegfangen, deren Gitter gewissermaßen eine große „Schattenwirkung“ haben, und Röhren mit geringer Steilheit¹⁾ kommt ein kleiner Wert der Ausnutzungskonstante ξ zu.

9. Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Gittervorspannung, Rolle des Durchgriffes D .

Wie das Diagramm Fig. 102 zeigt, liegen die Hauptverluste bei der Einstellung auf maximale Leistung rechts und links von

¹⁾ Je geringer die Steilheit, um so größer wird die Gittersättigungsspannung E_{gs} , und der nicht ausnutzbare Teil der Anodenspannung

$$E_{av} = \frac{J_s}{\xi} \approx E_{gs}$$

der Scheitelspannung von e_g und e_a . Gelingt es, den Anodenstrom nur im mittleren Teil der Halbperiode einzuschalten, so kann der Wirkungsgrad wesentlich gesteigert werden (vgl. Fig. 103).

Als Mittel zu diesem Zweck gab Barkhausen die Anwendung negativer Gittervorspannung an. Den zeitlichen Verlauf der Gitterspannung und des Anodenstromes zeigen Fig. 102 und 103. Nimmt man die i_a - t -Kurve der Einfachheit halber wieder mit Barkhausen als rechteckig an, so erhält man, wenn man die Schwingungsdauer

Fig. 102.

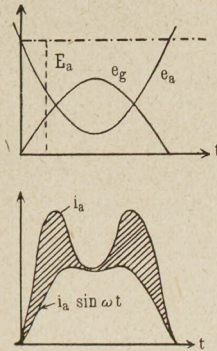
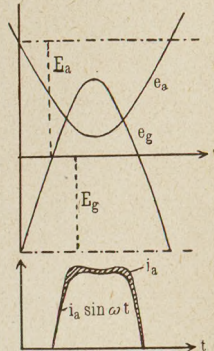


Fig. 103.



gleich 2π Einheiten, die Zeit während der die Gitterspannung positiv ist, gleich $2a$ Einheiten setzt:

$$N_B = \frac{a}{\pi} E_a J_s \quad (\text{Leistung der Anodenbatterie}),$$

$$N_a = \frac{1}{2\pi} \int_{\frac{\pi}{2}-a}^{\frac{\pi}{2}+a} E_a J_s \sin x \, dx = \frac{\sin a}{\pi} E_a J_s \quad (\text{Hochfrequenzleistung}),$$

$$\eta = \frac{N_a}{N_B} = \frac{E_a J_s \sin a / \pi}{E_a J_s a / \pi} = \frac{\sin a}{a}.$$

Für $a = \frac{\pi}{2}$ ergibt sich in Übereinstimmung mit den früheren Berechnungen

$$\eta = \frac{2}{\pi} = 64 \text{ Proz.}$$

Für sehr kleine a wird $\eta = \frac{\sin a}{a}$ tatsächlich im Grenzfall 100 Proz. In der Tabelle 3 sind einige Werte von η zusammengestellt.

Tabelle 3.

1	2	3	4	5	6	7
$\frac{a}{\pi}$	$\frac{N_a}{E_a J_s}$	$\frac{N_B}{E_a J_s}$	η Proz.	$\frac{N_{av}}{E_a J_s}$	$\frac{N_a}{N_{av}}$	E_a für $N_{av} = 1$
1	0	1	0	1	0	1
0,75	0,225	0,75	30	0,525	0,43	1,43
0,5	0,325	0,5	65	0,175	1,8	2,8 ¹⁾
0,25	0,225	0,25	90	0,025	9,0	10,0
0,1	0,098	0,1	98,3	0,016 4	60	61
0,05	0,05	0,05	99,5	0,004 45	223	224

1) Maximum.

Hat man beliebig hohe Anodenspannungen zur Verfügung, so ist die Leistung der Röhre durch die Wärmemenge begrenzt, die das Anodenblech aufzunehmen vermag, ehe es Gase oder Metalldampf abgibt. Setzt man diese Leistung, die ohne Störung der Betriebssicherheit in der Röhre in Wärme umgesetzt werden kann, gleich 1, so geben die Zahlen der 6. Spalte an, welche Leistungen mit Hilfe dieser Röhre bei verschiedenen a in Hochfrequenzleistung umgesetzt werden können. Spalte 7 enthält schließlich die Verhältniszahlen der nötigen Betriebsspannungen, bei denen auf dem Anodenblech gerade die Heizleistung 1 erreicht wird.

Rolle des Durchgriffes.

In dem vorhergehenden Abschnitt war stillschweigend angenommen, daß sich Gitterspannung und Steuerspannung nicht merklich unterscheiden, daß namentlich die Steuerspannung Null wird, wenn dies die Gitterspannung tut. Dies trifft für kleinen Durchgriff auch hinreichend genau zu. Für großen Durchgriff ist nach Barkhausen an die Stelle von e_g die Steuerspannung e_{st} zu setzen:

$$e_{st} = E_{st} + \mathfrak{E}_{st} \varepsilon^{j\omega t} = E_g + D E_a + (\mathfrak{E}_g - D \mathfrak{E}_a) \varepsilon^{j\omega t}.$$

Vor $D \mathfrak{E}_a$ muß ein Minuszeichen stehen, da die Anodenspannung sinkt, wenn die Gitterspannung und mit ihr der Anodenstrom und der Spannungsfall $R_a \mathfrak{I}_a$ im Anodenkreis steigen.

Die von einer Gitterwechselspannung \mathfrak{E}_g hervorgerufene Steuerwechselspannung \mathfrak{E}_{st} sinkt mit wachsendem Durchgriff und wachsender Anodenspannung:

$$\mathfrak{E}_{st} = \mathfrak{E}_g \left(1 - D \frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g} \right).$$

Ist D bis zum Werte $\frac{\mathcal{E}_g}{\mathcal{E}_a}$ vergrößert, so ist $D \frac{\mathcal{E}_a}{\mathcal{E}_g} = 1$ geworden. Die Gitterwechselspannung würde dann gerade nur verhindern, daß der Anodenstrom der Anodenwechselspannung entsprechend schwankte.

Wünscht man z. B., daß die Steuerspannung wenigstens 80 Proz. der Gitterspannung sei, so muß

$$\mathcal{E}_{st} \geq \frac{80}{100} \mathcal{E}_g = \mathcal{E}_g \left(1 - D \frac{\mathcal{E}_a}{\mathcal{E}_g} \right) \quad \text{oder} \quad 0,8 \geq 1 - D \frac{\mathcal{E}_a}{\mathcal{E}_g}$$

$$\text{oder} \quad D \leq 0,2 \frac{\mathcal{E}_g}{\mathcal{E}_a}$$

sein. Für eine Röhre mit 3000 Volt Betriebsspannung ($\mathcal{E}_a \approx E_a = 3000 \text{ V}$) und einer Grenzgitterspannung von 150 Volt müßte

$$D \leq 0,2 \frac{150}{3000} = 1 \text{ Proz.}$$

sein, wenn \mathcal{E}_{st} wenigstens 80 Proz. von \mathcal{E}_g sein soll.

Andererseits wirkt der Durchgriff so, als ob eine positive Steuervorspannung von der Größe $D E_a$ angelegt wäre. Wie die Tabelle 3 auf S. 91 zeigt, wird hierdurch der Wirkungsgrad herabgesetzt.

Für die Konstruktion der Röhren ergibt sich hieraus der Hinweis: Der Durchgriff muß um so kleiner werden, je höhere Betriebsspannungen in Anwendung kommen. Für Röhren mit 400 Volt Betriebsspannung hat sich 3 bis 5 Proz., für Röhren mit 3000 Volt Betriebsspannung $\frac{1}{2}$ bis 1 Proz. als günstig erwiesen.

10. Für eine Senderröhre charakteristische Größen.

Meist findet man die Angabe, eine Röhre sei z. B. für 75 Watt Leistung konstruiert. Das ist, wie Barkhausen einmal bemerkte, die einzige Angabe, die die Röhre in keinem Punkt auch nur irgendwie charakterisiert. Durch Steigerung der Spannung, der Heizung und des Wirkungsgrades (durch negative Gittervorspannung) kann die Leistung jeder Röhre in weiten Grenzen erhöht werden. Wohl aber ist charakteristisch für eine Röhre der Wert der Leistung, der dem Anodenblech durch Elektronenstoß als Wärme zugeführt werden darf, ohne daß es Gase oder Metaldämpfe in störender Menge abgibt.

Eine zweite charakteristische Größe ist der Sättigungsstrom. Statt dessen kann auch der Verbrauch zum Heizen des Fadens

angegeben werden, falls man sich auf eine bestimmte, durch den Quotienten Sättigungsstrom/Heizleistung definierte Temperatur geeinigt hat¹⁾.

Als dritte charakteristische Größe ist die Steilheit, als vierte der Durchgriff zu nennen.

Als fünfte Angabe kommt die Ausnutzungskonstante ξ in Frage, die den nicht ausnutzbaren Teil der Betriebsspannung kennzeichnet.

$$E_{av} = \frac{J_s}{\xi}$$

E_{av} sinkt und ξ wächst mit abnehmender Sättigungssteuerspannung und abnehmender „Schattenwirkung“ der Gitterdrähte.

Die Sättigungssteuerspannung kann verringert werden, wenn man sehr nahe mit dem Gitter an den Glühdraht herangeht. Der Elektronen-„Schatten“ der Gitterdrähte wird um so schmaler, je dünner die Drähte sind. Letztere fangen dann selbst bei positiver Gitterspannung sehr wenige Elektronen weg, so daß fast der volle Emissionsstrom als Anodenstrom zur Anode kommt.

Es sei noch besonders darauf hingewiesen, daß es auf die Steuerspannung und nicht auf die Gitterspannung ankommt. Nun hat aber eine Röhre mit dünndrätigem Gitter bei gleicher Sättigungssteuerspannung eine höhere Sättigungsgitterspannung als eine Röhre mit dickdrätigem Gitter. Da sie vor letzterer den Vorzug geringerer Schattenwirkung besitzt, so wird sie die Betriebsspannung besser ausnutzen als die Vergleichsröhre, obwohl die Steilheit $S = \frac{\partial i_a}{\partial e_g}$ größer ist. Die Güte einer Senderröhre darf also nicht allein nach der Steilheit beurteilt werden.

Für die Konstruktion der Senderröhren ergeben sich aus dem bisher Gesagten folgende Gesichtspunkte:

1. Die Wärmeleistung, die die Anode ableiten und abstrahlen kann, soll möglichst hoch sein. Zu diesem Zwecke ist entweder die Oberfläche der Anode möglichst groß zu nehmen oder als Material ein Metall zu wählen, das hohe Temperaturen aushält, ohne Gase oder Metaldampf abzugeben.

¹⁾ Die Festsetzung der Glühtemperatur entspringt einem Kompromiß zwischen Haltbarkeit und Heizstromkosten. Es hat sich eine Temperatur als wirtschaftlich herausgestellt, bei der pro Watt Heizleistung der Glühfaden 4 mA Sättigungsemissionsstrom liefert. Eine Steigerung des Heizstromes um 3 Proz. erhöht die Emission auf etwa 6 mA und verkürzt die Lebensdauer von 300 auf 150 Stunden.

2. Die Ausnutzungskonstante ζ soll möglichst hoch sein, letzteres ist namentlich für niedrige Betriebsspannungen wichtig. ζ wird gesteigert, wenn die Anodenspannung möglichst weitgehend auf Null herunterswingen kann, ohne daß ein größerer Teil des Emissionsstromes auf das Gitter geht. Dies zu erreichen, stehen zwei Maßnahmen zu Verfügung.

- a) \mathcal{E}_{gr} ist durch Erhöhung der Steilheit niedrig zu erhalten.
- b) Die „Schattenwirkung“ des Gitters ist durch Verfeinerung der Gitterdrähte herabzusetzen.

3. D ist so weit, wie mit 2 b) verträglich, herabzusetzen.

11. Phasenverschiebungen zwischen \mathcal{E}_g , \mathcal{E}_a , \mathfrak{Z}_a .

Ist der Arbeitskreis nicht auf die Frequenz der Gitterspannung abgestimmt, so wird der Kombinationswiderstand \mathfrak{R}_a des Arbeitskreises komplex:

$$\mathfrak{R}_a = \frac{L}{C \left[j \omega L \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) + R \right]} = \mathfrak{R}_{1a} + j \mathfrak{R}_{2a}$$

Infolgedessen tritt eine Phasenverschiebung ψ zwischen Anodenstrom \mathfrak{Z}_a und Anodenwechselspannung \mathcal{E}_a auf, die in üblicher Weise aus dem komplexen \mathfrak{R}_a zu $\operatorname{tg} \psi = \frac{\mathfrak{R}_{2a}}{\mathfrak{R}_{1a}}$ berechnet werden kann:

Die sich zwischen \mathcal{E}_a bzw. \mathfrak{Z}_a und \mathcal{E}_g einstellenden Phasenverschiebungen müssen wieder durch ein zeichnerisches Probierverfahren ermittelt werden. Man muß von einer Reihe von Phasenverschiebungen von \mathcal{E}_g gegen \mathcal{E}_a ausgehen, die i_a - t -Kurven und die zugehörigen Phasenverschiebungen zwischen \mathfrak{Z}_a und \mathcal{E}_a ermitteln und dann dasjenige Ausgangswertepaar \mathcal{E}_g und \mathcal{E}_a herausuchen, das die vorgeschriebene Phasenverschiebung zwischen \mathfrak{Z}_a und \mathcal{E}_a ergibt. Das Verfahren ist dem der Diagrammtafel durchaus analog. Dort wurde durch Probieren die Amplitude von \mathfrak{Z}_a ermittelt, hier wird dasselbe mit der Phase getan.

Die Verhältnisse seien hier nur durch zwei Diagramme Fig. 104 und 105¹⁾ erläutert. Beide Figuren gehen von derselben Phasen-

¹⁾ Vgl. Alberti und Zickner, Jahrbuch f. drahtlose Telegraphie 19, 492, Zeile 11 von unten.

verschiebung zwischen \mathcal{E}_a und \mathcal{E}_g aus (Reihe a). Durch Abgreifen aus der Kennlinienschar Fig. 77 bis 79 sind die i_a - t -Kurven (Reihe b) konstruiert. Fig. 105 b stellt die i_a - t -Kurve für kleines \mathcal{E}_a , also einer unterspannten, Fig. 104 b einer überspannten Röhre dar. Reellen und imaginären Anteil der Amplitude von \mathfrak{I}_a finden wir durch Multiplikation der $i_a(t)$ -Werte mit gleichzeitigen $\sin \omega t$ - bzw. $\cos \omega t$ -Werten.

Der reelle Teil von \mathfrak{I}_a ist dann $\mathfrak{I}_{ar} = \frac{1}{T/2} \int_0^T i_a \sin \omega t dt$ oder den schraffierten Flächen Fig. 104 und 105 c, der imaginäre

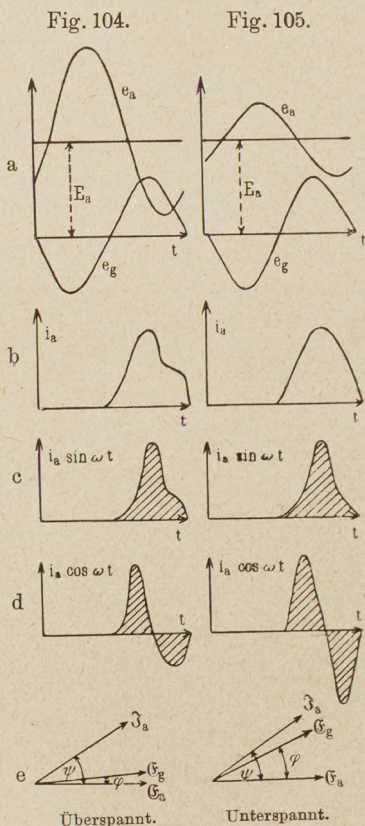
$$\mathfrak{I}_{ai} = \frac{1}{T/2} \int_0^T i_a \cos \omega t dt$$

oder den schraffierten Flächen Fig. 104 und 105 d proportional und schließlich $\operatorname{tg}(\psi - \varphi) = \mathfrak{I}_{ai} / \mathfrak{I}_{ar}$. Unter der Zeitachse liegende Flächen sind dabei negativ zu rechnen.

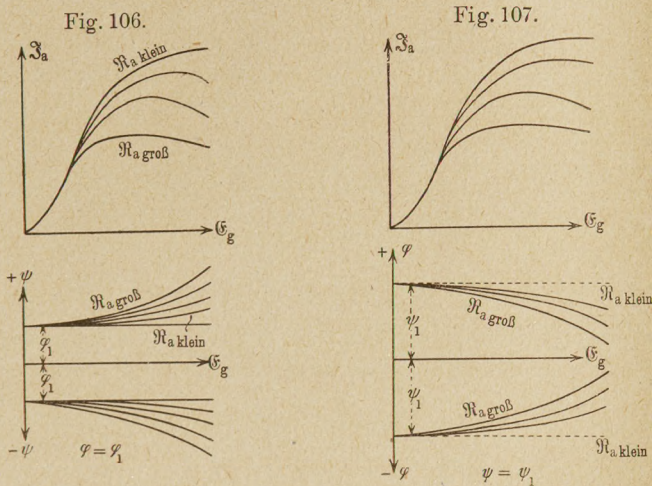
Für den allgemeinen Fall, daß zwischen \mathcal{E}_a und \mathcal{E}_g eine Phasenverschiebung φ besteht, sind neue Schwingkennlinien zu konstruieren. Für jede Phasenverschiebung φ wird man ein Diagramm erhalten. Um die Ergebnisse der Vorarbeit vollständig darzustellen, ist jedem Schwingkennliniendiagramm noch ein Phasendiagramm beizugeben.

Beim abgestimmten Arbeitskreis war das nicht nötig, da die Phasen von \mathcal{E}_g , \mathcal{E}_a und \mathfrak{I}_a stets gleich waren.

Es bestehen wieder zwei Möglichkeiten der Darstellung: Man kann entweder alle Werte mit gleichem φ (Phasenverschiebung zwischen \mathcal{E}_a und \mathcal{E}_g) in einem Diagramm zusammenfassen; man erhält dann eine Reihe von Diagrammen, von denen eins in Fig. 106



qualitativ dargestellt ist. Ordnet man nach ψ (Phasenverschiebung zwischen \mathfrak{S}_a und \mathfrak{E}_a), so erhält man eine Reihe von Diagrammen vom Typus der Fig. 107.



12. Oberwellen.

Um eine Vorstellung von der Größe der Oberwellen zu geben, sei ein Beispiel durchgerechnet.

Das Dekrement $\frac{d}{\pi} = 2 \frac{\delta}{\omega}$ sei zu 0,04 oder $\frac{1}{25}$ angenommen.

Wie groß sind dann die Amplituden der Oberwellen des Stromes i_L und der Spannung e_a im Verhältnis zur Grundwelle?

Der zeitliche Verlauf von i_a sei wieder durch eine rechteckige Kurve (Barkhausensche Annäherung) dargestellt; i_a ist dann durch eine Fouriersche Reihe

$$i_a = J_a + \mathfrak{S}_a \sin \omega t + \mathfrak{S}_{a_3} \sin 3 \omega t + \mathfrak{S}_{a_5} \sin 5 \omega t + \dots$$

darstellbar, wobei

$$J_a = \frac{1}{2} J_s, \quad \mathfrak{S}_a = \frac{2}{\pi} J_s, \quad \mathfrak{S}_{a_3} = \frac{-2}{3\pi} J_s, \quad \mathfrak{S}_{a_5} = \frac{+2}{5\pi} J_s \text{ usw.,}$$

berechnet nach der Formel

$$\mathfrak{S}_{an} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i_a \left(\frac{x}{\omega} \right) \sin nx dx, \quad x = \omega t.$$

Die geraden (2ω , 4ω , 6ω) Oberwellen treten bei dem im Beispiel angenommenen speziell zeitlichen Verlauf des Anodenstromes, wie die Auswertung des Integrals für \mathfrak{S}_{an} zeigt, nicht auf, die Amplituden der ungeraden [ω , 3ω , 5ω , ... $(2n+1)\omega$] verhalten sich zur Amplitude der Grundwelle wie $1 : \frac{1}{3} : \frac{1}{5} : \frac{1}{2n+1}$.

Die Amplitude der Grundwelle des Arbeitskreises verhält sich zu \mathfrak{S}_a wie

$$\frac{\mathfrak{S}_L}{\mathfrak{S}_a} = \frac{\pi}{d} = 25$$

für unser Beispiel.

Die Oberwellen verteilen sich auf die Zweige des Arbeitskreises im Verhältnis der Widerstände. Es durchfließt also von der Oberwelle 3ω den Induktivitätszweig $\frac{1}{10} \mathfrak{S}_{a_3}$, den Kapazitätzweig $\frac{9}{10}$ von \mathfrak{S}_{a_3} usf. Die SpannungsOberwellen sind durch Multiplikation mit ωL zu erhalten.

Setzt man die Amplituden der Grundwellen gleich 1, so erhält man folgende Verhältniszahlen:

$$\frac{d}{\pi} = 0,04.$$

Ordnung der Oberwelle	Amplitude von \mathfrak{S}_L	Amplitude von \mathfrak{S}_a
1	1	1
3	$\frac{1}{750}$	$\frac{1}{250}$
5	$\frac{1}{3250}$	$\frac{1}{650}$
7	$\frac{1}{8750}$	$\frac{1}{1250}$

Der angenommene Wert $\frac{d}{\pi} = 0,04$ ist reichlich groß und wird in praxi kaum erreicht. Für schwächer gedämpfte Arbeitskreise werden die Oberwellen aber noch geringer. Bei negativer Gittervorspannung, bei der die Anodenstromimpulse immer kürzer werden, treten sie schärfer hervor, ebenso bei eingesattelten i_a - t -Kurven.

Normalerweise dürften sie, wie in dem durchgeführten Beispiel, weniger als 1 Proz. betragen. Die eingangs erwähnte Bemerkung, daß durch Vernachlässigung der Oberwellen ein Fehler von höchstens 1 Proz. in die Diagramme hereingebracht würde, wird vollauf bestätigt.

Beim Schwebungsempfang sind selbst die schwachen Oberwellen oft noch störend. Um sie herabzudrücken, stehen uns vier Mittel zur Verfügung:

- a) Anwendung schwach gedämpfter Zwischenkreise.
- b) Kapazitive Kopplung der Antenne mit dem Induktivitätszweig des Arbeitskreises.
- c) Positive Gittervorspannung.
- d) So geringes \mathcal{G}_g , daß der Stromspannungspunkt nur wenig über die Knicke der Kennlinien herauschwingt. Die beiden letzten Anordnungen dienen zur Verringerung der Oberwellen im Anodenström, die beiden ersten zum Auslesen der Grundschwingung durch Zwischen- und Antennenkreis.

13. Merkmale des unterspannten und überspannten Betriebes.

a) Unterspannte Betriebszustände liegen im Schwingkennlinien-diagramm links von den Maxima, überspannte rechts¹⁾. Vgl. Fig. 94.

b) Für überspannten Betrieb ist die Einsattlung der i_a - t -Kurve charakteristisch. Diese tritt auf, wenn e_a e_g unterschreitet.

c) Bei überspanntem Betrieb verteilt sich der Emissionsstrom auf Anode und Gitter. i_g ist nicht mehr klein gegen i_a . Experimentell ist Überspannung daran erkenntlich, daß der mittlere Gitterstrom \bar{i}_g groß wird. \bar{i}_g kann an einem in den Gitterkreis eingeschalteten Gleichstrommilliamperemeter abgelesen werden.

d) Auf der Grenze zwischen überspanntem und unterspanntem Betrieb liegen die Maxima der Anodenstromamplituden und Leistungen.

e) Diese Grenze liegt etwa an der Stelle, wo sich die Scheitelwerte der e_a - und e_g -Kurven berühren:

$$\mathcal{E}_a + \mathcal{E}_g = E_a - E_g.$$

¹⁾ Die Namen sind von Barkhausen geprägt, die Begriffe allerdings noch ohne Rücksicht auf die Gitterspannungen mathematisch definiert.

Ist \mathcal{E}_a oder \mathcal{E}_g größer als dieser Bedingung entsprechend, so ist der Betrieb überspannt.

f) Bei unterspanntem Betrieb ist die Phase der Gitterspannung etwa die des Anodenstromes; bei überspanntem Betrieb haben Gitter- und Anodenspannung nahezu dieselbe Phase.

g) Eine unterspannte Röhre ist mit einem Generator mit der EMK $\frac{\mathcal{E}_g}{D}$ und dem hohen inneren Widerstand $R_i = \frac{1}{SD}$ zu vergleichen.

Bei überspannten Röhren ist die EMK unabhängig von der Gitterspannung etwa gleich der Betriebsspannung (genauer $E_a - \mathcal{E}_g$), der innere Widerstand klein.

h) Überspannter Betrieb wird durch Erhöhung der Heizung und Erniedrigung der Betriebsspannung, durch Erhöhung von L/CR (Herabsetzung der Dämpfung) und Festigung der Rückkopplung erhalten.

Zusammenfassung der Diskussion.

Zunächst wurde festgestellt, daß die Röhre ein Maximum der Hochfrequenzleistung liefert, wenn man den äußeren Widerstand auf ein Doppelloptimum: den Grenzwiderstand, und die Gitterwechselspannung auf ein Doppelloptimum: die Grenzgitterspannung, einstellt. Die Verluste erhitzen das Anodenblech. Die Größe der Optima in Abhängigkeit von S , J_s und E_a wurde ermittelt (§ 1 bis 7).

Dann wurden N_a und η in Abhängigkeit von E_a , J_s , S und E_g diskutiert (§ 8 und 9),

in § 10 die Charakterisierung einer Röhre durch N_i , J_s , S , D , ξ besprochen,

in § 11 der Verlauf des Anodenstromes bei Phasenverschiebungen behandelt und

in § 12 die Strom- und Spannungsamplituden der Oberwellen für ein Beispiel berechnet.

In § 13 wurden die Begriffe „unterspannt und überspannt“ zusammenfassend gekennzeichnet.

B. Der Röhrensender mit Selbsterregung.

Bei der Besprechung der rückgekoppelten Röhrengeneratoren soll wieder mit dem einfachen Falle begonnen werden, daß Anodenstrom, Anodenspannung und Gitterspannung in Phase sind. Dies wird für alle Generatoren mit schwach gedämpftem Arbeitskreis in guter Annäherung der Fall sein. Die Kreisfrequenz der Schwingung ist dann

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

Wir legen den folgenden

Überlegungen eine Schaltung zugrunde, bei der die Phasengleichheit von \mathcal{E}_g

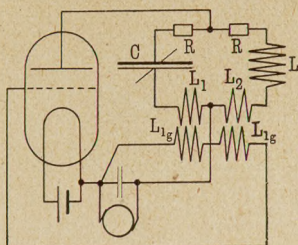
und \mathcal{I}_g exakt erfüllt ist, unabhängig von der Dämpfung des Arbeitskreises (Fig. 108). Der Dämpfungswiderstand des Arbeitskreises und die Gegeninduktivitäten L_{1g} zwischen Arbeitskreis und Gitterkreis — L_{1g} sei als Maß für die Rückkopplung genommen — liegen je zur Hälfte im Induktivitätszweig und im Kapazitätszweig des Arbeitskreises. Der Beweis der Gleichheit der Phasen für die beschriebene Schaltung folgt im übernächsten Kapitel.

1. Prinzipien zur Bestimmung von Frequenz und Amplitude der Schwingungen in einem rückgekoppelten Röhrengenerator.

Man beobachtet, daß die Schwingungen in einem Röhrengenerator mit Rückkopplung ungedämpft sind. Nachdem sich die Schwingungen nach dem Einschalten des Generators hochgeschaukelt haben, stellt sich ein stationärer Zustand ein, in dem sich Amplitude und Frequenz nicht mehr ändern. Die erste Frage einer Theorie des rückgekoppelten Generators ist daher folgende: Welche Bedingungen müssen erfüllt sein, damit sich Amplitude und Frequenz nicht ändern? Welche Amplitude und Frequenz stellt sich im stationären (eingeschwungenen) Zustande ein?

Das Prinzip der Rückkopplung ist in der Einleitung zum dritten Abschnitt bereits erläutert worden: Die Gitterspannung wird von der Schwingung im Arbeitskreis selbst in der Rückkopplungsspule induziert. Die Gitterspannung steuert den Anodenstrom und dieser erregt wieder die Schwingung im Arbeitskreise. Statt von der Schwingung im Arbeitskreise auszugehen und den

Fig. 108.



Kreislauf bei ihr wieder zu beenden, kann man als Anfangs- und Endpunkt auch die Gitterspannung oder den Anodenstrom wählen. Wir wollen letzteres tun.

Ist nun der Anodenstrom so groß, daß die von ihm erregte Arbeitskreisschwingung und die von dieser abhängige Gitterspannung in der Röhre gerade wieder einen Anodenstrom von gleicher Phase und Amplitude hervorruft, wie sie der ursprüngliche Anodenstrom hatte, von dem wir ausgingen, so wird sich der Schwingungszustand nicht ändern. Die Bedingung für den stationären Schwingungszustand lautet somit: *Der Anodenstrom muß über den Schwingungskreis, die Rückkopplung und die Röhre einen Anodenstrom hervorrufen, der dem ursprünglichen in Phase und Amplitude gleicht.*

Hat der erregte Anodenstrom eine größere Amplitude als der ursprüngliche, so werden sich die Schwingungen aufschaukeln. Der Anodenstrom liefert dann mehr Energie in den Arbeitskreis, als dort im Dämpfungswiderstand in Wärme umgesetzt wird.

Ist die Rückkopplung zu lose oder die Dämpfung im Arbeitskreis zu hoch, so wird die erregte Amplitude kleiner sein als die ursprüngliche. Der Leistungsverbrauch im Arbeitskreis wird nicht mehr durch den Nachschub aus der Röhre gedeckt. Die Schwingungen verklingen.

Als Bedingung zur Bestimmung der Amplitude der stationären Schwingung haben wir somit die Gleichheit der erregten und der ursprünglichen Amplitude oder die Gleichheit der gelieferten und der verbrauchten Leistung aufgefunden. Diese Bedingung sei als Amplituden- oder Leistungsbilanz bezeichnet.

Eine ähnliche Überlegung führt zur Bestimmung der Frequenz. Die Phase des Anodenstromes bestimmt die Phase der Arbeitskreisschwingung, diese die Phase der in der Rückkopplungsspule induzierten Gitterspannung und diese wieder (zusammen mit der Phase von \mathcal{E}_a) die Phase des Anodenstromes. Die Phasenverschiebungen zwischen \mathfrak{Z}_a und \mathfrak{Z}_L und zwischen \mathfrak{Z}_L und \mathcal{E}_g ändern sich mit der Frequenz, wie im nächsten Kapitel berechnet werden wird.

Eilt der erregte Anodenstrom dem ursprünglichen voraus, so kann die Frequenz nicht erhalten bleiben. Bei jeder Schwingung trifft die Erregung etwas zu zeitig ein. Jede folgende Schwingung wird der vorhergehenden etwas voraneilen müssen. Das

bedeutet aber nichts anderes als eine Verkürzung der Schwingungsdauer oder eine Erhöhung der Frequenz. Eilt die erregte Schwingung der ursprünglichen nach, so muß die Frequenz abnehmen. Sollen Schwingungen mit zeitlich sich nicht ändernder Frequenz entstehen, so muß die Phase des vom ursprünglichen Anodenstrom über Arbeitskreis, Rückkopplung und Röhre erregten Anodenstromes mit der Phase des ursprünglichen gerade übereinstimmen. Diese Bedingung sei als Phasenbilanz bezeichnet.

Damit haben wir die Bedingungen zur Bestimmung von Amplitude und Frequenz einer stationären Schwingung im Röhrengenerator aufgestellt:

Die Amplitude der stationären Schwingung wird durch die Amplituden- oder Leistungsbilanz, die Frequenz durch die Phasenbilanz bestimmt.

2. Bestimmung der Frequenz für einige Schaltungen.

1. Beispiel: Für die Schaltung Fig. 108, S. 100 erfüllt die Frequenz

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{(L + L_1 + L_2)C}}$$

unabhängig von der Größe der beiden gleichen Dämpfungswiderstände R die Phasenbilanz, d. h. die Phasen von \mathfrak{Z}_a , \mathfrak{C}_a und \mathfrak{C}_g sind gleich. (Die Rückwirkung des Gitterstromes und die Röhrenkapazität wird vernachlässigt.) Dies zeigt folgende Rechnung:

Um die Gleichheit der Phase zweier Schwingungen nachzuweisen, bilden wir den Quotienten ihrer komplexen Amplituden. Ist dieser Quotient reell, so sind die Schwingungen in Phase.

Beweis dieses Satzes: Wir betrachten zwei Schwingungen

$$a = A \cos(\omega t + \varphi) = A \varepsilon^{j(\omega t + \varphi)} = A \varepsilon^{j\varphi} \varepsilon^{j\omega t} = \mathfrak{A} \varepsilon^{j\omega t},$$

$$b = B \cos(\omega t + \psi) = B \varepsilon^{j(\omega t + \psi)} = B \varepsilon^{j\psi} \varepsilon^{j\omega t} = \mathfrak{B} \varepsilon^{j\omega t},$$

wobei A und B reelle, \mathfrak{A} und \mathfrak{B} die komplexen Amplituden sind. Wenn a und b in Phase sind, muß $\varphi - \psi = 0$ sein.

Der Quotient der komplexen Amplituden wird dann

$$\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{B}} = \frac{A \varepsilon^{j\varphi}}{B \varepsilon^{j\psi}} = \frac{A}{B} \varepsilon^{j(\varphi - \psi)} = \frac{A}{B} = \text{reell.}$$

Ausführung der Phasenuntersuchung nach diesem Gedanken:

a) Phase zwischen \Im_a und \mathfrak{E}_a . Wir gehen wieder von den Kirchhoffschen Stromverzweigungsgleichungen aus:

$$\Im_a = \Im_L + \Im_C; \quad \Im_L = \frac{\mathfrak{E}_a}{R + j\omega(L + L_1)};$$

$$\Im_C = \frac{\mathfrak{E}_a}{R + j\omega\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right)}.$$

Eliminiert man \Im_L und \Im_C , so erhält man:

$$\frac{\Im_a}{\mathfrak{E}_a} = \frac{2R + j\omega(L_1 + L) + j\omega\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right)}{R^2 + Rj\omega(L + L_1) + Rj\omega\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right) - \omega^2(L_1 + L)\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right)}.$$

Setzt man hierin

$$\omega^2 = \frac{1}{(L + L_1 + L_2)C}$$

ein, so erhält man:

$$\frac{\Im_a}{\mathfrak{E}_a} = \frac{2R}{R^2 - \omega^2(L + L_1)\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right)} = \text{reell.}$$

\Im_a und \mathfrak{E}_a haben also gleiche Phase.

b) Phase zwischen \mathfrak{E}_g und \mathfrak{E}_a . Da beide Gegeninduktivitäten gleich L_{1g} sein sollen (vgl. S. 100, Zeile 18), so ist

$$\mathfrak{E}_g = j\omega L_{1g}(\Im_L - \Im_C)$$

$$= j\omega L_{1g} \mathfrak{E}_a \left\{ \frac{1}{R + j\omega(L + L_1)} - \frac{1}{R + j\omega\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right)} \right\}$$

$$\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a} = \frac{j\omega L_{1g} \left\{ j\omega\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right) - j\omega(L + L_1) \right\}}{R^2 - \omega^2(L + L_1)\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right)} = \text{reell.}$$

Auch die Phasen von \mathfrak{E}_a und \mathfrak{E}_g sind demnach gleich. Die Frequenz

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{(L + L_1 + L_2)C}}$$

erfüllt somit die Phasenbilanz, sie ist die Frequenz einer stationären Schwingung.

2. Beispiel: Ein nach Fig. 86 geschalteter Generator¹⁾ sei unterspannt betrieben. Die Klemmenspannung an den Enden der Rückkopplungsspule, die Gitterspannung, ist dann sehr genau gleich der in der Gitterspule induzierten EMK. Denn der Gitterstrom ist sehr klein (etwa $10^{-5} \mathfrak{S}_L$) und der induktive Spannungsfall $j\omega L_g \mathfrak{S}_g$ auch bei sehr genauen Rechnungen zu vernachlässigen.

Wenn die Phasenverschiebung zwischen \mathfrak{E}_g und \mathfrak{E}_a Null ist, so hat auch der von der Röhre gelieferte Anodenstrom \mathfrak{S}_a keine Phasenverschiebung gegen \mathfrak{E}_a und \mathfrak{E}_g , wie aus der Konstruktion der Diagramme 104 und 105 hervorgeht. Damit die Phasenbilanz erfüllt ist, muß der Spannungsabfall \mathfrak{E}_a des Anodenstromes \mathfrak{S}_a über den Arbeitskreis mit \mathfrak{S}_a in Phase sein. $\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{S}_a}$ muß reell werden. Die Bedingung zur Berechnung der sich einstellenden Frequenz ω lautet also:

$$\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{S}_a} = \frac{L}{C} (1 + j\omega RC) = \text{reell},$$

$$\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{S}_a} = \frac{L}{R + j\omega L \left[1 - \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \right]}$$

wobei $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

Setzt man hierin $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ und entwickelt man nach $\delta\omega$, so erhält man

$$\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{S}_a} = \frac{L}{CR} \cdot \frac{1 + j\omega CR}{1 + 2j \frac{\delta\omega L}{R}}$$

$$= \frac{L}{CR} \frac{1 + j \left(\omega CR - 2 \frac{\delta\omega L}{R} \right) + 2\omega\delta\omega LC}{1 + \left(\frac{2\delta\omega L}{R} \right)^2} = \text{reell}$$

oder $\omega CR - 2\delta\omega \frac{L}{R} = 0$

oder $\frac{2\delta\omega}{\omega} = R^2 \frac{C}{L} = \frac{R^2}{4L^2} 4LC$.

¹⁾ Liegt der Dämpfungswiderstand wie in Fig. 85, so ist die Senderfrequenz unabhängig von der Dämpfung $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

Setzt man $LC = \frac{1}{\omega^2} = \frac{1}{(2\pi\nu)^2}$; $\frac{R}{2L} = \delta$ und $d = \frac{\delta}{\nu}$ ein, so erhält man:

$$\frac{2\delta\omega}{\omega} = \frac{\delta^2 \cdot 4}{\nu^2 \cdot 4\pi^2} = \left(\frac{d}{\pi}\right)^2.$$

Ist z. B. $d = 0,03$, so ist $\delta\omega = \frac{\omega}{2} \cdot 10^{-4}$.

Beim Schwebungsempfang einer Welle von 10^6 Schwingungen pro Sekunde ($\lambda = 300$ m) mit dem Schwebungston 500/sec würde sich der Ton durch Vergrößerung der Dämpfung von 0 auf 0,03 etwa um einen ganzen Ton ändern.

Es sei noch besonders darauf hingewiesen, daß die Frequenz des Röhrensenders der Eigenfrequenz des gedämpften Arbeitskreises nicht gleicht. Letztere ist niedriger als die Resonanzfrequenz ω_0 , während die Frequenz des Röhrensenders höher ist.

3. Beispiel: Viel ungünstiger liegen die Verhältnisse bei überspanntem Betrieb. Um dies zu erläutern, wollen wir den Einfluß des Gitterstromes auf die Frequenz studieren.

Es sei L_g zu 10^{-4} Henry, die Gitterstromamplitude zu $\Im_g = 0,05$ Amp., die Gitterspannungsamplitude zu $\mathcal{E}_g = 100$ Volt, die Frequenz $\omega_0 = 10^6$ /sec gegeben. Welche Frequenz $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ stellt sich ein?

Der Gitterstrom erregt dann in der Gitterspule einen induktiven Spannungsabfall

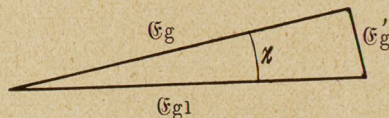
$$\mathcal{E}'_g = \omega L_g \Im_g = 10^6 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \cdot 10^{-2} = 5 \text{ Volt.}$$

\mathcal{E}'_g steht auf der Gitterspannung senkrecht, da die Elektronenstrecke Glühdraht—Gitter wie ein Ohmscher Widerstand wirkt.

Es besteht also zwischen der induzierten Spannung \mathcal{E}_{g1} und der Gitterspannung \mathcal{E}_g eine Phasenverschiebung χ

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{(\mathcal{E}'_g)}{\mathcal{E}_{g1}} = -\frac{5}{100}.$$

Fig. 109.



Nun sind aber \mathcal{E}_{g1} und \mathcal{E}_a von demselben Magnetfeld induziert, liegen also in Phase¹⁾. Daher ist die Phasenverschiebung χ gleich der Phasenverschiebung φ zwischen \mathcal{E}_g und \mathcal{E}_a .

¹⁾ Ein Ohmscher Widerstand im Spulenzweig des Arbeitskreises war nicht angenommen, sonst würde zwischen \mathcal{E}_{g1} und \mathcal{E}_a noch eine Phasenverschiebung $\operatorname{tg} \xi = \frac{R}{\omega L}$ in Rechnung zu setzen sein.

Aus den Diagrammen Fig. 106 sei abgegriffen:

$$\operatorname{tg} \psi = 3 \operatorname{tg} \varphi = -0,15.$$

Die Phasenverschiebung ψ zweier Schwingungen a und b berechnet sich durch:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\text{Imaginärer Teil von } \mathfrak{A}/\mathfrak{B}}{\text{Reeller Teil von } \mathfrak{A}/\mathfrak{B}}.$$

$$\begin{aligned} \text{Beweis: } a &= A \cos(\omega t + \alpha) = \text{Reell } A \varepsilon^{j\alpha} \varepsilon^{j\omega t} = \mathfrak{A} \varepsilon^{j\omega t}, \\ b &= B \cos(\omega t + \beta) = \text{Reell } B \varepsilon^{j\beta} \varepsilon^{j\omega t} = \mathfrak{B} \varepsilon^{j\omega t}. \end{aligned}$$

$$\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{B}} = \frac{A \varepsilon^{j\alpha}}{B \varepsilon^{j\beta}} = \frac{A}{B} \varepsilon^{j(\alpha-\beta)} = \frac{A}{B} [\cos(\alpha-\beta) + j \sin(\alpha-\beta)].$$

$$\text{Reell } \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{B}} = \frac{A}{B} \cos(\alpha-\beta);$$

$$\text{Imaginär } \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{B}} = \frac{A}{B} \sin(\alpha-\beta).$$

$$\operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg}(\alpha-\beta) = \frac{A/B \cdot \sin(\alpha-\beta)}{A/B \cdot \cos(\alpha-\beta)} = \frac{\text{Imag } \mathfrak{A}/\mathfrak{B}}{\text{Reell } \mathfrak{A}/\mathfrak{B}}.$$

Zur Bestimmung der sich einstellenden Frequenz ω erhalten wir somit die Gleichung:

$$-0,15 = \operatorname{tg} \psi = \frac{\text{Imag } \mathfrak{G}_a/\mathfrak{S}_a}{\text{Reell } \mathfrak{G}_a/\mathfrak{S}_a}.$$

Zunächst ist $\mathfrak{G}_a/\mathfrak{S}_a$ zu berechnen und in reellen und imaginären Teil zu zerlegen:

$$\begin{aligned} \frac{\mathfrak{G}_a}{\mathfrak{S}_a} &= \frac{j\omega L \left(\frac{1}{j\omega C} + R \right)}{j\omega L + \frac{1}{j\omega C} + R} \\ &= \frac{L}{CR} \frac{1 + j\omega CR}{1 + j\omega \frac{L}{R} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC} \right)}. \end{aligned}$$

Wenn man $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$, $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ und $\frac{R}{2L} = \delta$ einsetzt, so erhält man

$$\frac{\mathfrak{G}_a}{\mathfrak{S}_a} = \frac{L}{CR} \cdot \frac{1 + j\omega CR}{1 + j \frac{\delta\omega}{\delta}}.$$

Setzt man noch $\omega CR = \frac{R}{\omega L} = \frac{\delta}{\pi \nu} = \frac{d}{\pi}$ ein, so erhält man

$$\frac{\mathfrak{G}_a}{\mathfrak{S}_a} = \frac{L}{CR} \cdot \frac{1 + j \left(\frac{d}{\pi} - \frac{\delta \omega}{\delta} \right) + \frac{d \delta \omega}{\pi \delta}}{1 + \left(\frac{\delta \omega}{\delta} \right)^2}$$

$$= \frac{L}{CR} \left[\left(1 + \frac{2 \delta \omega}{\omega} \right) + j \left(\frac{d}{\pi} - \frac{2 \delta \omega \pi}{\omega d} \right) \right].$$

Vernachlässigt man $\frac{\delta \omega}{\omega}$ neben 1, so erhält man

$$\text{Reell } \frac{\mathfrak{G}_a}{\mathfrak{S}_a} = \frac{L}{CR} \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta \omega}{\delta} \right)^2};$$

$$\text{Imaginär } \frac{\mathfrak{G}_a}{\mathfrak{S}_a} = \frac{L}{CR} \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta \omega}{\delta} \right)^2} \left(\frac{d}{\pi} - \frac{2 \delta \omega \pi}{\omega d} \right).$$

Setzt man diese Werte ein, so erhält man als Gleichung zur Berechnung von ω bzw. $\delta \omega$:

$$-0,15 = \text{tg } \psi = \frac{\text{Imag } \mathfrak{G}_a / \mathfrak{S}_a}{\text{Reell } \mathfrak{G}_a / \mathfrak{S}_a} = \frac{d}{\pi} - \frac{2 \delta \omega \pi}{\omega d};$$

$$\delta \omega = \frac{\omega}{2} \left[\left(\frac{d}{\pi} \right)^2 - 0,15 \frac{d}{\pi} \right] \approx \frac{\omega_0}{2} \left[\left(\frac{d}{\pi} \right)^2 - 0,15 \frac{d}{\pi} \right].$$

Setzt man die Zahlenwerte des vorigen Beispiels: $\frac{d}{\pi} = 0,01$ ein, so erhält man

$$\delta \omega = \frac{\omega_0}{2} (10^{-4} - 15 \cdot 10^{-4}) = -7 \cdot 10^{-4} \omega_0.$$

Wie die Zahlenwerte zeigen, ist die eingeführte Vernachlässigung $\frac{\delta \omega}{\omega} \ll 1$ durchaus zulässig.

Während im Falle der unterspannten Röhre die Frequenz infolge der einseitigen Lage des Dämpfungswiderstandes im Arbeitskreis größer als die Resonanzfrequenz ω_0 war, ist sie bei über-

spannter Röhre infolge des induktiven Spannungsfalles in der Gitterspule kleiner als ω_0 .

Die Stabilitäten der ermittelten Frequenzen lassen sich leicht nachweisen. Man berechne zu diesem Zwecke die Phasenverschiebung $d\chi$ zwischen dem ursprünglichen und dem erregten Anodenstrom, wenn sich ω um $d\omega$ ändert. Man findet — die Rechnung ist im Jahrbuch für drahtlose Telegraphie, Bd. 14, S. 326 bis 360, durchgeführt —, daß der erregte Anodenstrom dem ursprünglichen nachhinkt, wenn $d\omega$ positiv ist. Die um $d\omega$ vergrößerte Frequenz fällt, eine um $d\omega$ verkleinerte steigt wieder. Die ermittelte Frequenz ist stabil.

3. Bestimmung der Amplitude; Stabilität der Amplitude.

Die Amplitude der stationären ungedämpften Schwingung wird durch die Amplitudenbilanz bedingt: Die erregte Anodenstromamplitude \mathfrak{A}'_a muß der ursprünglichen \mathfrak{A}_a gleichen.

Das ursprüngliche \mathfrak{A}_a erregt über dem Arbeitskreise in der Rückkopplungsspule die Gitterspannung \mathfrak{E}_g , letztere steuert den die Röhre durchfließenden erregten Anodenstrom \mathfrak{A}'_a .

Den Zusammenhang zwischen dem ursprünglichen \mathfrak{A}_a und dem erregten \mathfrak{E}_g können wir berechnen, die Größe des von dem berechneten \mathfrak{E}_g gesteuerten \mathfrak{A}'_a können wir aus der Schwingkennlinie, deren Parameter dem gegebenen $\frac{L}{CR}$ gleich, ablesen.

Der Vergleich von \mathfrak{A}_a und \mathfrak{A}'_a zeigt dann, ob die Schwingung an- oder verklingt. Letzteres z. B. ist der Fall, wenn $\mathfrak{A}'_a < \mathfrak{A}_a$. Zunächst die Berechnung des erregten \mathfrak{E}_g :

$$\mathfrak{E}_g = \mathfrak{E}_a \frac{L_{1g}}{L_1}; \quad \mathfrak{E}_a = \mathfrak{A}_a \mathfrak{R} = \mathfrak{A}_a \frac{L}{CR}; \quad \mathfrak{E}_g = \mathfrak{A}_a \frac{L_{1g}}{CR}.$$

Im Schwingkennliniendiagramm Fig. 110 a ist dieser Zusammenhang zwischen \mathfrak{A}_a und \mathfrak{E}_g durch die strichpunktierte Gerade dargestellt. Außerdem ist in Fig. 110 a die Schwingkennlinie mit dem Parameter $\mathfrak{R} = \frac{L}{CR}$ und eine Reihe von Amplituden eingezeichnet:

$$\begin{array}{lll} 10 - 1 = \mathfrak{A}_{a1}, & 10 - 1' = \mathfrak{A}'_{a1}, & \mathfrak{A}'_{ast1} = \mathfrak{A}_{ast1}, \\ 20 - 2 = \mathfrak{A}_{a2}, & 20 - 2' = \mathfrak{A}'_{a2}, & \\ 30 - 3 = \mathfrak{A}_{a3}, & 30 - 3' = \mathfrak{A}'_{a3}, & \mathfrak{A}'_{ast2} = \mathfrak{A}_{ast2}, \\ 40 - 4 = \mathfrak{A}_{a4}, & 40 - 4' = \mathfrak{A}'_{a4}, & \end{array}$$

Ob die einzelnen Schwingungen mit den Amplituden \mathfrak{A}_{a_1} , \mathfrak{A}_{a_2} , $\mathfrak{A}_{a_3} \dots$ zu- oder abnehmen, ist durch einen Blick auf das Diagramm zu beurteilen. Für Amplituden zwischen Null und I (z. B. \mathfrak{A}_{a_1}) und jenseits II (z. B. \mathfrak{A}_{a_4}) ist die ursprüngliche Schwingung größer als die erregte. Die Schwingungen verklingen. Schwingungen mit zwischen I und II liegenden Amplituden schaukeln sich auf.

Die Ordinaten der Schnittpunkte der Schwingkennlinie mit der strichpunktierten Geraden $\mathfrak{A}_a = \mathfrak{G}_g \frac{CR}{L_{1g}}$ sind stationäre Anodenstromamplituden. Für sie ist die Amplitudenbilanz $\mathfrak{A}_{ast} = \mathfrak{A}'_{ast}$ erfüllt.

Um die Stabilität der beiden stationären Schwingungen \mathfrak{A}_{ast_1} und $\mathfrak{A}_{ast_{II}}$ zu beurteilen, überlege man, ob die benachbarten Schwingungen an- oder abklingen.

Wird durch einen zufälligen kleinen Anstoß \mathfrak{A}_{ast_1} auf \mathfrak{A}_{a_2} vergrößert, so nimmt die Schwingung nicht wieder auf \mathfrak{A}_{ast_1} ab, sondern schaukelt sich weiter auf. Wird \mathfrak{A}_{ast} auf \mathfrak{A}_{a_1} verkleinert, so verklingt die Schwingung weiter. Der stationäre Zustand \mathfrak{A}_{ast_1} ist instabil.

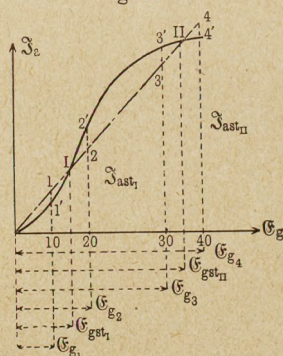
Analog kann man für \mathfrak{A}_{ast_2} die Stabilität nachweisen.

Der strichpunktierten Geraden sei der Name „Rückkopplungsgerade“ beigelegt, da sie den Zusammenhang zwischen \mathfrak{A}_a und \mathfrak{G}_g über Arbeitskreis und Rückkopplung darstellt, während die Schwingkennlinien den Zusammenhang zwischen \mathfrak{G}_g und \mathfrak{A}_a über die Röhre festlegen.

Als Vorschrift zur Konstruktion der Schwingungsamplitude beim rückgekoppelten Sender ergibt sich:

1. Nimm die Kreisfrequenz zu $\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ an.
2. Berechne $\mathfrak{R} = \frac{L}{CR}$ und die Neigung der „Rückkopplungsgeraden“ $\alpha = \text{arc cotg} \frac{L_{1g}}{CR}$.

Fig. 110 a.

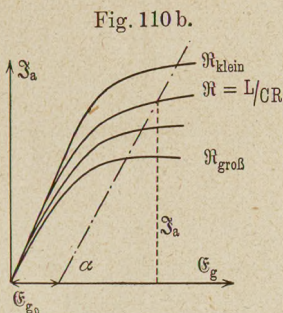


3. Zeichne die Rückkopplungsgerade in das Schwingkennlinien-Diagramm ein. Die Ordinate ihres Schnittpunktes mit der Schwingkennlinie für den Parameter $\Re = \frac{L}{CR}$ ist die gesuchte Amplitude \mathfrak{A}_a .

4. Sind mehrere Schnittpunkte vorhanden, so ist der größte \mathfrak{A}_a -Wert stabil.

Ist neben der Selbsterregung auch noch eine gleichphasige Fremderregung \mathfrak{E}_{g_0} vorhanden, wie z. B. beim Schwingaudion (rückgekoppelten Audionempfänger), so sind beide Konstruktionen, die eben geschilderte und die des § 3 zu kombinieren.

Die Rückkopplungsgerade ist dann nicht durch den Nullpunkt, sondern durch den Endpunkt der Abszisse \mathfrak{E}_{g_0} zu legen [Fig. 110 b¹⁾]. Die Konstruktion der Amplitude für Fremderregung ($\alpha = \text{arc cotg } 0 = 90^\circ$) und für Rückkopplung ohne Fremderregung ($\mathfrak{E}_{g_0} = 0$) erscheinen dann als Spezialfälle.



Nachdem man \mathfrak{A}_a ermittelt hat, folgt die Konstruktion der i_a - t -Kurve, des mittleren Anodenstromes \bar{i}_a , die Berechnung von N_a , N_B und η wie früher. Die Angaben über den Grenzwiderstand bleiben bestehen. Analog zur Grenzgitterspannung kann man eine Grenzurückkopplung definieren.

Als Vorschrift zur experimentellen Aufnahme der Schwingkennlinien ergibt sich: Eiche zunächst die Rückkopplung (L_{1g} als Funktion der Stellung der Rückkopplungsspule), bestimme C mit der Kapazitätsmeßbrücke, die Frequenz ω , L und das Dämpfungs-

1) Die Fig. 110 b erinnert an ein Diagramm, das man zur Konstruktion der magnetischen Induktion einer sich selbst erregenden Hauptschlußdynamo benutzt. Man braucht nur an Stelle der Schwingkennlinie die Magnetisierungskurve, an Stelle von \mathfrak{A}_a die Induktion \mathfrak{B} , an Stelle von \mathfrak{E}_g die Amperewindungszahl des Feldes bzw. \mathfrak{H} , statt \mathfrak{E}_{g_0} die dem remanenten Magnetismus entsprechende Feldstärke \mathfrak{H}_0 einzusetzen. $\text{cotg } \alpha$ erhält den Wert

$$\frac{\mathfrak{H}}{\mathfrak{B}} = \frac{l r \omega 0,4 \pi z_a z_f}{R L \pi},$$

wobei l = Länge der Ankerdrähte, L = Länge des auf Eisen umgerechneten magnetischen Weges, r = Radius des Ankers, ω = Winkelgeschwindigkeit, z_a , z_f = Zahl der Anker- bzw. Feldwindungen, R der Ohmsche Widerstand von Anker- und Feldwicklung ist.

dekrement d mit dem Wellenmesser. Dann miß den Strom \mathfrak{I}_L im Schwingungskreis für verschiedene L_{1g} -Werte. Berechne die zusammengehörigen \mathfrak{I}_a - und $\text{tg } \alpha$ -Werte aus den Gleichungen:

Anodenstromamplitude

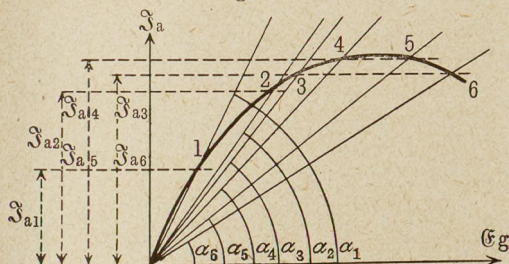
$$\mathfrak{I}_a = \mathfrak{I}_L \frac{d}{\pi};$$

Steilheit der Rückkopplungsgeraden

$$\text{tg } \alpha = \frac{CR}{L_{1g}} = \frac{2CL}{L_{1g}} \frac{R}{2L} = \frac{2\delta}{\omega^2 L_{1g}} = \frac{d}{\pi \omega L_{1g}}.$$

Dann trage $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3 \dots$ und die zugehörigen $\mathfrak{I}_{a1}, \mathfrak{I}_{a2}, \mathfrak{I}_{a3} \dots$ in \mathfrak{I}_a - \mathfrak{G}_g -Diagramm ein. Die Schnittpunkte 1, 2, 3 ... sind dann Punkte der Schwingkennlinie.

Fig. 111.



4. Einfluß der Rückkopplung auf die Oberschwingungen.

Wie in § A₂ 12 gezeigt, haben die Oberschwingungen bei sinusförmiger Gitterspannung ihren Grund lediglich in der Krümmung der Kennlinie. Beim rückgekoppelten Generator tritt hierzu ein zweiter Grund: Bereits die Gitterspannung ist nicht frei von Oberwellen. Letztere werden durch die Rückkopplung von den Oberwellen des Hochfrequenzstromes im Arbeitskreis erregt. Jede Rückkopplung verstärkt die Oberwellen.

In den Figuren 69 bis 76 waren verschiedene Ausführungsformen des Rückkopplungsgedankens angegeben. Bei der Wahl der Art der Rückkopplung ist darauf Rücksicht zu nehmen, daß die Verstärkung der Oberschwingungen möglichst gering bleibt.

Am ungünstigsten ist in dieser Hinsicht die Spannungsteilerschaltung (Fig. 71). Die Gitterspannung wird über einer Spule abgezweigt, d. h. über einem Blindwiderstand, der für die Ober-

wellen um ein Vielfaches höher ist, wie für die Grundwelle. Dazu liegt diese Spule auch noch im Kapazitätszweig des Arbeitskreises, durch den die Oberwellen vorwiegend ihren Weg nehmen.

Die Schaltung Fig. 69 mit getrennter Rückkopplungsspule benutzt zwar auch die an sich ungünstige induktive Kopplung. Die Gitterspannung wird aber wenigstens von dem oberwellenfreieren \mathfrak{S}_L erregt.

Einen wesentlichen Fortschritt stellt die von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie eingeführte kapazitive Rückkopplung dar (Fig. 70). Der oberwellenfreie Strom \mathfrak{S}_L erzeugt die Gitterspannung an einer Kapazität, einem Blindwiderstand, der mit wachsender Frequenz fällt.

Fig. 112.

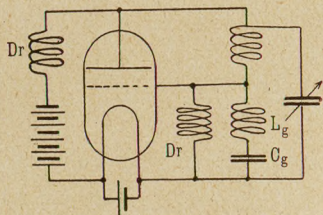
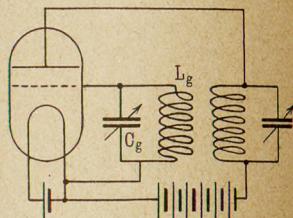


Fig. 113.



Am schwächsten bilden sich die Oberwellen bei der Huthschen Schaltung (Fig. 73) aus, denn hier ist der Arbeitskreis recht lose nur durch die Röhrenkapazität mit dem schwach gedämpften, auf die Grundwelle fast abgestimmten Gitterschwingungskreis gekoppelt.

Die wirksamsten Mittel zur Unterdrückung der Oberschwingungen sind auch beim rückgekoppelten Sender die in § A₂ 12 angegebenen: a) schwach gedämpfter Zwischenkreis, b) unterspannter Betrieb der Röhre durch lose Rückkopplung, c) positive Gittervorspannung oder großer Durchgriff.

Gleicht man in Schaltung Fig. 112 und 113 C_g und L_g so ab, daß für die Oberwellen $\omega L_g > \frac{1}{\omega C_g}$, so erhält man für die Oberwellen eine negative Rückkopplung und damit die Möglichkeit, die Oberwellen zu unterdrücken.

5. Bedingungen für das Einsetzen und Aussetzen der Schwingungen.

Für negative Gittervorspannungen hat die Schwingkennlinie den Verlauf der Fig. 115 u. 116. Bei kleinen Gitterspannungsamplituden steigt sie schwach an, da der Stromspannungspunkt sich dann

auf dem flach ansteigenden Teile der Kennlinie bewegt. Solange die Gitterspannungsamplitude kleiner als die Gittervorspannung E_g ist, ist der Anodenstrom und damit auch \mathfrak{I}_a überhaupt Null. Die Schwingenlinie verlief dann bis zum Werte $\mathcal{G}_g = E_g$ auf der Abszisse ¹⁾ (vgl. Fig. 115).

Ist die Rückkopplung so lose, daß die Rückkopplungsgerade steiler als die Tangente I (vgl. Fig. 116) liegt, so verklingt jede Schwingung, wie groß auch ihre Anfangsamplitude war. Ungedämpfte Schwingungen kommen nicht zustande. Liegt die Rückkopplungsgerade zwischen den beiden Tangenten I und II — sie

Fig. 114.

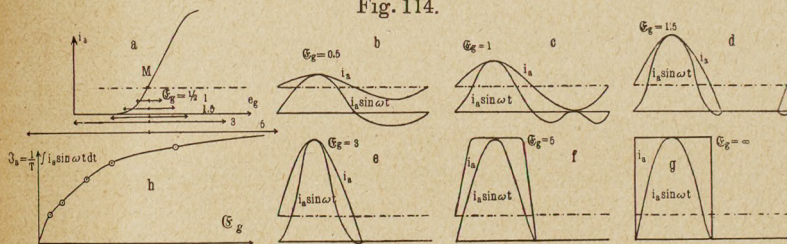
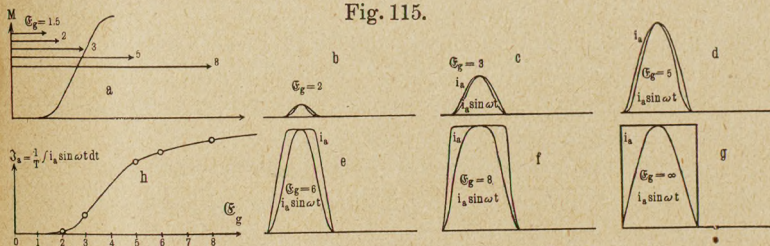


Fig. 115.



sei z. B. durch III dargestellt —, so entsteht eine ungedämpfte Schwingung mit der Amplitude \mathfrak{I}_{a3} , wenn die Anfangserregung größer als \mathfrak{I}'_{a3} war. Kleinere Anfangserregungen verklingen. Steigert man die Festigkeit der Rückkopplung so weit, daß die Rückkopplungsgerade flacher als die Tangente im Nullpunkt II liegt, so genügt der kleinste Anstoß zur Erregung einer Schwingung mit der Amplitude \mathfrak{I}_{a2} . Der Generator erregt sich dann selbst.

Stellt man die Rückkopplung langsam fester und fester, so beginnt die Selbsterregung, wenn die Neigung der Rückkopplungs-

¹⁾ Das gilt unter der Voraussetzung sehr kleinen Durchgriffes. Bei größerem Durchgriff erhebt sich die Schwingenlinie schon bei kleineren \mathcal{G}_g -Werten von der Abszissenachse.

geraden die Neigung der Tangente an die Schwingkennlinie im Nullpunkt unterschreitet. Der Anodenstrom springt dann sofort auf den Wert \mathfrak{S}_{a_2} hoch.

Arbeitet man mit positiver Gittervorspannung, so hat die Schwingkennlinie ihre größte Steilheit im Nullpunkt (vgl. Fig. 114 und 117). Die Amplitude \mathfrak{S}_a wächst mit fester werdender Rückkopplung stetig von Null an.

Fig. 116.

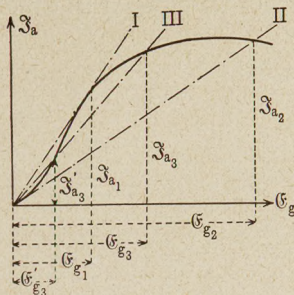
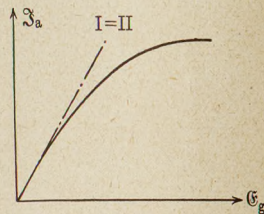


Fig. 117.



Die Diagramme Fig. 114 bis 117 zeigen schließlich, daß die Bedingungen für das Selbsterregen und das Aussetzen einmal angestoßener Schwingungen nicht identisch zu sein brauchen (wichtig für drahtlose Telephonie!).

Im Nullpunkt fällt die Steilheit der Schwingkennlinie mit der Steilheit der Arbeitskurve

$$S_A = \frac{S}{1 + R_a S D}$$

zusammen. Die Bedingung der „Selbsterregung“ kann daher auch mathematisch formuliert werden:

$$\cotg \alpha = \frac{L_{1g}}{L} \Re_a \geq \frac{1}{S_A} = \frac{1 + \Re_a S D}{S} \quad \text{oder} \quad \frac{L_{1g}}{L} - D \geq \frac{1}{S \Re_a}$$

Bemerkung. Die häufig vorkommende Steilheit $\tan \alpha$ der Rückkopplungsgeraden kann physikalisch veranschaulicht werden, wenn man bedenkt, daß $\tan \alpha = \frac{\mathfrak{S}_a}{\mathfrak{U}_g}$ ist und der mittleren Steilheit der Arbeitskurve \bar{S}_A gleicht. Beim rückgekoppelten Generator hängt die mittlere Steilheit der Arbeitskurve nicht von der Steilheit der Kennlinien ab, sondern nur von L, C, R, L_{1g} . Die Schwingungen schaukeln sich so weit auf, bis die mittlere Steilheit der Arbeitskurve auf den Wert $\bar{S}_A = \frac{L_{1g}}{CR}$ gesunken ist.

6. Der Anlaufvorgang.

Das zeitliche Anwachsen der Amplitude vom Moment des Anstoßens bis zur Einstellung des stationären Zustandes, der Anlaufvorgang, kann mit Hilfe der Schwingkennlinien quantitativ verfolgt werden.

δ sei die prozentische Abnahme der Amplitude pro Zeiteinheit.

$$\delta = \frac{d\mathfrak{I}}{\mathfrak{I}dt}$$

Wäre δ konstant, so würde man, wie gewöhnlich, für die Amplitude

$$\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_0 e^{\delta t}$$

erhalten. Nun ist aber $\delta(\mathfrak{I})$ von \mathfrak{I} abhängig. Es nimmt mit wachsendem \mathfrak{I} ab und wird Null, wenn der stationäre Zustand erreicht ist. Es ist also

$$t = \int_0^{\mathfrak{I}} \frac{d\mathfrak{I}}{\mathfrak{I} \cdot \delta(\mathfrak{I})}$$

Wir beherrschen den Anlaufvorgang, wenn es gelingt, den Zusammenhang zwischen δ und \mathfrak{I}_L aufzustellen.

Ermittlung des Zusammenhanges zwischen δ und \mathfrak{I}_L .

Um die Abhängigkeit des δ von \mathfrak{I}_L zu erhalten, sind die drei Beziehungen zwischen δ und dem Kombinationswiderstand \mathfrak{R} , den der Arbeitskreis dem Anodenwechselstrom bietet, zwischen \mathfrak{R} und \mathfrak{I}_a und zwischen \mathfrak{I}_a und \mathfrak{I}_L aufzustellen und aus diesen Beziehungen \mathfrak{R} und \mathfrak{I}_a zu eliminieren.

a) Der Zusammenhang zwischen \mathfrak{R} und δ . Der komplexe Widerstand des Spulenzweiges des Arbeitskreises berechnete sich für kontinuierliche Schwingungen zu

$$\mathfrak{R}_1 = \frac{\mathfrak{G}_a \varepsilon^{j\omega t}}{\mathfrak{I}_a \varepsilon^{j\omega t}} = \frac{L \frac{d\mathfrak{I}_a \varepsilon^{j\omega t}}{dt} + R \mathfrak{I}_a \varepsilon^{j\omega t}}{\mathfrak{I}_a \varepsilon^{j\omega t}} = j\omega L + R.$$

Wir berechnen ihn für die anklingende Schwingung $i_a = \mathfrak{I}_a \varepsilon^{(\delta + j\omega)t}$ genau so.

$$\mathfrak{R}'_1 = \frac{\mathfrak{G}_a \varepsilon^{(\delta + j\omega)t}}{\mathfrak{I}_a \varepsilon^{(\delta + j\omega)t}} = \frac{L \frac{d\mathfrak{I}_a \varepsilon^{(\delta + j\omega)t}}{dt} + R \mathfrak{I}_a \varepsilon^{(j\omega + \delta)t}}{\mathfrak{I}_a \varepsilon^{(j\omega + \delta)t}}$$

$$\mathfrak{R}'_1 = (j\omega + \delta)L + R.$$

Der Widerstand des Kondensatorzweiges wird analog:

$$\Re_2 = \frac{1}{(j\omega + \delta)C},$$

und der Kombinationswiderstand \Re des ganzen Schwingungskreises

$$\Re = \frac{\Re_1 \cdot \Re_2}{\Re_1 + \Re_2} = \frac{(j\omega L + \delta L + R) \frac{1}{(j\omega + \delta)C}}{j\omega L + \delta L + R + \frac{1}{(j\omega + \delta)C}}.$$

Vernachlässigt man R neben ωL , δ neben ω und setzt man

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}, \quad \delta_r = \frac{R}{2L}$$

ein, so erhält man

$$\Re = \frac{1}{2C(\delta + \delta_r)}; \quad \delta = \frac{1}{2C\Re} - \delta_r.$$

b) Zusammenhang zwischen \Im_L und \Im_a .

$$\mathcal{E}_a = \Im_L [(j\omega + \delta)L + R] \approx \Im_L j\omega L,$$

$$\mathcal{E}_a = \Im_a \Re.$$

Also

$$\Im_L = \Im_a \frac{\Re}{j\omega L}.$$

c) Der Zusammenhang zwischen \Im_a und \Re ist aus dem Schwingkennliniendiagramm abzugreifen. Zu diesem Zwecke sind in Fig. 118 a die Schwingkennlinien für $\Re = 1000$ Ohm, 2000 Ohm, 3000 Ohm und die zugehörigen Rückkopplungsgeraden mit den Steilheiten $\operatorname{tg} \alpha = \frac{L}{L_{1g}\Re} = \frac{L}{L_{1g}1000}, \frac{L}{L_{1g}2000}, \frac{L}{L_{1g}3000}$ usw. eingezeichnet.

Die Schnittpunkte 1, 2, 3 der Rückkopplungsgeraden mit den zugehörigen Schwingkennlinien geben den zu der betreffenden Anodenstromamplitude \Im_a gehörigen \Re -Wert an, aus dem ja die Aufschaukelgeschwindigkeit δ ermittelt werden soll, mit der der Sender weiter anklingt, wenn er den Anodenstrom \Im_a erreicht hat. Der auf diese Weise graphisch gefundene Zusammenhang zwischen \Im_a und \Re ist in Fig. 118 b (\Im_a -Kurve) aufgetragen. Ferner sind nach der Formel

$$\Im_L = \frac{\Im_a \Re}{\omega L} \quad (\text{Punkt b})$$

die zugehörigen \mathfrak{I}_L -Werte berechnet und als \mathfrak{I}_L -Kurve ebenfalls in Fig. 118 b eingetragen. (Das Verhältnis der Maßstäbe von \mathfrak{I}_L und \mathfrak{I}_a ist π/d .) In Fig. 118 c ist der durch die Formel

$$\delta = \frac{1}{2C\mathfrak{H}} - \delta_r \quad (\text{Punkt a})$$

gegebene Zusammenhang von \mathfrak{H} und δ aufgezeichnet. Die Elimination von \mathfrak{H} geschieht durch Konstruktion der Kurven 118 d aus

Fig. 118 a.

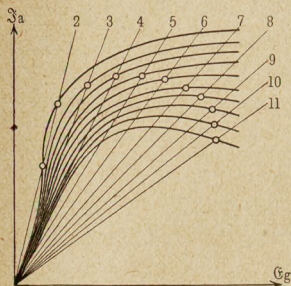


Fig. 118 b.

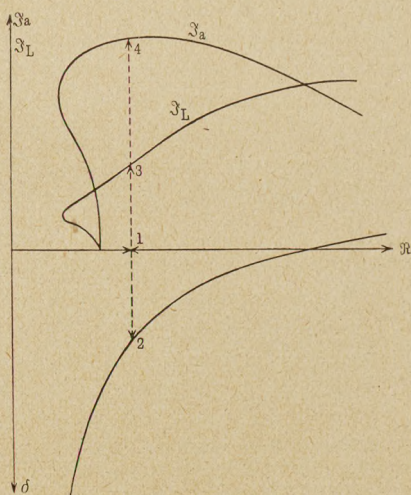


Fig. 118 d.

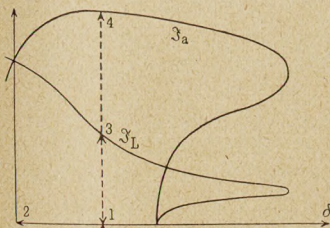


Fig. 118 c.

118 b und c. Die Ordinaten 12, 13, 14 in Fig. 118 b und c gleichen der Abszisse 12 und den Ordinaten 13 und 14 in Fig. 118 d.

Schließlich ist in Fig. 118 e die $\frac{1}{\mathfrak{I}_L \cdot \delta}$ - \mathfrak{I}_L -Kurve und in Fig. 118 f die \mathfrak{I}_L - t -Kurve durch Planimetrieren gefunden. Die Abszisse t_1 (Fig. 118 f) gleich zahlenmäßig der schraffierten Fläche Fig. 118 e.

Den klarsten Einblick in den Aufschaukelvorgang gibt wohl Fig. 118 d. Sie zeigt die Abnahme der Aufschaukelgeschwindigkeit δ mit wachsender Stromamplitude \mathfrak{I}_L , bis im stationären Zustand $\delta = 0$ und die größte Stromamplitude \mathfrak{I}_{L0} erreicht ist. Der anfängliche Anstieg von δ liegt an der Aufwärtskrümmung der

Schwingkennlinie. Bei positiver Gittervorspannung würde diese Aufwärtskrümmung und der Anstieg von δ wegfallen.

\mathfrak{S}_a erreicht seinen größten Wert, bevor sich der stationäre Zustand eingestellt hat. Das liegt daran, daß wir einen überspannt arbeitenden Generator als Beispiel gewählt haben. Bei unterspanntem Generator würde auch die \mathfrak{S}_a -Kurve bis zum stationären Zustand weiter steigen.

Fig. 118 e.

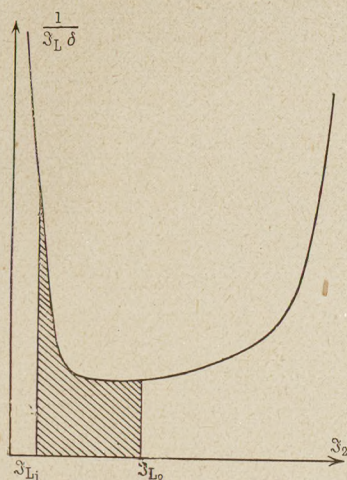


Fig. 118 f.

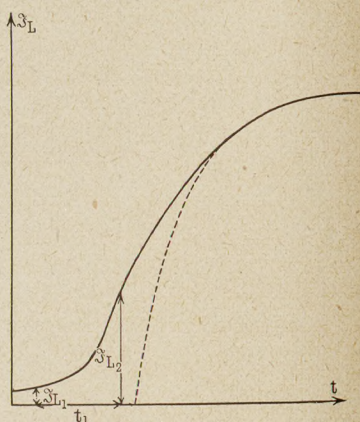


Fig. 118 f zeigt, daß ein Röhrengenerator anfänglich sehr langsam anschwingt und erst in der Nähe des stationären Zustandes sich wie ein anklingender Resonanzkreis verhält. Die Anklingkurve eines Resonanzkreises

$$\mathfrak{S}_L = \mathfrak{S}_{L0}(1 - e^{-at})$$

ist als Vergleich gestrichelt eingezeichnet.

7. Maschinen- und Gleichrichtergeräusche als Folge von Spannungs- und Kapazitätsschwankungen; Mittel zu ihrer Abschwächung.

Beim Empfang einer ungedämpften Welle mit Detektor und Telephon sollte nichts zu hören sein; denn ein von einer Welle mit konstanter Amplitude erregter Detektor liefert einen Gleichstrom. Die Telephonmembran wird beim Einschalten des Senders einmal angezogen, sie wird einmal knacken, muß aber dann,

solange der Sender arbeitet, still in ihrer neuen Gleichgewichtslage stehen bleiben.

Stellt man die Betriebsspannung mit einer Hochspannungsbatterie her, so ergibt sich das erwartete Resultat. Die ungedämpfte Welle ist nicht zu hören.

Benutzt man als Hochspannungsquelle für den Sender eine Gleichstromdynamomaschine oder einen Gleichrichter, so tritt im Empfänger ein Ton auf.

Es liegt nahe, als Ursache dieses Tones unvollkommene Gleichrichtung zu vermuten. Um den Ton zu vermeiden, sind die noch vorhandenen Spannungsschwankungen abzudrosseln. Das kann durch ein System von Drosseln und Kapazitäten erreicht werden (Fig. 119). Man kann auch eine Röhre als Spannungsbegrenzer in der Schaltung Fig. 120 anwenden; wenn man das Verhältnis von R_a zu R_b wie D zu $1 - D$ wählt, so nimmt die Röhre alle Spannungsschwankungen, unabhängig von der Frequenz und Kurvenform auf. Die richtige Einstellung der Röhre erkennt man am Schweigen des Telephons F^1 .

Durch die angegebenen Mittel ist der Ton tatsächlich weitgehend herabzudrücken, aber nicht in dem Maße zu beseitigen, wie der Ton im Telephon F (Fig. 120). Die Spannungsschwankungen können also nicht die einzige Ursache für diesen Ton sein. Zwei Beobachtungen führen auf eine weitere Erklärung:

1) Die Wirkungsweise der Spannungsbegrenzungsröhre wird am einfachsten durch folgenden Nachweis erläutert: Voraussetzung sei: Der Anodenstrom in der Spannungsbegrenzungsröhre und im Sender ist konstant, die Spannung am Gleichrichter (zwischen den Punkten 1' und 2') steige um δE . Dann soll als Folge der angegebenen Abgleichung der Widerstände R_a und R_b nachgewiesen werden, daß die Spannung an der Begrenzungsröhre ebenfalls um δE steigt, die Spannungsschwankung des Gleichrichters also gerade von der Röhre aufgenommen wird.

Steigt die Spannung zwischen 1' und 2', so erhöht sich der Strom in den Widerständen R_a und R_b um $\frac{\delta E}{R_a + R_b}$. Die Spannung am Gitter sinkt um $\delta E \frac{R_b}{R_a + R_b} = \delta E \cdot D$.

Soll dabei aber der Strom in der Röhre konstant bleiben, und das war Voraussetzung, so muß die Spannung zwischen Kathode und Anode um $\delta E \cdot \frac{D}{D}$ steigen, was zu beweisen war. (Vgl. Abschnitt 1, S. 21 bis 24.)

Als Spannungsbegrenzer werden Röhren mit möglichst geringem Durchgriff am günstigsten sein, da dann R_b klein und R_a groß gewählt werden kann, und die Leistungsverluste in beiden Widerständen klein werden.

1. Während bei Aufnahme der ungedämpften Welle mit Detektor und Galvanometer die Abstimmung außerordentlich scharf ist, wird der Gleichrichterton in einem breiten Wellenbereich gehört.
2. Beim Empfang eines mit Dynamo oder Gleichrichter betriebenen Senders mit Überlagerung (siehe S. 155) hört man ein Trillern.

Beide Beobachtungen weisen darauf hin, daß neben der besprochenen Intensitätsschwankung auch eine Wellenlängenschwankung vorhanden ist. Letztere

Fig. 119.

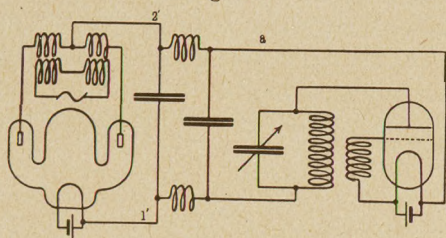


Fig. 120.

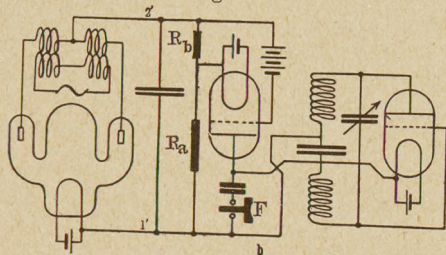
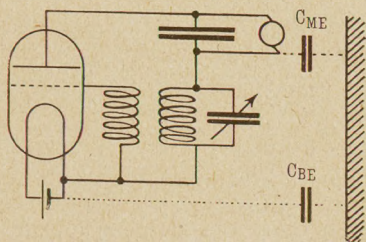


Fig. 121.



kann nur durch Schwankungen irgendwelcher die Frequenz mitbestimmender Kapazitäten zu erklären sein. Diese Vermutung wird bestätigt durch die Veränderung des Schwebetones, die man beim Überlagerungsempfang hört, wenn man sich mit der Hand dem Gehäuse der Gleichstromdynamo des Senders nähert. Man vergrößert damit die Kapazität C_{ME} zwischen Maschine und Erde und damit die der Arbeitskreis kapazität parallel liegenden hintereinander geschalteten Kapazitäten C_{ME} und C_{BE} (zwischen Heizbatterie und Erde, Fig. 121).

Der Anker des Gleichstromgenerators ist nie vollkommen symmetrisch gewickelt. Beim Laufen des Ankers treten Schwankungen der Kapazität C_{ME} des Ankers und des auf

der Erde stehenden Maschinengehäuses auf. Hierdurch wird die Wellenlänge im Takte des Maschinenumlaufes geändert und ein störendes Trillern hervorgerufen.

Aus demselben Grunde ist die ausgesandte Wellenlänge und auch die Schwingungsenergie stark von der Güte der kapazitiven und Ohmschen Isolation zwischen dem Anker und der Heizbatterie abhängig. Da bereits ein hoher, der Arbeitskreiskapazität parallel geschalteter Widerstand die Dämpfung stark erhöht, können geringfügige Isolationsfehler zwischen Anker und Heizbatterie, wie sie sich bei Aufstellung des Senders in einem feuchten Raume leicht einstellen, zum Aussetzen der Schwingungen führen.

Fig. 122.

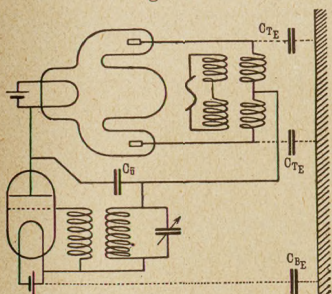
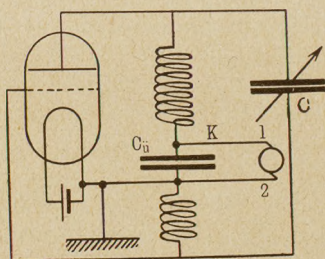


Fig. 123.



Ähnlich liegen die Verhältnisse beim Gleichrichter (Fig. 122). Hier liegen die zwei in Serie geschalteten Kapazitäten C_{BE} und C_{TE} (Kapazität zwischen den Enden der Sekundärwicklung des Transformators und der Erde) parallel zur Arbeitskreiskapazität und bestimmen die Frequenz mit.

Die geschilderte kapazitive Verbindung ist aber nur geschlossen, wenn Anode und Kathode der Gleichrichterröhre durch eine Gasentladung verbunden sind. Die Zusatzkapazität wird also auch hier im Takte des benutzten Wechselstromes geschlossen und geöffnet. Der Gleichrichterton wird die doppelte Frequenz wie der benutzte Wechselstrom haben.

Um die störende Wirkung dieser Kapazitätsänderungen zu vermeiden, muß man sowohl den Kathodenanschluß als auch die Hochspannungsquelle im Spannungsknoten¹⁾ des Arbeitskreises

¹⁾ Unter Spannungsknoten des Schwingungskreises ist hier derjenige Punkt, der mit der Erde verbunden werden kann, ohne daß sich Frequenz und Dämpfung der Schwingungen verändert, oder ein geerdeter Punkt des Schwingungskreises verstanden.

zuführen. Liegt dieser Spannungsknoten im Punkte K der Arbeitskreisspule, so führt die Schaltung der Fig. 123 zum Ziele.

Der Überbrückungskondensator C_u soll groß gegen die Arbeitskreiskapazität C und namentlich gegen die zwischen dem Punkte 1 und der Erde liegenden Maschinenkapazität sein.

Will man die Gleichrichtergeräusche durch Drosseln unterdrücken, so muß man, wie das C. Lorenz tut, neben Niederfrequenzdrosseln namentlich Hochfrequenzdrosseln in die Zuführungen von der Maschine einschalten. Bei Wechselstromheizung ist noch auf folgendes zu achten:

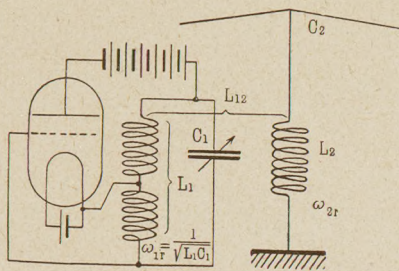
Schaltet man den Gitterkreis an einem Ende des Glühfadens an, so schwankt die Gittervorspannung im Takte des Heizwechselstromes um die Heizspannung. Dies führt zu einer Amplitudenschwankung des Hochfrequenzstromes. Um diese zu vermeiden, schließe man Anoden- und Gitterkreis in der Mitte des Glühfadens an.

C. Das „Ziehen“ beim Zwischenkreissender.

1. Beschreibung der Erscheinung; experimentelle Ergebnisse; Aufgaben einer Theorie des Ziehens.

Verändert man die Eigenfrequenz ω_{2r} einer mit einem Röhrengenerator gekoppelten Antenne (z. B. durch Veränderung der Kapazität C_2 , Fig. 124), so erhält man bei loser Kopplung L_{12} eine normale Resonanzkurve (vgl. Fig. 144).

Fig. 124.



Bei enger Kopplung treten folgende Erscheinungen auf (vgl. Fig. 125):

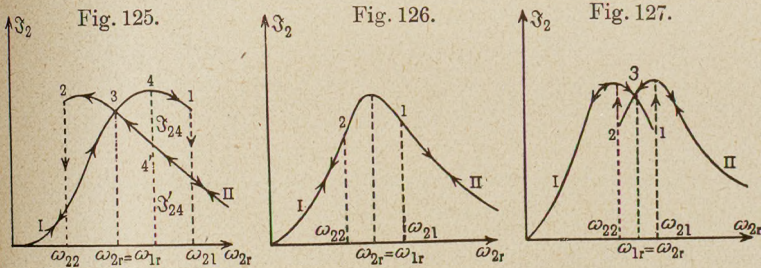
1. Kommt man von kleineren Eigenschwingungen der Antenne, so steigt der Antennenstrom auch rechts, jenseits der Resonanz $\omega_{1r} = \omega_{2r}$ weiter an; ist man bis zu einer Antennenfrequenz ω_{2r_1} gelangt, so sinkt der Antennenstrom sprunghaft und nimmt bei weiterer Verstimmung stetig auf der Kurve II ab.

Zwischen Punkt 3 und 1 bzw. 3 und 2 liegen bisweilen Maxima von \mathfrak{S}_2 .

Geht man jetzt mit der Antennenabstimmung wieder zu kleineren ω_{2r} -Werten zurück, so steigt der Antennenstrom wie Kurve II Fig. 125, erreicht wieder jenseits der Resonanzlage sein Maximum und fällt im Punkt 2 auf den durch Kurve 1 bestimmten Wert sprungweise zurück.

Beim Umspringen des Antennenstromes im Punkte 1 wird die Frequenz ω der Schwingung ebenfalls sprungweise kleiner, im Punkte 2 größer.

Hat man durch Abstimmen der Antenne einen zwischen 1 und 3 oder 2 und 3 (Fig. 125 bis 127) liegenden Wert des Antennenstromes (z. B. Punkt 4) erreicht und unterbricht nun durch Tasten die Schwingungen einen Moment, so stellt sich nach neuem Einschalten



nicht wieder der vorherige hohe Antennenstrom \mathfrak{I}_{24} , sondern der kleinere auf Kurve II liegende \mathfrak{I}'_{24} ein. Der Wert \mathfrak{I}_{24} ist instabil und nur zu erreichen, wenn man die Antennenenergie durch Abstimmen „hochzieht“. Daher wurde von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, die diese Erscheinung zuerst beobachtete, hierfür der Name „ziehen“ geprägt.

2. Die Resonanzkurve verläuft scheinbar normal (Fig. 126), nur ändert sich in den Punkten 1 und 2 sprungweise die Wellenlänge; das gleiche geschieht beim Tasten zwischen den Punkten 1 und 2.

3. Die Resonanzkurve verläuft wie in Fig. 127. Der Wert des Antennenstromes springt in den Punkten 1 und 2 oder beim Tasten zwischen 2, 3, 1 auf die stabile Kurve hoch.

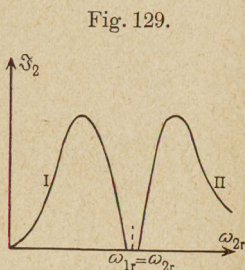
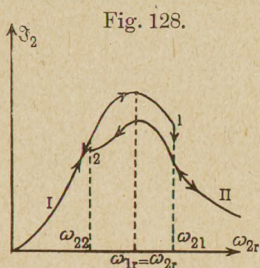
Auch können zwischenliegende Fälle wie Fig. 128 vorkommen. Alle geschilderten Fälle haben gemeinsam:

- a) Die Frequenz springt im Punkte 1 vom höheren zum niederen, im Punkte 2 vom niederen zum höheren Wert.

b) Der Strom \mathfrak{I}_1 im Zwischenkreis und die von der Röhre gelieferte Leistung steigen beim „Umspringen“.

4. Schließlich können bei der Resonanzabstimmung ($\omega_{2r} = \omega_{1r}$) die Schwingungen ganz erlöschen und jenseits der Resonanzlage mit sprunghaft veränderter Wellenlänge neu einsetzen. Wieder ist im Punkte 2 die Frequenz ω kleiner, wie im Punkte 1. (Vergleiche Fig. 129.)

Die verschiedenen Fälle sind durch Variation der Kopplung zwischen Antenne und Zwischenkreis und des Grades der Überspannung der Röhre zu erhalten.



Die Entfernung der Punkte 1 und 2 wächst mit zunehmender Kopplung zwischen Primär- und Sekundärkreis.

Aufgaben einer Theorie des „Ziehens“.

1. Die Bedingungen für das Auftreten normaler Resonanzkurven und der geschilderten instabilen Zustände sind aufzustellen.
2. Die sich einstellende Frequenz ist in Abhängigkeit von den Eigenfrequenzen von Primär- und Sekundärkreis, von den Dämpfungen und der Kopplung zu ermitteln.
3. Die verschiedenen Resonanzkurven sind quantitativ aus den elektrischen Daten der Schwingungskreise, der Festigkeit der Rückkopplung und dem Schwingkennlinienfeld der Röhre zu konstruieren.

2. Grundgleichungen.

Als Grundlage der Theorie des „Ziehens“ stehen die Gleichungen für die gekoppelten Schwingungen von Zwischenkreis und Antenne unter Berücksichtigung der Wirkung der Röhre zur Verfügung.

Um überhaupt rechnen zu können, muß der Röhreneinfluß durch ein lineares Glied in die Gleichung hereingebracht werden. Diese

Rücksicht weist auf den Gebrauch der in § A₂, Fig. 94 eingeführten Schwingkennlinien hin, aus denen der Wert $\bar{S}_A = \frac{\mathfrak{S}_a}{\mathfrak{C}_g}$ abzulesen ist.

Unter Benutzung der Steilheit \bar{S}_A wird die Abhängigkeit des Anodenstromes von der Gitterspannung durch die lineare Gleichung

$$\mathfrak{S}_a = \bar{S}_A \mathfrak{C}_g$$

ausgedrückt. Die Grundgleichungen für den Zwischenkreissender lauten dann

$$\mathfrak{S}_a = \bar{S}_A \mathfrak{C}_g = -\bar{S}_A L_{1g} \frac{d^2 Q_L}{dt^2}, \quad 1)$$

$$-\frac{dQ_L}{dt} + \frac{dQ_C}{dt} = i_a, \quad 2)$$

$$L_{12} Q_2'' + L_1 Q_L'' + R_1 Q_L' + \frac{Q_C}{C} = 0, \quad 3) 1)$$

$$L_{12} Q_L'' + L_2 Q_2'' + R_2 Q_2' + \frac{Q_2}{C_2} = 0, \quad 4)$$

die Q_L , Q_C , Q_2 sind die Elektrizitätsmengen, die in der Spule, der Kapazität des Zwischenkreises, der Antenne schwingen. Die Striche bedeuten Ableitungen nach der Zeit. Durch Elimination von i_a und Q_C aus Gleichung 1) bis 3) erhält man

$$L_{12} Q_2'' + L_1 Q_L'' + \left(R - \frac{\bar{S}_A L_{1g}}{C_1} \right) Q_L' + \frac{Q_L}{C} = 0, \quad 5)$$

$$L_{12} Q_L'' + L_2 Q_2'' + R_2 Q_2' + \frac{Q_2}{C_2} = 0. \quad 6)$$

Der Einfluß der Röhre ist durch einen negativen Widerstand im Zwischenkreis darstellbar, der zum Dämpfungswiderstand hinzukommt. Im folgenden sei für $R - \bar{S}_A \frac{L_{1g}}{C}$ immer kurz \underline{R} geschrieben. \underline{R} muß negativ sein, wenn ungedämpfte Schwingungen auftreten sollen²⁾.

$$1) \quad Q' = \frac{dQ}{dt}, \quad Q'' = \frac{d^2 Q}{dt^2}.$$

2) Für einen Röhrengenerator ohne angekoppelte Antenne würde sich als Bedingung für das Auftreten ungedämpfter Wellen ergeben:

$$\underline{R} = R - \bar{S}_A \frac{L_{1g}}{C} \leq 0 \quad \text{oder} \quad S_A = \operatorname{tg} \alpha = \frac{RC}{L_{1g}}.$$

Diese beiden Differentialgleichungen für gekoppelte Schwingungen, bei denen ein Kreis eine negative Dämpfung besitzt, werden im allgemeinen eine Lösung von der Form

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= Q_0 \varepsilon^{\gamma t} + Q_{01} \varepsilon^{\gamma' t} \\ Q_2 &= Q_1 \varepsilon^{\gamma t} + Q_{11} \varepsilon^{\gamma' t} \end{aligned} \right\} \quad 7)$$

haben, wobei die Amplituden der Ladungen komplex sind und sich die komplexen Frequenzen γ aus der üblichen Gleichung vierten Grades berechnen.

$$\left. \begin{aligned} \gamma^4 (1 - k^2) + 2 \gamma^3 (\underline{\delta} + \delta_{2r}) + \gamma^2 (\omega_{r1}^2 + \omega_{r2}^2 + 4 \underline{\delta} \delta_{2r}) \\ + 2 \gamma (\omega_{1r}^2 \delta_{2r} + \omega_{2r}^2 \underline{\delta}) + \omega_{1r}^2 \omega_{2r}^2 = 0. \end{aligned} \right\} \quad 8)$$

Kiebitz, Jahrb. für drahtlose Telegraphie VIII, S. 45 schreibt

$$\begin{array}{lll} \text{statt } \delta & r_2, & \text{statt } \omega_{1r} & 0_1, & \text{statt } \delta_1 & \varrho_1, \\ \text{,, } \underline{\delta} & r_1, & \text{,, } \omega_{2r} & 0_2, & \text{,, } \delta_2 & \varrho_2. \end{array}$$

Von diesen Bezeichnungen wurde abgewichen aus Rücksicht auf die Bezeichnungen, die jetzt im Jahrbuch für drahtlose Telegraphie allgemein zur Einführung gelangen sollen.

Die Gleichung bildet zusammen mit den Schwingkennlinien (Fig. 94) die Grundlage der im folgenden entwickelten Theorie.

3. Drei mögliche stationäre Lösungen.

Die Beobachtungen zeigen, daß der Zwischenkreissender ungedämpfte Wellen aussendet. Als erste Frage sei daher der Theorie gestellt:

Ergeben die Grundgleichungen überhaupt eine Lösung $\delta = 0$? Welches sind die Bedingungen für das Eintreten ungedämpfter Schwingungen? Welches ω und welches δ (bzw. \bar{S}_A) oder welche Amplitude stellt sich im stationären Zustand ein?

Wenn ungedämpfte Schwingungen auftreten sollen, müssen die vier Lösungen der Gleichung 8) rein imaginär werden. Die Gleichung 8) muß biquadratisch sein. Eine notwendige Bedingung

Dies ist das bereits in § B₁ gewonnene Resultat. Diese Bemerkung diene als Kontrolle für die Richtigkeit der Anwendung der mittleren Steilheit \bar{S}_A .

Wählt man eine andere Art der Rückkopplung, so wird der Zusammenhang zwischen R und \bar{S}_A komplizierter. Der Typus der Gleichung wird aber hierdurch nicht geändert.

für das Auftreten ungedämpfter Wellen ist daher, daß die Glieder 0., 2. und 4. Grades und die Glieder 1. und 3. Grades für sich verschwinden.

$$\gamma^4 (1 - k^2) + \gamma^2 (\omega_{1r}^2 + \omega_{2r}^2 + 4 \delta_{2r} \delta) + \omega_{1r}^2 \omega_{2r}^2 = 0, \quad 9)$$

$$\gamma^2 (\delta_{2r} + \delta) + \omega_{1r}^2 \delta_{2r} + \omega_{2r}^2 \delta = 0. \quad 10)$$

Bedingung für ungedämpfte Schwingungen.

Die Elimination von γ^2 aus Gleichung 9) und 10) führt zu einer Gleichung dritten Grades für δ , die Elimination von δ zu einer Gleichung dritten Grades für ω^2 . Es existieren also drei Wertepaare von ω und δ , die drei möglichen ungedämpften Schwingungen entsprechen. Die Diskussion der Lösungen dieser Gleichungen dritten Grades ist von Heegner¹⁾, Rogowsky und namentlich Pauli durchgeführt. Auf die meßtechnisch wichtigsten Resultate Paulis sei am Ende dieses Kapitels nochmals eingegangen (Abschnitt 9).

Zunächst sei hier eine möglichst einfache, angenäherte Theorie der Erscheinungen dargestellt.

4. Qualitative Überlegungen.

In Punkt 1 bis 4 soll vorbereitend die Methode der Frequenzbestimmung mit Hilfe des Prinzips der Phasenbilanz rekapituliert werden; in Punkt 5 bis 7 soll dann qualitativ eine einfache Konstruktion der Abhängigkeit der wahren Frequenz ω und der Amplitude $\mathfrak{S}_2/\mathfrak{S}_1$ von der Einstellung des Senders: den Resonanzfrequenzen ω_1 und ω_2 der beiden Kreise und der Kopplung k_2 entwickelt werden.

1. Für den Sender Fig. 130 seien für die Frequenz $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

Ströme und Spannungen nach Amplitude und Phase berechnet (vgl. S. 100 bis 109) und in das Diagramm Fig. 131 eingetragen. Das Diagramm zeigt, daß der von der Gitterspannung erregte Anodenstrom \mathfrak{S}'_a mit dem ursprünglichen \mathfrak{S}_a in Phase liegt. Die Frequenz ω_1 erfüllt also die Phasenbilanz.

2. Um die Stabilität von ω_1 zu prüfen, denken wir uns durch eine Störung die Frequenz auf $\omega = \omega_1 + \delta \omega$ erhöht. Der höheren

¹⁾ Heegner, Diss. Jena., S. 274—288. Rogowski, Arch. f. Elektrotechnik **10**, 1—30 (1921). Pauli, Ann. **4**, 65 (1921). Jahrb. f. drahtl. Telegraphie **17**, 322 (1921). Zeitschr. f. Phys. **5**, 376 (1921).

Frequenz entsprechend, wird der induktive Widerstand $\omega_1 L$ auf $(\omega_1 + \delta\omega)L$ erhöht und der Spulenstrom \mathfrak{I}_L erniedrigt. Entsprechend wird der Kapazitätsstrom erhöht. Wir erhalten als Vektordiagramm der Spannungen und Ströme Fig. 132. Der

Fig. 130.

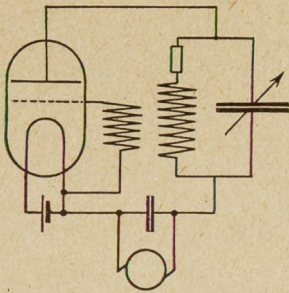


Fig. 132.

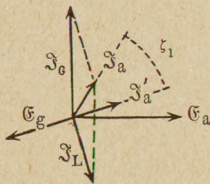


Fig. 134.

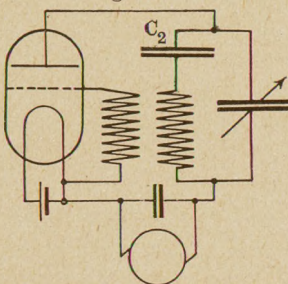


Fig. 131.

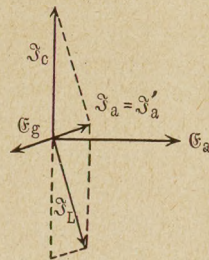


Fig. 133.

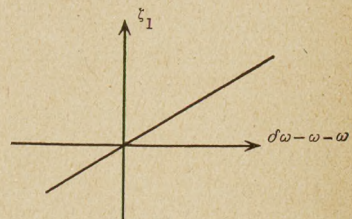
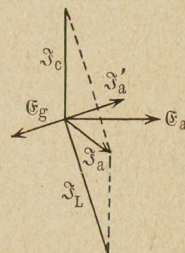


Fig. 135.



erregte Anodenstrom \mathfrak{I}_a' eilt dem ursprünglichen \mathfrak{I}_a nach. Die Frequenz verlangsamt sich auf ihren ursprünglichen Wert ω_1 . ω_1 ist also die sich einstellende stabile Frequenz unseres Senders Fig. 130. Mit zunehmender Störung $\delta\omega$ wächst auch die Phasenverschiebung ζ_1 . (Vgl. Fig. 133.) ζ_1 stellt einen dem Generator innewohnenden stabilisierenden Einfluß dar.

3. Wir wollen wieder von der Frequenz ω_1 ausgehen und noch eine zweite Kapazität C_2 (Fig. 134) mit der Spule in Reihe schalten. In welcher Weise wird sich dann die Frequenz ändern? Die Spannung über C_2 wird die induzierte Spannung über der Spule L teilweise aufheben. Die Gesamtspannung über L und C_2 wird kleiner, bzw. der Strom \mathfrak{I}_L größer sein als im Diagramm Fig. 131. Wir erhalten das Vektordiagramm Fig. 135. Die Phasenverschiebung ξ_2 zwischen dem ursprünglichen Anodenstrom \mathfrak{I}_a und dem erregten \mathfrak{I}_a sucht die Frequenz zu erhöhen.

4. Wenn man nun gleichzeitig die Frequenz um $\delta\omega$ erhöht und eine Kapazität C_2 einschaltet, so werden sich beide Phasenverschiebungen, die negative stabilisierende ξ_1 und die positive instabilisierende ξ_2 ganz oder teilweise aufheben. Ist die resultierende Phasenverschiebung

$$\xi = \xi_2 - \xi_1 = \text{positiv,}$$

so eilt \mathfrak{I}_a dem ursprünglichen \mathfrak{I}_a voraus. Die Frequenz ω wird weiter steigen. Ist ξ negativ, so wird ω sinken. Ist $\xi = \xi_2 - \xi_1 = 0$, so erfüllt das gewählte $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ die Phasenbilanz. ω ist dann gerade die Eigenschwingung des Kreises L, C_1, C_2 .

5. Nunmehr sei ein Resonanzkreis angeschaltet. Wenn ω der Eigenfrequenz ω_2 des Resonanzkreises gleicht, so wirkt der Resonanzkreis auf den Primärkreis so zurück, als wenn statt des Resonanzkreises ein rein Ohmscher Widerstand in den Primärkreis eingeschaltet wurde. Die vom Resonanzkreis in den Primärkreis zurückinduzierte EMK ist mit dem Primärstrom \mathfrak{I}_1 in Phase.

Ist jedoch $\omega > \omega_2$, so überwiegt im Resonanzkreis der induktive Widerstand der Spule. Der sekundäre Strom \mathfrak{I}_2 eilt nach und mit ihm eilt die rückinduzierte EMK dem Primärstrom \mathfrak{I}_1 nach. Der Sekundärkreis muß jetzt durch einen gemischten Widerstand ersetzt werden, der eine dem Strom nachteilige Gegenspannung erzeugt. Ein solcher gemischter Widerstand ist ein Ohmscher Widerstand mit in Reihe geschalteter Kapazität.

6. Da der Sekundärkreis durch einen Widerstand und eine Kapazität ersetzbar ist, so muß er nach Punkt 3 eine positive instabilisierende Phasenverschiebung ξ_2 hervorrufen. Solange die Verstimmung $\omega - \omega_2$ klein ist, wir uns noch auf dem Gipfel der Resonanzkurve befinden und $\mathfrak{I}_2/\mathfrak{I}_1$ noch ungefähr denselben Wert hat, wird ξ_2 mit wachsender Verstimmung steigen, ähnlich wie

ξ_1 mit wachsender Verstimmung $\delta\omega$. Für größere Verstimmungen $\omega - \omega_2$ fällt aber \Im_2/\Im_1 , und ξ_2 sinkt wieder. Wir erhalten die in Fig. 136 dargestellte Abhängigkeit der Phasenverschiebung ξ_2 von ω . Die Höhe der Kurve Fig. 136 ist proportional der Kopplung L_{12} (Gegeninduktivität zwischen Primär- und Sekundärkreis).

Fig. 136.

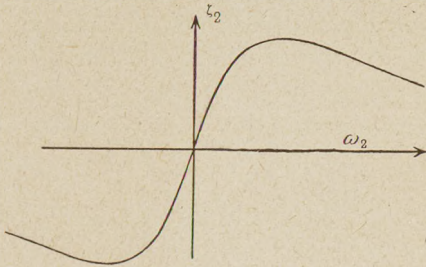


Fig. 137.

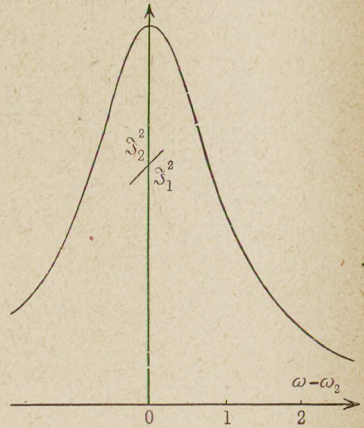
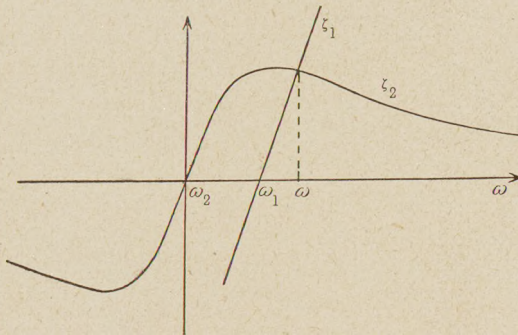


Fig. 138.



7. Wie unter Punkt 4, so wird sich auch hier diejenige Frequenz einstellen, für die $\xi_1 - \xi_2 = 0$ oder die Phasenbilanz erfüllt ist. Die sich einstellende Frequenz ω ist leicht aus dem Fig. 133 und 136 vereinigenden Diagramm Fig. 138 abzugreifen. ω_1 und ω_2 sind die Eigenfrequenzen des Primär- bzw. Sekundärkreises.

Wir können jetzt an Hand der qualitativ abgeleiteten Diagramme Fig. 137 und 138 alle Erscheinungen am Zwischenkreisender übersehen, denn diese Diagramme gestatten aus der Einstellung der Kreise: ω_1 , ω_2 , k (Kopplung) die wahre Frequenz ω

(aus Fig. 138) und für die wahre Verstimmung $\omega - \omega_2$ das Verhältnis der Amplituden $\mathfrak{S}_2/\mathfrak{S}_1$ (aus Fig. 137) abzulesen (vgl. Abschnitt 3). Um \mathfrak{S}_1 und \mathfrak{S}_2 selbst zu finden, ist wie auf S. 109 unten \mathfrak{R} auszurechnen, \mathfrak{S}_a im Schwingkennliniendiagramm zu konstruieren und \mathfrak{S}_1 und \mathfrak{S}_2 daraus zu berechnen (Abschnitt 5).

Um diese qualitativen Überlegungen zur quantitativen Theorie des Zwischenkreissenders und der Zieherscheinungen auszubilden, sind die ξ_1 - und ξ_2 -Linien (Fig. 138) und die Resonanzkurven (Fig. 137) für verschiedene Kopplungen und Dämpfungen zu berechnen.

5. Quantitative Berechnung der ξ_1 - und ξ_2 -Kurve.

In diesem Abschnitt soll die Phasenverschiebung zwischen dem ursprünglichen und dem erregten Anodenstrom berechnet werden. Es soll gezeigt werden, daß sich diese Phasenverschiebung tatsächlich aus zwei Summanden zusammensetzt, von denen einer vom Sekundärkreis unabhängig ist, der andere die Rückwirkung des Sekundärkreises darstellt. Da es sich nur darum handelt, die Wurzeln der Gleichung

$$\xi = \xi_2 - \xi_1 = 0$$

zu finden, so genügt es, den Nenner $Z = Z_2 - Z_1$ von ξ zu berechnen und die Nullstellen von

$$Z_2(\omega) - Z_1(\omega) = 0$$

aufzusuchen ¹⁾.

Wir gehen von den Stromverzweigungsgesetzen:

$$\mathfrak{E}_a = j\omega L_1 \mathfrak{S}_L,$$

$$\mathfrak{E}_a = \left(j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} + R_1 \right) \mathfrak{S}_C + \mathfrak{S}_2 j\omega L_{12},$$

$$\mathfrak{S}_a = \mathfrak{S}_L + \mathfrak{S}_C,$$

$$\left(j\omega L_2 + R_2 + \frac{1}{j\omega C_2} \right) \mathfrak{S}_2 + \mathfrak{S}_1 j\omega L_{12} = 0 \text{ aus } ^2).$$

¹⁾ Eilige Leser, die sich zunächst mit den qualitativen Ausführungen des § 4 begnügen wollen, können ohne Schaden für das Verständnis § 5 überschlagen.

²⁾ Vgl. Fig. 152. Die große Spule des Schwingungskreises sei mit L_1 , die kleine zur Kopplung des Schwingungskreises mit der Antenne dienende mit L_1 bezeichnet.

Durch Elimination von \Im_L , \Im_C , \Im_2 erhalten wir

$$\mathfrak{E}_a = \Im_a \frac{j \omega L_1 \left(\frac{1}{j \omega C_1} + j \omega L_1' + \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_2 + j \omega L_2 + 1/j \omega C_2} \right)}{R_1 + j \omega (L_1 + L_1') + \frac{1}{j \omega C_1} + \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_2 + j \omega L_2 + 1/j \omega C_2}}$$

Führt man die Resonanzfrequenzen

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_1') C_1}}; \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}; \quad \omega - \omega_1 = \delta \omega_1;$$

$$\omega - \omega_2 = \delta \omega_2; \quad v = \omega_1 - \omega_2 = \delta \omega_2 - \delta \omega_1$$

ein, und vernachlässigt man $\delta \omega_1$ und $\delta \omega_2$ neben ω , sowie das L_{12}^2 proportionale Glied im Zähler, so erhält man:

$$\frac{\mathfrak{E}_a}{\Im_a} = \frac{L_1}{C_1} \times \frac{(1 - \omega^2 L_1' C_1)}{R_1 + 2j(L_1 + L_1') \left[\delta \omega_1 - \frac{k^2 \omega^2}{4d_2^2} \frac{\delta \omega_2}{\left(1 + \frac{\delta \omega_2^2}{d_2^2}\right)} \right] + \frac{(L_1 + L_1') k^2 \omega^2}{d_2 \left(1 + \frac{\delta \omega_2^2}{d_2^2}\right)}}$$

Hierin bedeuten:

$$k^2 = \frac{L_{12}^2}{(L_1 + L_1') L_2} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{den Kopplungsfaktor zwischen} \\ \text{Primär- und Sekundärkreis;} \end{array} \right.$$

$$2d_2 = \frac{R_2}{L_2} \quad \text{die Eigendämpfung des Sekundärkreises.}$$

Zerlegt man schließlich den komplexen Ausdruck für \mathfrak{E}_a/\Im_a in seinen reellen und imaginären Teil A und jB , so erhält man

$$\operatorname{tg} \zeta = \frac{B}{A} = \frac{2(L_1 + L_1') \left[\delta \omega_1 - \frac{k^2 \omega^2}{4d_2^2} \frac{\delta \omega_2}{1 + \left(\frac{\delta \omega_2}{d_2}\right)^2} \right]}{R_1 + \frac{(L_1 + L_1') k^2 \omega^2}{d_2 \left[1 + \left(\frac{\delta \omega_2}{d_2}\right)^2 \right]}}$$

Der Nenner

$$Z = \frac{\delta \omega_1}{d} - \frac{k^2 \omega^2}{4d_2^2} \frac{\delta \omega_2}{1 + \left(\frac{\delta \omega_2}{d_2}\right)^2}$$

besteht tatsächlich aus zwei Summanden:

$$Z_1 = \frac{\delta \omega_1}{d}; \quad Z_2 = \frac{\frac{\delta \omega_2}{d_2} \frac{k^2 \omega^2}{4 d_2^2}}{1 + \left(\frac{\delta \omega_2}{d_2}\right)^2},$$

deren Abhängigkeit von ω bzw. $\delta \omega$ den qualitativ erschlossenen Verlauf hat.

Schließlich berechnet sich die in Fig. 137 (S. 130) dargestellte Abhängigkeit des Quotienten $\mathfrak{S}_2/\mathfrak{S}_1$ von der wahren Verstimmung $\omega - \omega_2$ in der üblichen Weise zu

$$\frac{\mathfrak{S}_2}{\mathfrak{S}_1} = \frac{j \omega L_{12}}{R_2 + j \omega L_2 + \frac{1}{j \omega C_2}},$$

wenn man wieder $\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}}$, $\omega = \omega_2 + \delta \omega_2$, $d_2 = \frac{R_2}{2 L_2}$ und $k^2 = \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2}$ setzt:

$$\left| \frac{\mathfrak{S}_2}{\mathfrak{S}_1} \right| = \frac{\omega k}{2 d_2} \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta \omega_2}{d_2}\right)^2}}.$$

In den Formeln sind die Verstimmungen $\delta \omega_1$ und $\delta \omega_2$ stets mit d_2 dividiert, k stets mit $\frac{2 d_2}{\omega}$, wir führen daher als neue Variablen: die beiden wahren Verstimmungen $x_1 = \frac{\delta \omega_1}{d_2} = \frac{\omega - \omega_1}{d_2}$, $x_2 = \frac{\delta \omega_2}{d_2} = \frac{\omega - \omega_2}{d_2}$; die eingestellte Verstimmung $\frac{\omega_2 - \omega_1}{d_2} = v$ und die kritische Kopplung $k_k = \frac{2 d_2}{\omega}$ ein.

Unsere Formeln lauten dann

$$Z_1 = x_1; \quad Z_2 = \frac{k^2}{k_k^2} \frac{x_2}{1 + x_2^2}; \quad \left| \frac{\mathfrak{S}_2}{\mathfrak{S}_1} \right| = \frac{k}{k_k} \sqrt{\frac{L_1}{L_2} \frac{1}{(1 + x^2)}}.$$

Die physikalische Bedeutung der kritischen Kopplung $k_k = \frac{2 d_2}{\omega}$ wird in Abschnitt 7 erläutert werden.

6. Ausführung der Konstruktion der Frequenz und Amplitudenkurven.

In den Fig. 139 bis 143 sind die Z_2 -Kurven für $k = 10/3 k_k$, $5/3 k_k$, k_k , $2/3 k_k$, $1/3 k_k$, in der Fig. 144 die zugehörigen Resonanzkurven gezeichnet. Dann sind aus Fig. 139 bis 143 die zu der Verstimmung $v = \frac{\omega_2 - \omega_1}{d_2}$ zugehörigen wahren Verstimmungen $x_1 = \frac{\omega - \omega_1}{d_2}$ und $x_2 = \frac{\omega - \omega_2}{d_2}$ abgegriffen und die x_1 -Werte in dem Diagramm Fig. 145 zusammengestellt.

Die Kurvenschar $x_1(v)$ gibt einen Überblick über die wahre Frequenz des Zwischenkreissenders in Abhängigkeit von Kopplung und Dämpfung bei festgehaltener Primärkreisabstimmung. Parameter ist im Diagramm Fig. 145 das Verhältnis $\frac{k}{k_k} = \frac{k\omega}{2d_2}$ von Kopplung zu Sekundärkreisdämpfung.

In Fig. 146 sind schließlich die aus den Resonanzkurven Fig. 144 abgegriffenen $\mathfrak{S}_2/\mathfrak{S}_1$ -Werte ebenfalls als Funktion von v aufgetragen.

Die experimentelle Prüfung der vorgetragenen Theorie findet sich in meiner Arbeit im Jahrbuch Bd. 16, Heft 6, S. 402–431 (1921). Nicht nur die Amplituden- und Frequenzresonanzkurven, sondern auch die Frequenzen und Amplituden der Umspringpunkte finden sich experimentell in Übereinstimmung mit der Theorie.

7. Physikalische Bedeutung der kritischen Kopplung.

Für Kopplungen unterhalb der kritischen $k < k_k = \frac{2d_2}{\omega}$ gibt es nur einen Schnittpunkt der Z_1 - und Z_2 -Kurve, d. h.: Es existiert nur eine Frequenz. Der Sender zeigt kein Ziehen.

Für Kopplungen oberhalb der kritischen gibt es drei Schnittpunkte der Z_1 - und Z_2 -Kurve. (Drei Lösungen der Gleichungen dritten Grades auf S. 127.) Es existieren drei Frequenzen, die die Phasenbilanz erfüllen. Die mittlere dieser drei Frequenzen ist instabil. Die beiden Frequenzen werden durch Hochziehen des $\mathfrak{S}_1/\mathfrak{S}_2$ -Wertes, d. h. durch Einstimmen von niederen bzw. hohen Werten der Sekundärkreis Kapazität aus erreicht. Beim Tasten stellt sich immer der kleinere $\mathfrak{S}_2/\mathfrak{S}_1$ -Wert ein.

Das „Ziehen“ beginnt bei der Kopplung $k = k_k = \frac{2d_2}{\omega}$. Wegen dieser seiner Bedeutung für die Zieherscheinungen wurde k_k mit dem Namen „kritische Kopplung“ belegt.

Fig. 139.

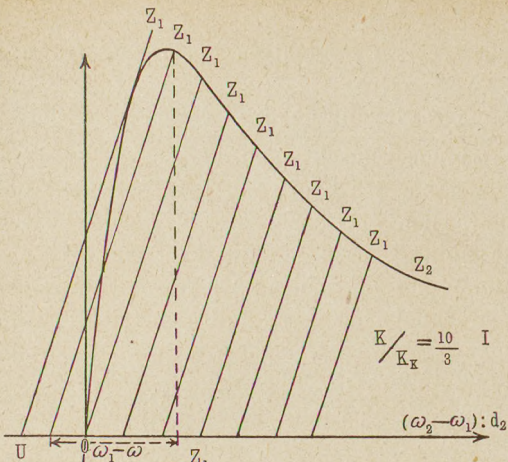


Fig. 140.

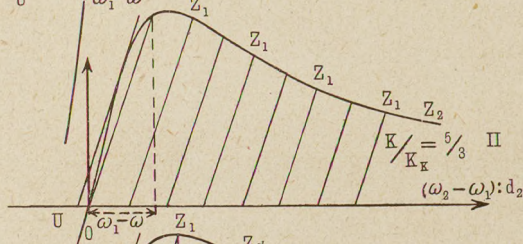


Fig. 141.

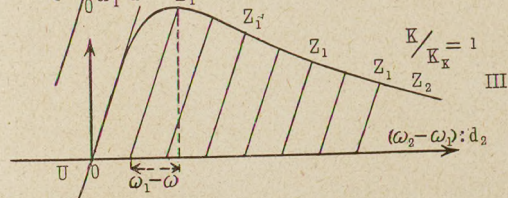


Fig. 142.

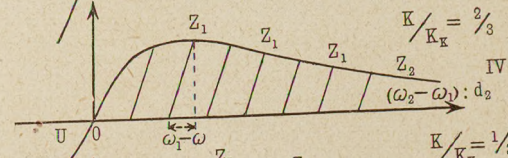


Fig. 143.

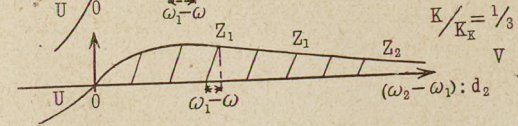
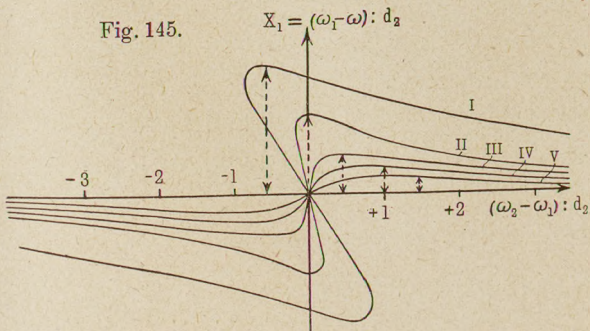


Fig. 145.



Dimensionierung des Zwischenkreises bei Sendern.

Beim Sender wünscht man das Ziehen zu vermeiden, da sich beim Tasten stets der kleinere¹⁾ Antennenstrom einstellt. Man muß deshalb den Zwischenkreis so bauen, daß die günstigste Antennenkopplung loser als die kritische wird. Die günstigste Antennenkopplung L_{12} hängt aber von der Zwischenkreiskapazität ab. Sie berechnet sich nach A₂6 aus der Beziehung²⁾:

$$\text{Grenzwiderstand } R_{gr} = \frac{L}{C \left(R + \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_2} \right)} = \frac{1}{C \left(2\delta_{1r} + \frac{\omega^2 k^2}{2\delta_{2r}} \right)}.$$

Soll aber k^2 den kritischen Wert nicht überschreiten, so muß C so gewählt werden, daß

$$R_{gr} \geq \frac{1}{2C(\delta_{1r} + \delta_{2r})}.$$

Das Verhältnis von Primär- zu Sekundärstrom wird dann

$$\left(\frac{\mathfrak{S}_2}{\mathfrak{S}} \right)^2 = \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_2^2} = \omega^2 k^2 \frac{L_1 L_2}{R_2^2} = \frac{\omega^2 k^2}{4 d_{2r}^2} \cdot \frac{L_1}{L_2},$$

und da die Kopplung gerade die kritische sein soll, also $\frac{\omega^2 k^2}{4 d_{2r}^2} = 1$ ist,

$$\frac{\mathfrak{S}_2^2}{\mathfrak{S}_1^2} = \frac{L_1}{L_2}.$$

Das Verhältnis der im Primär- und Sekundärkreis verbrauchten Leistungen

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{|\mathfrak{S}_1|^2 R_1}{|\mathfrak{S}_2|^2 R_2} = \frac{L_2}{L_1} \frac{R_1}{R_2} = \frac{d_{1r}}{d_{2r}}.$$

¹⁾ Beim praktischen Sender wünscht man durch Veränderung der Antennenkopplung den maximalen Antennenstrom einzustellen. Wird man bei diesem Bestreben auf zu feste Kopplung geführt, die das „Ziehen“ mit sich bringt, so ist die Röhre überspannt; der Typus der Resonanzkurven Fig. 125 muß im praktischen Falle stets eintreten. Daß der Telegraphist die Antennenkopplung noch fester einstellt, wenn er beobachtet, daß dabei der Antennenstrom sinkt, ist nicht zu erwarten. Der Fall, daß beim Umspringen der Antennenstrom steigt, tritt aber nur ein, wenn die Antennenkopplung vorher so fest war, daß die Röhre unterspannt arbeitete, d. h. der Antennenstrom mit wachsender Kopplung abnahm.

²⁾ Hierbei lag die für einen gut gebauten Zwischenkreis zulässige Voraussetzung zugrunde, daß nur ein geringer Teil der Röhrenleistung im Zwischenkreise verloren geht und sich das Maximum der Antennenleistung unter denselben Betriebsbedingungen ($R = R_{gr}$) einstellt wie das Maximum der Röhrenleistung.

Fig. 144.

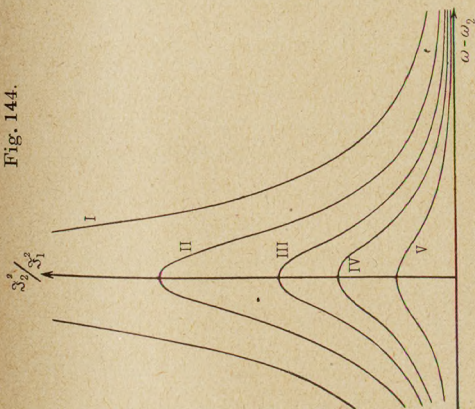
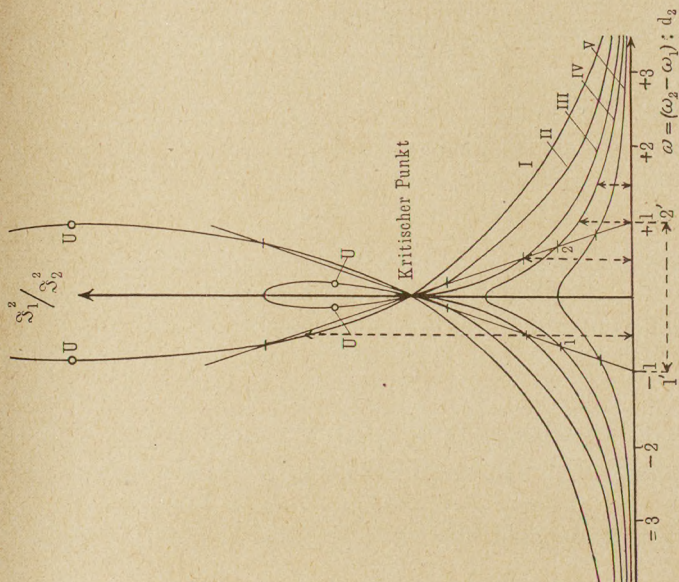


Fig. 146.



Man suche die Pfeile der Fig. 139 bis 143 in Fig. 145 wieder auf. — Man greife aus Fig. 145 einige wahre Verstimmungen $\omega_2 - \omega = (\omega_2 - \omega_1) + (\omega_1 - \omega)$ ab, suche hierzu in Fig. 144 die $\frac{S_2^2}{S_1^2}$ -Werte auf und vergleiche diese mit den Pfeilen in Fig. 146. Die Ordinaten in Fig. 146 sind in doppeltem Maßstab wie Fig. 144 aufgetragen.

Da die gesamte Röhrenleistung

$$N = \frac{\mathfrak{G}_a^2}{2R_g},$$

ist, so wird

$$\text{die Antennenleistung } N_2 = \frac{\mathfrak{G}_a^2}{2R_{gr}} \frac{\delta_{2r}}{\delta_{1r} + \delta_{2r}},$$

die im Zwischenkreis verlorene Leistung $N_1 = \frac{\mathfrak{G}_a^2}{2R_{gr}} \frac{\delta_{1r}}{\delta_{1r} + \delta_{2r}}$ werden.

Da die Dämpfung des Zwischenkreises mit wachsender Kapazität zunimmt, ergibt sich als günstigste Kapazität

$$C = \frac{1}{2R_{gr}(\delta_{1r} + \delta_{2r})}.$$

Dieses Resultat steht in guter Übereinstimmung mit den Messungen. Will man am Zwischenkreise nichts ändern, so kann man, wie im vorigen Paragraphen bereits bemerkt, den Anodenankopplungspunkt verändern und dadurch \Re herabsetzen.

8. Konstruktion der verschiedenen Typen der Resonanzkurven beim Ziehen.

Man konstruiere nach § 6, S. 134 oder berechne nach Gleichung 9) und 10) zunächst für die verschiedenen ω_{2r} -Werte, über denen man die Punkte der beiden Resonanzkurven zu konstruieren wünscht, die $\underline{\delta}$ - und ω -Werte und aus 5) die \bar{S}_A -Werte, dann berechne man die Werte des Verhältnisses $\frac{\mathfrak{S}_2}{\mathfrak{S}_a}$ und den äußeren Widerstand \Re im Anodenkreise als Funktion von ω_{2r} für beide Kopplungswellen nach den Formeln:

$$\Re = \frac{L}{C \left[R + \frac{\omega^2 L_{12}^2 R_2}{R_2^2 + L_2^2 (\omega^2 - \omega_{2r}^2)} \right]}, \quad (11)$$

$$\frac{\mathfrak{S}_2}{\mathfrak{S}_a} = \frac{\Re L_{12}}{L_1 \sqrt{R_2^2 + L_2^2 (\omega^2 - \omega_{2r}^2)}}. \quad (12)$$

Die so berechnete Abhängigkeit der $\frac{\mathfrak{S}_2}{\mathfrak{S}_a}$, \bar{S}_A und \Re von ω_{2r} ist in Fig. 147, 148, 149 qualitativ wiedergegeben.

Um endlich die Resonanzkurven zu erhalten, greife man für die betreffenden \bar{S}_A - und \Re -Werte aus dem Schwingkennlinien-diagramm Fig. 150 die \mathfrak{S}_a -Werte ab und multipliziere diese mit

dem zugehörigen $\frac{\mathfrak{S}_2}{\mathfrak{S}_a}$. Damit ist die Berechnung des stabilen und des labilen \mathfrak{S}_2 -Wertes als Funktion von ω_{2r} durchgeführt.

In Fig. 150 sind die mittleren Schwingenkennlinien für die drei Fälle einer stark geheizten Röhre (1), einer schwach geheizten Röhre (2) und einer Röhre mit geringer Steilheit der Kennlinie (3) eingezeichnet.

Fig. 147.

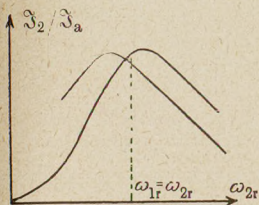


Fig. 148.

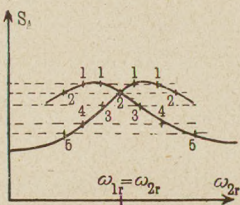


Fig. 149.

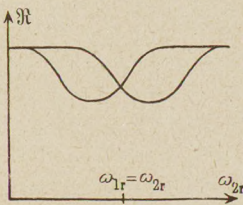


Fig. 150.

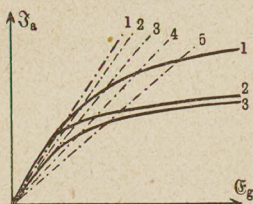
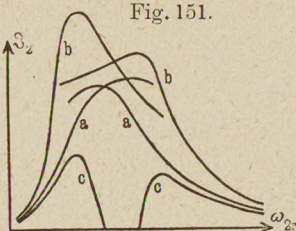


Fig. 151.



In Fig. 151 a, b und c sind unter Benutzung der Werte der Fig. 150 die drei Resonanzkurven konstruiert. Um den Gang der Konstruktion verfolgen zu können, sind für die Punkte 1 bis 5 des Diagrammes 148 die strichpunktierten Geraden 1, 2, 3, 4, 5 für den stabilen und für den labilen Zustand eingezeichnet. Die drei Diagramme Fig. 151 a bis c entsprechen den experimentell aufgenommenen Diagrammen Fig. 125 bis 129.

Statt die Heizung zu verändern, kann man die Größe der \bar{S}_A -Werte auch durch Veränderung der Kapazität des Zwischenkreises oder der Rückkopplung variieren. Da $\bar{S}_A = (\delta - \delta_{2r}) \frac{C}{L_{1g}}$ ist, wird man Resonanzkurven vom Typus der Fig. 125 bei kleinem C oder fester Rückkopplung, Kurven vom Typus Fig. 129 bei großem C oder loser Rückkopplung erhalten. Will man am Zwischenkreise und an der Heizung der Röhre nichts ändern, um

sowohl die einmal berechnete Abhängigkeit des \Re , \bar{S}_A und $\frac{\Im_2}{\Im_1}$ von ω_r , immer benutzen zu können, als auch immer mit der gleichen einmal experimentell festgelegten Schwingkennlinie arbeiten zu können, empfiehlt sich die Benutzung einer variablen Anodenankopplung, wie sie in Fig. 152 dargestellt ist.

Fig. 152.

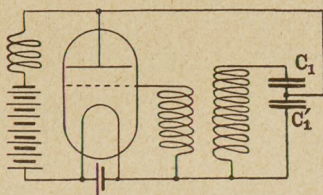
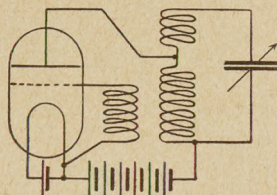


Fig. 153.



Man kann dann die resultierende Zwischenkreiskapazität $\frac{C_1' C_1}{C_1' + C_1}$ konstant halten und durch Veränderung von C_1 beliebige \bar{S}_A -Werte entsprechend der Formel

$$\bar{S}_A = (\delta - \delta_{2r}) \frac{C_1}{L_{1g}} \text{ einstellen.}$$

Die experimentell handlichere Schaltung der Fig. 153, die ebenfalls eine variable Anodenankopplung besitzt, führt ebenfalls zu prinzipiell gleichartigen Differentialgleichungen. Nur wird der Zusammenhang zwischen \bar{S}_A und δ komplizierter. Er enthält noch die Frequenz.

9. Paulis Kritik der Hochfrequenzmeßmethoden auf Grund der Theorie des Zwischenkreissenders.

Aus den Arbeiten Paulis¹⁾ seien hier nur einige Resultate zitiert, die für Hochfrequenzmessungen mit Röhrengeneratoren von besonderer Bedeutung sind. Die Begründung der Sätze in den Paulischen Originalmitteilungen nachzulesen, muß dem Interessenten überlassen bleiben.

A. Feststellung der Abstimmung.

1. Die Beobachtung des Maximums von \Im_2/\Im_1 gibt nur angenähert die Resonanzlage.
2. Man ist streng in der Resonanzlage, wenn die Rückwirkung des Sekundärkreises die Frequenz des Generators nicht

¹⁾ H. Pauli, Hamburger Dissertation; Jahrb. f. drahtl. Telegraphie **17**, 322 (1921); Ann. d. Phys. (IV) **65**, 274 (1921); Zeitschr. f. Phys. **5**, 376 (1921).

ändert. Hierzu ist phasenreine Erregung (S. 100, Fig. 108) und sehr genaue Frequenzbeobachtung mit einem Überlagerungswellenmesser nötig.

3. Überschreitet die Kopplung die kritische, so liegt der Schnittpunkt der beiden Resonanzkurvenäste exakt bei der Abstimmung.

B. Dämpfungsmessung.

1. Das Verfahren, den Widerstand eines Kreises aus Amplitudenmessung bei Resonanz mit und ohne einen bekannten Zusatzwiderstand zu bestimmen, kann für beliebige Dämpfungen und Kopplungen bis zur kritischen hin ausgedehnt werden, wenn man die Resonanzlage durch Frequenzbeobachtung bestimmt und nicht nur die Sekundärströme \mathfrak{I}_2 (ohne Widerstand) und \mathfrak{I}'_2 (mit Widerstand), sondern $\mathfrak{I}_2/\mathfrak{I}_1$ und $\mathfrak{I}'_2/\mathfrak{I}_1$ mißt.
2. Die Dämpfungsmessung bei halbem Resonanzausschlag kann bis zur kritischen Kopplung ausgedehnt werden, wenn man in die bekannte Formel:

$$\vartheta = \frac{\pi}{2} \frac{C_1 - C_2}{C_r}$$

als $(C_1 - C_2)$ -Wert die Projektion $1' - 2'$ der beobachteten Breite 12 der Resonanzkurve in halber Höhe einsetzt (vgl. Fig. 146). Der „kritische Punkt“ ist dabei der Schnittpunkt der Resonanzkurvenäste bei Kopplungen oberhalb der kritischen Kopplung.

3. Bestimmung der Dämpfung durch Beobachtung der kritischen Kopplung und umgekehrt.

Die Paulischen Arbeiten enthalten noch zahlreiche weitere Meßverfahren, deren Besprechung aber zu weit führen würde.

D. Über Messungen an Röhren,

Heizstrom, Gasegehalt, Gasmessungen und Pumpverfahren.

1. Heizstrom.

Da die Konstanz der Schwingungen eines Röhrengenerators außerordentlich hoch ist, eignet er sich hervorragend zu quantitativen Messungen. Um reproduzierbare Beobachtungsergebnisse zu erhalten, muß man allerdings sehr sorgfältig auf die Einstellung des Heizstromes achten. Wie im ersten Abschnitt bereits

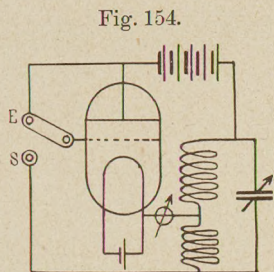
erwähnt wurde, verändert sich der Sättigungsstrom sehr stark mit der Fadentemperatur. Eine Erhöhung des Heizstromes um 3 Proz. erhöht z. B. den Sättigungsstrom um 40 Proz., stellt man also den Heizstrom mit einem Präzisionsamperemeter auf $\frac{1}{5}$ Proz. genau ein, so ist zu erwarten, daß die Messungen der Hochfrequenzströme, Leistungen usw. immer noch Schwankungen um ± 3 Proz., also von im ganzen 6 Proz. aufweisen.

Es empfiehlt sich daher, die Einstellung der Fadentemperatur durch ein genaueres Kennzeichen als den Heizstrom zu kontrollieren.

Es bieten sich zu diesem Zwecke zwei Möglichkeiten:

1. Statt den Heizstrom zu messen, kann man die Spannung an den Enden des Fadens, die „Heizspannung“ zur Einstellung der Fadentemperatur benutzen. Die Heizspannung ändert sich mit der Temperatur

stärker als der Heizstrom, da der Widerstand des Wolframfadens mit wachsender Temperatur steigt. Würde man einen Kohlefaden als Kathode benutzen, würde die „Spannungsheizung“ gegenüber der Stromheizung keinen Vorteil bringen¹⁾.



2. Am genauesten erhält man den Heizstrom, wenn man den Emissionsstrom selbst zur Einstellung der Fadentemperatur benutzt. Zu diesem Zwecke bringt man sich am einfachsten am Sender selbst einen Umschalter wie in Fig. 154 an. Legt man den Schalter auf *E*, zeigt das Milliampereometer den für die Temperatur charakteristischen Sättigungsemissionsstrom an. Legt man ihn auf *S* um, erhält man Schwingungen. Letztere Art der Einstellung der Fadentemperatur hat den weiteren Vorteil, daß man dieselbe Röhrenleistung erhält, auch wenn beim Altern der Röhre der Glühfaden durch Verstäubung dünner geworden ist.

Schließlich ist bei der Einstellung des Heizstromes auch noch auf die von Mühlbrett gefundenen Veränderungen des

¹⁾ Bei der Spannungsheizung ist auf eine Erhöhung der Temperatur und des Widerstandes der Zuleitungen nach längerem Betrieb Rücksicht zu nehmen. Bei konstantem Heizstrom steigt die Heizspannung mit der Zeit.

Heizstromes durch den ebenfalls im Faden zurückfließenden Elektronenstrom Rücksicht zu nehmen.

Führt man die Anodenleitung, wie in Fig. 155, am negativen Pol der Heizbatterie zu, addiert sich der Elektronenstrom zum Heizstrom. Der Faden wird heißer, die Fadenspannung steigt und der Ausschlag des Heizstrominstrumentes sinkt. Bei der Schaltung Fig. 156 steigt der Ausschlag des Heizstrominstrumentes, während Fadenstrom und „Temperatur“ fallen, wenn man den Anodenstrom einschaltet. Die Veränderung des Heizstromes beim Einschalten des Anodenstromes wird um so größer, die Veränderung des Ausschlages am Heizamperemeter um so kleiner, je größer der Heizwiderstand R_h ist.

Das negative Ende des Glühfadens ist stets heißer als das positive.

In der Schaltung Fig. 155 kann leicht ein Durchbrennen des Fadens stattfinden: denn der Anodenstrom addiert sich (namentlich am negativen Ende des Glühfadens) zum

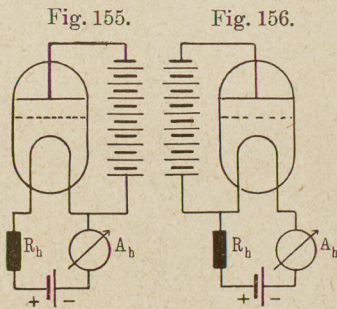
Heizstrom, die Fadentemperatur steigt, der Anodenstrom wächst infolgedessen, hierdurch steigt der Heizstrom und die Temperatur noch höher, der Anodenstrom wächst weiter usw.

Schaltung Fig. 156 vermeidet diese Labilität. Bei Wechselstrom führe man den einen Pol in der Mitte, den anderen geteilt den beiden Fadenenden zu. Hierdurch wird zugleich ein zeitlich konstanter Elektronenstrom erreicht.

(Um die mitgeteilten Erscheinungen theoretisch abzuleiten, bedenke man, daß der Gradient des Heizstromes längs des Glühfadens der Emissionsstromdichte [J_e pro Zentimeter Glühfaden] gleicht.)

2. Der Gasgehalt.

Eine weitere Schwierigkeit bietet bei den Messungen an Röhren der Gasgehalt. Die Röhren werden jetzt wohl von allen Fabriken so gut gepumpt, daß beim Beginn des Betriebes von Gas nichts zu merken ist. Die Gasreste treten erst nach längerem Betriebe aus den heiß werdenden Metallteilen der Röhre aus. Es kommen Anode und Gitter und die Zuführungen zum Glühfaden



in Frage. Anode und Gitter werden durch Elektronenbombeardement erhitzt, die Zuführungen durch Wärmeleitung. Beim Erkalten wird das Gas meist wieder absorbiert.

Den Einfluß des Gasgehaltes erkennt man am besten beim Aufnehmen der Kennlinie. Nimmt man die Kennlinie von kleinen zu großen Anodenströmen fortschreitend und daran anschließend noch ein zweites Mal von großen zu kleinen Anodenströmen zurückgehend auf, so findet man:

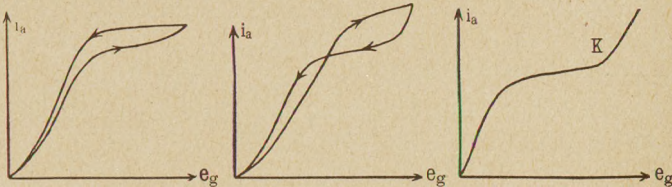
a) Bei Röhren mit vollkommen entgasten Metallteilen beim Auf- und Abschreiten auf der Kennlinie 2 sich genau deckende Kurven.

b) Bei Röhren mit schwacher Gasabgabe Schleifen wie Fig. 157. Geringe Gasspuren drücken den Sättigungsemissionsstrom herab, der Grund hierfür ist noch nicht aufgeklärt.

Fig. 157.

Fig. 158.

Fig. 159.



c) Bei etwas stärkerem Gasgehalt der Metallteile erhält man Kennlinienschleifen wie Fig. 158. Beim „Abwärtsschreiten“ liegt der Anodenstrom höher. Es sind in der Röhre so viele positive Gasionen vorhanden, daß die negative Raumladung in der Umgebung des Glühdrahtes zum Teil aufgehoben, die Steilheit der Kennlinie vergrößert wird. Auch wird das Gitter von einer Wolke positiver Ionen umgeben, da sich die Ionen an den dünnen Gitterdrähten nicht rasch genug entladen können. Das Gitter wirkt daher nach außen positiver, als es wirklich ist. Aus letzterem Grunde ist es möglich, bei außen gemessener negativer Steuerspannung starke Anodenströme zu erhalten, eine instabile elektrische Strömung, die man nur beim „Abwärtsschreiten“ bekommt.

d) Bei Röhren mit stark gasenden Metallteilen erhält man Kennlinien wie Fig. 159. Beim Knick *K* setzt selbständige Entladung ein. Die Röhre brennt dann durch, wenn man keinen hinreichenden Vorschaltwiderstand in den Anodenkreis gelegt hat.

e) Bei Hochfrequenzschwingungen erhalten die Arbeitskurven infolge der trägen Gasionen Hysteresisschleifen.

Für die Wirksamkeit der Röhre im Hochfrequenzgenerator ist der Gasgehalt in doppelter Hinsicht schädlich:

1. Der Sättigungsstrom wird herabgesetzt.
2. Die Arbeitskurven werden zu Hysteresisschleifen. Beide Umstände verringern die Leistung.

3. Bei weiterer Steigerung des Gasgehaltes brennen die Röhren durch [Fall d)]. Auch kann ein Aussetzen der Schwingungen auf die unter c) erwähnte Ionenwolke um den Gitterdrähten zurückzuführen sein. Die Röhre unterbricht dann bei negativer Gitterspannung den Elektronenstrom nicht mehr.

3. Messung des Gasgehaltes.

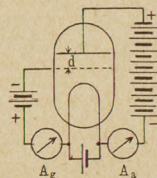
Wünscht man eine quantitative Messung des Gasgehaltes einer Röhre, ohne dieselbe zu öffnen und ein Manometer anzuschließen, so stehen folgende zwei Wege offen:

a) Man legt an die Anode eine positive, an das Gitter eine negative Spannung; die Spannungen sind so bemessen, daß vom Glühdraht ein Elektronenstrom von einigen Milliampere ausgeht (Fig. 160).

Sind gar keine Gasmoleküle in der Röhre, so wird an das negative Gitter gar kein Strom kommen, da der Elektrizitätstransport in der Röhre lediglich von Elektronen besorgt wird, die das negative Gitter abstößt¹⁾. Das Galvanometer A_g bleibt auf Null stehen.

Ist Gas vorhanden, so werden die vom Glühdraht abwandernden Elektronen die Gasmoleküle durch Stoß ionisieren. Die positiven Gasionen wandern zum Teil an den Glühdraht, zum größten Teil an das Gitter. Das Galvanometer zeigt einen Ausschlag, der den pro Zeiteinheit sich entladenden Gasionen proportional ist. Die pro Sekunde gebildeten Gasionen sind pro-

Fig. 160.



¹⁾ Die Elektronen verlassen den Glühdraht mit der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung, sie vermögen je nach ihrer Geschwindigkeit gegen ein negatives Potential anzulaufen. Ist das Potential des Gitters um 3 Volt niedriger als das des negativen Glühfadendes, so ist die Anzahl der Elektronen mit genügender Geschwindigkeit bereits so gering, daß ein auf sie zurückführender Strom nicht mehr stört.

portional mit der Gasdichte, der Anzahl der ionisierenden Elektronen (Anodenstrom i_a) und der Breite des Ionisierungsraumes d . Der Gitterstrom wird proportional $i_a d$ und einer vom Gasdruck p abhängigen Größe, bzw.

$$p = f\left(\frac{i_g}{i_a d}\right) = \sim K \frac{i_g}{i_a d}.$$

Der Proportionalitätsfaktor K nimmt mit wachsendem Gasdruck ab und ist von der chemischen Natur des Gases abhängig. — Die Zahl der Zusammenstöße zwischen Gasmolekülen und Elektronen, die zur Ionisierung führen, ist von der Größe der Moleküle, der Ionisierungsspannung, also nur unter anderem vom Druck abhängig.

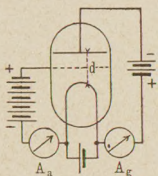
Man kann auch die Anode negativ und das Gitter positiv polarisieren. Für p gilt dann eine analoge Beziehung

$$p = f\left(\frac{i_a}{i_g d}\right).$$

d ist dann der Abstand von Anode zum Glühdraht (Fig. 161).

Bei der Anordnung Fig. 160 erhitzt man bei der Messung die Anode durch Elektronenbombardement: man erhält einen Einblick, wie sauber die Anode entgast ist. Bei Benutzung der Anordnung Fig. 161 kontrolliert man die Gasfreiheit des Gitters.

Fig. 161.



Röhren, die bei der Prüfung in der Anordnung Fig. 161 kein Gas zeigen, können immer noch schlecht entgaste Anoden haben und umgekehrt. Bei den Gasmessungen soll man dem Gitter und der Anode durch Elektronenbombardement die Wärmeleistung zuführen, die diese Elektroden im Betrieb normalerweise aufzunehmen haben.

b) Bei Röhren mit kleinem Durchgriff stößt die Messung nach Schaltung Fig. 160 auf Schwierigkeiten, die Anodenspannung muß sehr hoch sein, um bei negativer Gitterspannung noch einen genügenden Elektronenstrom durch das Gitter zu treiben. Als einziges Mittel zur Beurteilung der Anodensauberkeit bleibt dann die Beobachtung des Absinkens des anfänglich hohen Sättigungs-emissionsstromes auf seinen stationären Wert bei der unter D_1 (Fig. 154) beschriebenen Messung von J_{es} . Bei gut gepumpten Röhren soll J_{es} nicht mehr als 20 Proz. abfallen.

4. Pumpverfahren.

Das Verfahren beim Pumpen der Röhren fußt auf den Beobachtungen des vorigen Paragraphen. Die Schwierigkeit besteht in der Entgasung der Glaswände, hauptsächlich aber in der Entgasung der Metallteile. Diese werden vor dem Einsetzen in die Röhre durch Erhitzen im Vakuum vorentgast. In der Röhre werden sie wieder durch Elektronenbombardement erhitzt. Man muß deshalb beim Pumpen um ein Vielfaches höher erhitzen lassen als beim normalen Betrieb.

Aus diesem Grunde pumpen sich Metalle, die sich im Vakuum auf Weißglut erhitzen lassen, ohne zu schmelzen oder zu verdampfen, am leichtesten. Tantal, Molybdän und Wolfram eignen sich am besten als Material für Anoden. Aber auch das Pumpen billiger, leichter schmelzender Metalle, wie Eisen und Kupfer, ist Schott allerdings nach mühevollen Vorarbeiten gelungen, da diese Metalle eher selbst verdampfen, als daß sie die okkludierten Gase abgeben.

In sehr eleganter Weise umgeht Dr. Skaupy (Studiengesellschaft für Leuchtröhren) alle Schwierigkeiten beim Pumpen. Er stellt seine Anoden aus dünnem Molybdännetz her. Auf diese Weise werden einerseits die gashaltigen Metallmengen weitgehend vermindert, andererseits die Metalloberfläche und mit ihr die Kühlung erhöht.

Tritt bei Überanstrengung der Skaupyschen Röhren Gas aus den Elektroden aus, so ist das unbedenklich. Denn das spurenweise stets verdampfende Wolfram des Glühfadens absorbiert diese Gasreste sehr bald, fliegt mit diesen durch die Maschen der Anode auf die kühle Glaswand und schlägt sich dort nieder. Bei Röhren mit Blechanoden kommen diese Wolframteilchen auf die heiße Anode und geben das absorbierte Gas wieder ab. Bei normalem Betrieb wird das Vakuum der Röhren mit Netzanode dauernd besser.

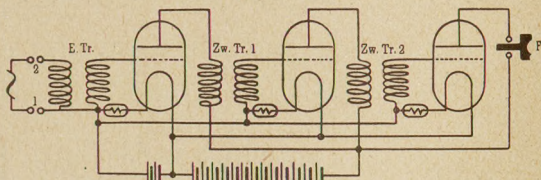
E. Die Pfeifneigung bei Lautverstärkern. Ihre Ursachen und Mittel zu ihrer Beseitigung.

Mitunter hört man im Telephon *F* (Fig. 162) ein lautes Pfeifen, ohne daß die Wechselstromquelle eingeschaltet ist. Diese Erscheinung wurde von Barkhausen untersucht.

Das Pfeifen ist darauf zurückzuführen, daß die Röhren des Lautverstärkers eine Transformatorspule in ihrer Eigenfrequenz erregen. Wenn derartige Eigenschwingungen entstehen, so muß entweder eine Rückkopplung vorhanden sein, oder es muß sich irgendwo ein negativer Widerstand vorfinden.

a) Die Rückkopplung im Verstärker kann ebenso wie beim Sender eine äußere sein. Das magnetische, meist aber wohl das elektrische Feld des Telephons (Erkapsazität) kann zwischen den Klemmen 1 und 2 des Eingangstransformators (*E. Tr.* Fig. 162) eine Spannung induzieren, die die Rolle der in der Rückkopplungsspule induzierten Gitterspannung spielt. Um diese Rückkopplung unschädlich zu machen, pole man eine der Transformatorspulen um. Die Rückkopplung erhält dann ein solches Vorzeichen, daß angestoßene Schwingungen durch die Röhren nicht unterhalten, sondern abgedämpft werden. Eine weitere Möglichkeit der Rück-

Fig. 162.



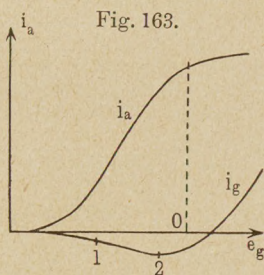
kopplung liegt in der von den Anodenströmen aller Röhren gemeinsam durchflossenen Anodenbatterie. Der Anodenstrom der dritten Röhre ruft über dem inneren Widerstand der Anodenbatterie einen Wechselspannungsabfall hervor, der Schwankungen des Anodenstromes der ersten Röhre verursacht. Diese induzieren dann in der Sekundärspule die erforderliche Gitterwechselspannung. Abhilfe gegen diese Rückkopplung bringt einerseits wieder das Umpolen der Transformatoren, andererseits die Verwendung einer frischen Anodenbatterie mit geringem inneren Widerstand.

b) Eine Selbsterregung durch innere Rückkopplung infolge Röhrenkapazität (vgl. Hutsche Senderschaltung, Fig. 73) wird besonders begünstigt, wenn die Eigenfrequenz des Eingangstransformators größer ist, als die des Transformators im Anodenkreis. Der Eingangstransformator wirkt dann in der Resonanzfrequenz des Anodentransformators überwiegend als Selbstinduktion: der Spannungsabfall über dem Eingangstransformator hat eine Phase, die geeignet ist, die Eigenschwingung des Transformators im

Anodenkreis zu erregen. Abhilfe gegen diese innere Rückkopplung bringt wieder die Umkehr des Vorzeichens der Gitterwechselspannung; diese ist aber jetzt nicht durch Umpolen zu erreichen, sondern man muß nach Barkhausen die Transformatoren so anordnen, daß der Eingangstransformator die niedrigste, jeder folgende eine höhere Eigenfrequenz als der vorhergehende hat¹⁾.

c) Schließlich kann die Selbsterregung auf einen negativen Widerstand zurückzuführen sein. Enthält eine der Verstärkerrohren Gas, so entladen sich die positiven Ionen am Gitter, der negative²⁾ Gitterstrom wird mit wachsendem, ionisierendem Anodenstrom steigen (vgl. D_3). Mit positiver werdender Spannung steigt ein Strom mit negativem Vorzeichen (Fig. 163). Zwischen den Punkten 1 und 2 (Fig. 163) stellt die Gasstrecke zwischen Gitter und Kathode einen negativen Widerstand von der Größe $\frac{\partial e_g}{\partial i_g}$ dar, der, ähnlich wie der negative Widerstand eines Lichtbogens, geeignet ist, die Eigenschwingungen des Eingangstransformators anzuregen.

Die absichtliche Einführung einer schwachen Rückkopplung, die nur die Dämpfung vermindert, aber noch nicht zur Selbsterregung führt, wurde verschiedentlich zur Steigerung der Empfindlichkeit des Lautverstärkers benutzt. Die Rückkopplung muß dann einstellbar sein, da sie entweder zum Pfeifen des Verstärkers führt oder von nur geringer Wirksamkeit ist, wenn sie nicht der gerade eingesetzten Röhre, der Dämpfung des verwandten Telefons usw. angepaßt wird. Die Handhabung des Verstärkers wird dadurch kompliziert, der Betrieb unsicher. Außerdem verzerrt ein solcher Verstärker die Sprache, da er Töne in der Nähe der Eigenfrequenz besonders kräftig verstärkt: bei der Wiedergabe funkentelegraphischer Zeichen hallt er nach. Moderne Verstärker verzichten daher auf dieses Mittel.



¹⁾ Vgl. die ausführliche Arbeit über die Schwingungserzeugung mit dem Huthsender von H. Rukop und Isolde Ganswindt in der Telefunkenzeitung.

²⁾ Der bei positiver Gitterspannung durch Elektronenleitung hervorgerufene Gitterstrom, der mit wachsender Gitterspannung nach positiven Potentialen hin steigt, ist als positiv gerechnet.

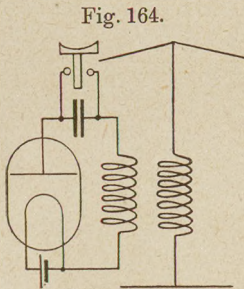
Vierter Abschnitt.

Das Audion.

I. Anodengleichrichtung.

1. Ventilröhre. Gleichrichterröhre.

Alle nichtkonstanten Widerstände sind zur Erzeugung von Gleichstrom durch eine Wechselfspannung geeignet. Für alle Gleichrichter und Detektoren ist die Krümmung der Kennlinie typisch. Die Elektronenröhren stellen ebenfalls einen inkonstanten, von der Stromstärke abhängigen Widerstand dar. Sie sind deshalb als Gleichrichter oder Detektoren zu brauchen.

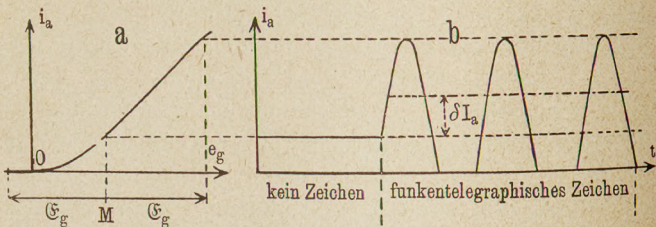


Mit der Benutzung der Elektronenröhren zum Empfang drahtloser Wellen kommen wir auf ihr historisch erstes technisches Anwendungsgebiet zu sprechen.

Zuerst verwandte man Röhren ohne Gitter in der Schaltung (Fig. 164).

Die Fig. 165 a und 165 b zeigen die gekrümmte Kennlinie und den zeitlichen Verlauf des Anodenstromes. Wenn keine Wellen von der Antenne aufgenommen werden, ist das Potential der Anode durch Punkt M dargestellt, der Anodenstrom hat die Größe J_a (Ruhestrom der

Fig. 165.



Röhre). Beim Eintreffen eines funkentelegraphischen Zeichens schwankt das Potential mit der Amplitude \mathcal{E}_a um M als Schwingungsmittelpunkt nach rechts und links¹⁾ (Fig. 165 a). Die strich-

¹⁾ In der Fig. 165 ist in Rücksicht auf den folgenden Punkt statt \mathcal{E}_a bereits \mathcal{E}_g eingeschrieben.

punktierte Linie (Fig. 165 b) stellt den mittleren Anodenstrom

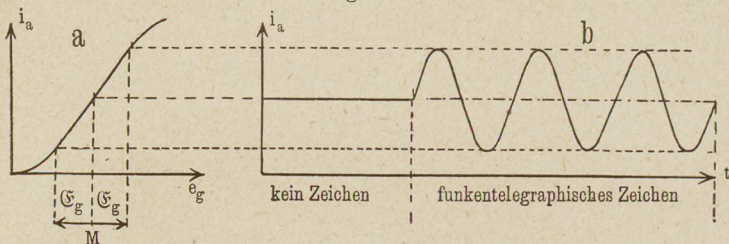
$\bar{i}_a = \frac{1}{T} \int i_a dt$ dar; die Stromdifferenz

$$\delta J_a = \frac{1}{T} \int i_a dt - J_a$$

sei als Gleichrichtereffekt bezeichnet.

Die beschriebene Ventilröhre verhält sich in allen Punkten wie ein Kristalldetektor. Der Gleichrichtereffekt δJ_a ist pro-

Fig. 166.



portional (\mathcal{G}_a^2), die Empfindlichkeit proportional der Krümmung $\frac{\partial S}{\partial e_a}$ der Kennlinie im Schwingungsmittelpunkt. Die zur Erregung des Gleichstromes δJ_a nötige Energie muß der Sender liefern, dessen Wellen auf die Empfangsantenne treffen.

Einen wesentlichen Vorteil bringt die Verwendung des Gitters in der Schaltung (Fig. 167). Formal können die Überlegungen, die sich an Fig. 165 anschließen, ohne weiteres übertragen werden;

1) Entwickelt man die Formel $i_a = f(e_a)$ für die Kennlinie in der Umgebung des Schwingungsmittelpunktes nach Potenzen von \mathcal{G}_a und bricht man hinter dem quadratischen Gliede ab, so erhält man

$$i_a = J_a + S \mathcal{G}_a \sin \omega t + \frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial e_a} \mathcal{G}_a^2 \sin^2 \omega t,$$

der mittlere Anodenstrom berechnet sich zu

$$\bar{i}_a = J_a + \frac{S \mathcal{G}_a}{T} \int \sin \omega t dt + \frac{\mathcal{G}_a^2}{2T} \frac{\partial S}{\partial e_a} \int \sin^2 \omega t dt + \dots = J_a + \frac{\partial S}{\partial e_a} \frac{\mathcal{G}_a^2}{4},$$

der Gleichrichtereffekt δJ ist dann gleich

$$\delta J_a = \frac{\partial S}{\partial e} \frac{\mathcal{G}_a^2}{4}.$$

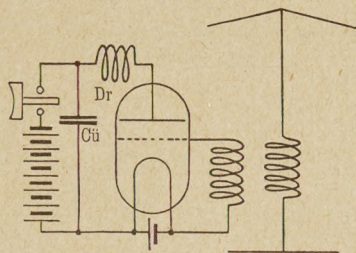
man braucht nur statt $\mathcal{E}_a \mathcal{E}_g$ zu schreiben; für den Gleichrichtereffekt gilt die Formel:

$$\delta J_a = \frac{\partial S}{\partial e_g} \frac{\mathcal{E}_g^2}{4}.$$

Physikalisch besteht aber ein einschneidender Unterschied. Der das Telefon betätigende Anodenstrom wird nicht mehr von der aufgefangenen Hochfrequenzspannung, der „Fernerregung“, getrieben, sondern durch diese nur vermittelt des Gitters gesteuert. Die Energie zum Betrieb des Telefons hat die Anodenbatterie zu liefern. Die Fernerregung hat lediglich die Verluste¹⁾ im Gitterstromkreis zu decken.

Die beschriebene Gleichrichterröhre wirkt wie ein Einröhrenhochfrequenzverstärker in Verbindung mit einem Detektor.

Fig. 167.



Würde man den Schwingungsmittelpunkt M in den geradlinigen Teil der Kennlinie legen, so bekommt man keine Gleichrichtung, der mittlere Anodenstrom während des Zeichens ist ebenso groß wie der Ruhestrom (vgl. Fig. 166). Wohl aber erhält man wieder einen Gleichrichtereffekt, wenn man durch

weitere Steigerung der Gittervorspannung den Schwingungsmittelpunkt in den oberen Knick der Kennlinie verlegt.

Die beiden besprochenen Gleichrichtereffekte seien mit „Anodengleichrichtung im unteren bzw. oberen Knick“ bezeichnet.

2. Gittergleichrichtung. Das Audion.

Nicht nur der Anodenstrom, sondern auch der Gitterstrom steht in nicht linearer Abhängigkeit von der Gitterspannung. Auf der Krümmung der Gitterkennlinie läßt sich ebenfalls ein

¹⁾ Gibt man dem Gitter eine negative Vorspannung, so fließt kein Elektronenstrom zum Gitter. Die Gitterkreisverluste sitzen lediglich in der Gitterspule L_g . Schaltet man in den Anodenkreis noch eine Drossel, so daß der gesamte äußere Widerstand \mathfrak{R} , bestehend aus der Drossel Dr , dem Überbrückungskondensator $Caü$, dem Telefon und dem inneren Widerstand der Anodenbatterie B_a , die Wirkung einer Selbstinduktion (mit Widerstand) hat, so liefert die Röhre beim Empfang sogar noch Energie in die Antenne zurück und vermindert deren Dämpfung (Abschnitt 2, B, § 3).

recht empfindlicher Gleichrichtereffekt aufbauen. Zu diesem Zwecke schaltet man in den Gitterkreis einen sehr hohen Widerstand R_g und einen Überbrückungskondensator $C_{\ddot{u}}$ von etwa 1000 cm (Fig. 168), der den hohen Widerstand für die hochfrequenten Gitterladeströme kurzschließt.

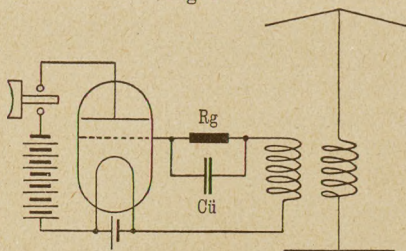
Für den Gitterkreis gelten dann wieder formal und physikalisch die Betrachtungen der Fig. 165, nur muß an Stelle von i_a und e_a i_g und e_g stehen. Im Gitterkreis fließt als Gleichrichtereffekt ein Gleichstrom

$$\delta J_g = \frac{1}{4} \frac{\partial S_g}{\partial e_g} \mathcal{G}_g^2.$$

Die Energie zur Aufrechterhaltung des Stromes δJ_g liefert, wie bei der gitterlosen Ventilröhre, die ankommende Welle.

Dieser Strom δJ_g lädt den Gitterkondensator auf ein negatives Potential $E_g - E_{g_0}$ auf. Hierdurch wird der Anodenstrom um $\delta J_a = S_A (E_g - E_{g_0})$ verringert. Diese Schaltung sei mit Audionschaltung bezeichnet. Die Fernerregung hat lediglich die Verluste im Gitterkreis zu decken, während die im Telephone verbrauchte Energie aus der Anodenbatterie stammt. Als Audion wirkt die Röhre wie ein Detektor mit darauf folgendem Niederfrequenzverstärker.

Fig. 168.



Die beim Audion benutzte Art der Gleichrichtung sei als „Gittergleichrichtung“ bezeichnet.

Die Größe der Potentialänderung $E_g - E_{g_0}$ ist nach folgender Überlegung zu berechnen:

Im Ruhezustand des Audions ist der Gitterstrom J_{g_0} , der den Kondensator $C_{\ddot{u}}$ lädt, gerade so groß wie der Entladestrom, der durch den Gitterwiderstand R_g abfließt. Steigert man das Gitterpotential nach negativeren Werten hin um $E_g - E_{g_0}$, so steigt der Entladestrom um $\frac{E_g - E_{g_0}}{R_g}$, der Ladestrom sinkt nach Maßgabe der Gitterkennlinie um

$$\frac{\partial i_g}{\partial e_g} (E_g - E_{g_0}).$$

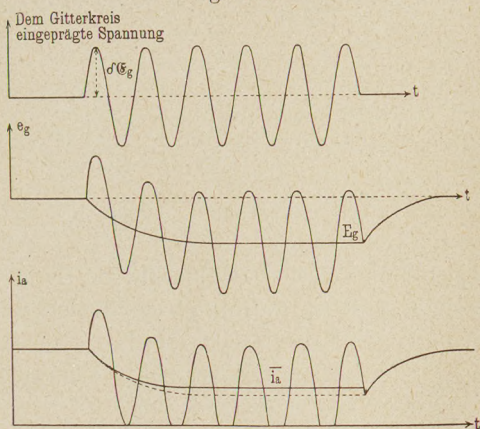
Den Überschuß an Entladestrom und den Ausfall an Ladestrom muß der Gleichrichtereffekt δJ_g decken.

$$\delta J_g = (E_g - E_{g_0}) \left(\frac{1}{R_g} + \frac{\partial i_g}{\partial e_g} \right).$$

Der gleichgerichtete Strom δJ_g fließt gewissermaßen über den Widerstand R_g und die Vakuumstrecke Gitter—Kathode mit dem inneren Widerstande $R_{i_g}' = \frac{\partial e_g}{\partial i_g}$ ab. (Die Bezeichnung R_{i_g}' wurde zum Unterschied gegen den früher definierten inneren Gitterwiderstand $R_{i_g} = \frac{\mathfrak{G}_g}{\mathfrak{S}_g}$ gewählt.)

Den zeitlichen Verlauf der Gitterspannung und des Anodenstromes zeigt Fig. 169. Die oberen Scheitel der Gitterspannungs-

Fig. 169.



kurve sinken nicht unter die Ruhegitterspannung, wie man an verschiedenen Stellen angegeben findet.

Da man eine möglichst starke Verschiebung $E_g - E_{g_0}$ des Gitterpotentials hervorzurufen wünscht, muß man R_g groß gegen den inneren Widerstand R_{i_g}' nehmen. Dann wird:

$$E_g - E_{g_0} = \delta J_g \frac{\partial e_g}{\partial i_g} = \frac{1}{S_g} \frac{\partial S_g}{\partial e_g} \frac{1}{4} \mathfrak{G}_g^2; \quad \delta J_a = \frac{1}{4} \frac{S_A}{S_g} \frac{\partial S_g}{\partial e_g} \mathfrak{G}_g^2.$$

Nach Messungen von Barkhausen ist die Gitterkennlinie durch eine Exponentialfunktion $i_g = |i_g| \varepsilon^{\alpha e_g}$ darzustellen. ($|i_g|$ ist

die Amplitude der Exponentialfunktion und nicht mit der Schwingungsamplitude \mathfrak{S}_g zu verwechseln.) Es wird dann

$$S_g = \frac{\partial i_g}{\partial e_g} = \alpha i_g; \quad \frac{\partial S_g}{\partial e_g} = \alpha^2 i_g; \quad \frac{\partial S_g}{S_g} = \alpha; \quad E_g - E_{g_0} = \frac{1}{4} \alpha \mathfrak{S}_g^2$$

unabhängig von der Stelle der Gitterkennlinie, an der man arbeitet.

Im Gegensatz zu § 1 dieses Kapitels wird man jetzt die Gitterspannung so einstellen, daß man an der Stelle der größten Steilheit der Anodenkennlinie arbeitet, die mit dem Wendepunkt zusammenfällt, während die Anodengleichrichtung an dieser Stelle gerade Null wird.

3. Gleichrichtung infolge Verteilung.

Bei starken Schwingungen nimmt das Anodenpotential niedrigere Werte an, wie das Gitterpotential (vgl. Einsattelung der i_a - t -Kurve III, A₂, § 2), der Emissionenstrom fließt dann vorwiegend auf das Gitter und nur zu geringem Teil zur Anode. Bei einer Vergrößerung der Schwingungsamplitude ändert sich das Verteilungsverhältnis zugunsten des Gitterstromes. Der mittlere Gitterstrom wächst, der mittlere Anodenstrom sinkt mit wachsender Amplitude. Dieser Gleichrichtereffekt sei mit „Gleichrichtung infolge Verteilung“ bezeichnet.

II. Der Überlagerungsempfang.

Um eine ungedämpfte Welle im Telephon hörbar zu machen, zerhackte man früher den konstanten Wellenzug oder den vom Detektor gelieferten Gleichstrom durch einen Tikker oder Schleifer. Die hohe Konstanz der Wellenlänge beim Röhrensender erlaubt die Methode des Überlagerungsempfanges, die früher nur für sehr lange Wellen brauchbar war, für alle, auch die kürzesten Wellen anzuwenden. Die Empfangsmethode sei an einem Beispiel erläutert:

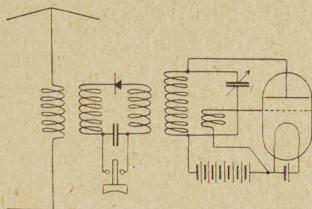
Es soll eine Welle von 10^6 Schwingungen pro Sekunde empfangen werden. Man stellt dann einen kleinen Röhrensender, den sogenannten „Überlagerer“, etwa auf $1,005 \cdot 10^6$ Schwingungen pro Sekunde ein und erregt einen Detektorkreis (Fig. 170) sowohl durch die ankommende als durch die lokale im Überlagerer erzeugte Welle.

Beide Schwingungen geben Schwebungen von der Schwingungszahl $1,005 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^6 = 500$ pro Sekunde. Die Amplitude der Hochfrequenzschwingungen schwankt im Takte der Schwebungen von $\mathcal{E}_g - \delta\mathcal{E}_g$ (wenn Fernerregung und Lokalerregung 180° Phasenverschiebung haben) bis zu $\mathcal{E}_g + \delta\mathcal{E}_g$ (wenn Fern- und Lokalerregung in Phase sind), also um die doppelte Amplitude der Fernerregung (vgl. Fig. 171). Während der Dauer jeder Schwebung laufen 2000 elektrische Schwingungen ab. Richtet man diese schwebenden Hochfrequenzschwingungen durch einen Detektor oder eine Röhre gleich, so erhält man einen 500mal in der Sekunde auf und ab schwankenden Gleichstrom, der im Telephon einen Ton von der Schwingungszahl 500 erzeugt.

Soll ein klarer Ton im Telephon entstehen, müssen diese Schwebungen viele hundert Male, die Hochfrequenzschwingungen viele Millionen Male in einem einzigen Wellenzuge mit hoher Regelmäßigkeit ablaufen. Eine Wellenlängenschwankung um 1 Prom. würde

in unserem Beispiele den Ton bereits um eine halbe Oktave ändern, bei einer Änderung um $\frac{1}{2}$ Proz. würde der Ton bereits ganz verschwinden, da dann die Frequenzen der ankommenden und der überlagerten Welle fast gleich sind und die Schwebungen so lang werden, daß sie nicht mehr gehört werden können. Bei kürzeren Wellen ist eine noch höhere Gleichmäßigkeit der Schwingungen nötig. Wellen von der geschilderten enormen Konstanz herzustellen, ist erst mit Hilfe des Röhrensenders gelungen.

Fig. 170.



Der Überlagerungsempfang bringt zwei wesentliche Vorteile mit sich:

1. Selbst wenn in den Detektorkreis mehrere ungedämpfte Wellen von wenig verschiedener Frequenz gelangen, hört man nur die, deren Frequenz ω_1 sich von der des Überlagerers ω_2 um weniger als etwa 2000 Schwingungen unterscheiden (Grenze des Hörens mit dem Telephon); durch Einstellen der Frequenz des Überlagerers hat es der Hörer in der Hand, die Welle der gewünschten Station auszusondern. Der Überlagerungsempfang bietet somit ein weiteres Abstimmittel.

2. Beim Überlagerungsempfang interessiert nicht mehr die absolute Größe des Gleichrichtereffektes, sondern die Änderung $\partial \delta J_a$ bei der Schwankung von \mathcal{C}_g während der Schwebung. Wie bereits erwähnt, ist diese Schwankung $2\delta\mathcal{C}_g$, das Doppelte der Fernerregung. Ist die Amplitude der überlagerten lokalen Erregung \mathcal{C}_g , so schwankt die Amplitude der resultierenden Schwingung von $\mathcal{C}_g - \delta\mathcal{C}_g$ bis $\mathcal{C}_g + \delta\mathcal{C}_g$. Beim Überlagerungsempfang ist daher die Empfindlichkeit des Detektors nicht durch $\frac{\delta J_a}{\mathcal{C}_g}$, sondern durch $\frac{\partial \delta J_a}{\partial \mathcal{C}_g}$ zu definieren.

Sowohl bei Detektoren wie bei Röhren, die als Gleichrichter oder Audion geschaltet sind, steigt zunächst der Gleichrichtereffekt δJ_a (Fig. 172) proportional mit dem Quadrate der Amplitude, bei Röhren

Fig. 171.

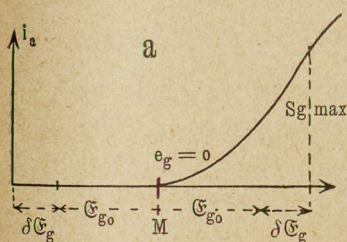
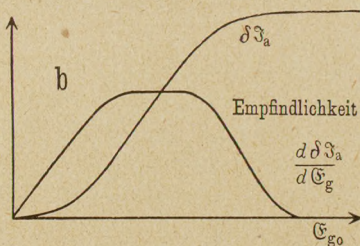


Fig. 172.



wird er für starke Gitterwechselspannungen der ersten Potenz der Amplitude proportional. Das letztere wird erreicht, wenn die Gitterspannung von der Stelle größter Steilheit bis in den Bereich des wagerechten Verlaufes der Kennlinie hin und her schwingt (Fig. 171). Bei weiterer Steigerung der Amplitude wächst der Gleichrichtereffekt schwächer weiter und erreicht bei Röhren ein Maximum, wenn der Stromspannungspunkt auch den oberen Knick der Kennlinie überschreitet. Die Abhängigkeit des Gleichrichtereffekts von \mathcal{C}_g ist in Fig. 172 dargestellt. Die Empfindlichkeit $\frac{\partial \delta J_a}{\partial \mathcal{C}_g}$ bei Überlagerungsempfang steigt zunächst linear mit der Amplitude der überlagerten Lokalschwingung an, erreicht ein Maximum und nimmt bei Röhren wieder ab (vgl. Fig. 172). Beim Überlagerungsempfang hat es der Hörer in der Hand, auch für

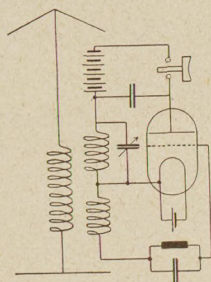
kleine Fernerregungen $\delta \mathcal{E}_g$ die Maximalempfindlichkeit des Detektors einzustellen, indem er die Kopplung zwischen Überlagerer und Detektorkreis ändert, während er sich beim Empfang ohne Überlagerung mit der kleinen bei schwachem Empfang nach Null abnehmenden Empfindlichkeit des Detektors begnügen muß¹⁾.

III. Das Schwingaudion.

1. Die Schaltung.

Statt die Hilfsschwingung in einem besonderen Generator zu erzeugen und der Empfangswelle im Gitterkreis einer Audionröhre zu überlagern, kann man die Audionröhre selbst als Generatorröhre benutzen. Man

Fig. 173.



gelangt auf diese Weise zu der Schaltung (Fig. 173), die mit dem Namen „Schwingaudion“ bezeichnet werden soll. Die Antenne kann mit der Arbeitskreisspule, der Gitterspule oder beiden gekoppelt werden. Im ersten Falle wird die Antenne durch die Hilfswelle ziemlich stark erregt. Sie strahlt diese aus und stört Nachbarstationen, die die gleiche Welle empfangen sollen. Koppelt man die Antenne nur mit der Gitterspule, so wird die Antenne nur durch die schwachen Ströme erregt, die die Kapazität des Gitters auf-

¹⁾ Die geschilderten Verhältnisse haben vielfach zu der etwas schiefen Vorstellung geführt, der Detektor habe eine Reizschwelle, die durch die überlagerte Welle überwunden werden müsse. Mitunter ist auch die Eigenschaft des Detektors, eine mit der Amplitude proportionale Empfindlichkeit

$$\frac{\partial \delta J_a}{\partial \mathcal{E}_g} = \frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial e_g} \mathcal{E}_g$$

zu besitzen, als „Reizschwelle“ bezeichnet worden. — Im Anschluß an Fig. 173 sei noch erwähnt: Beim Empfang ohne Überlagerung ist die Empfindlichkeit $\frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial e_g} \mathcal{E}_g$; man muß eine Stelle des Detektors mit möglichst stark gekrümmter Kennlinie einstellen, d. h. eine sehr kleine Berührungsstelle wie bei der Schlömilchzelle. Mit Überlagerung ist die Empfindlichkeit

$$\frac{\partial \delta J_a}{\partial \mathcal{E}_g} = \frac{S_A}{\pi} R_g (S_{\max} - S_{\min}) \approx \frac{S_A}{\pi} R_g S_{g \max}$$

bei der Röhre oder $\frac{(S_{\max} - S_{\min})}{\pi}$ beim Detektor. Es kommt auf die Krüm-

laden. Will man auch diese schwache Erregung wegbringen, so muß man die Antenne nach M. Wien und N. v. Korshenewsky¹⁾ mit Hilfe zweier einstellbarer Kopplungen z. B. in der in Fig. 174 vorgeschlagenen Weise entkoppeln.

2. Experimentelle Ergebnisse; Aufgaben der Theorie.

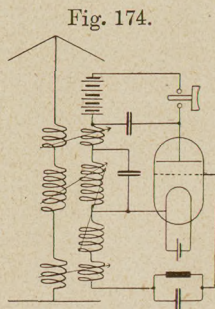
Beim Arbeiten mit dem Schwingaudion findet man, daß man durch geeignete Einstellung der Rückkopplung zu außerordentlicher Empfindlichkeit gelangt, die namentlich bei schwachem Empfang die Empfindlichkeit eines Audions mit getrenntem Überlagerer um ein Vielfaches übertrifft. Die günstigste Rückkopplung ist stets lose; es ist aber nicht immer die loseste Rückkopplung, bei der eben Schwingungen einsetzen, die günstigste. Je niedriger der Gitterwiderstand und je größer eine negative konstante Gittervorspannung ist, die man etwa durch ein in den Gitterkreis eingeschaltetes Trockenelement hervorrufen kann, um so fester ist die günstigste Rückkopplung.

Die günstigste Schwebungstonhöhe ist wesentlich durch die Telephonresonanz bestimmt, liegt aber tiefer als diese. Die günstigste Größe des Überbrückungskondensators im Gitterkreis sinkt mit wachsender Tonhöhe und zunehmendem Gitterwiderstand. Die günstigste Festigkeit der Rückkopplung steigt mit abnehmender Größe des Gitterwiderstandes. Hohes $\frac{L}{CR}$ des Arbeitskreises erhöht die Empfindlichkeit.

Mit zunehmender Heizung der Röhre wird ein Maximum der Empfangslautstärke erreicht. Im Gegensatz zu den Senderröhren

mung der Kennlinie gar nicht an, wohl aber soll die Maximalsteilheit der Kennlinie von Detektor oder Röhre möglichst groß, die Minimalsteilheit möglichst gering sein. Bei Überlagerungsempfang wird man daher eine große Berührungsfläche der Detektorkristalle einstellen, die bei positiver Spannung $+e_1$ einen recht geringen, bei negativer Spannung $-e_2$ einen großen Widerstand hat, ohne Rücksicht darauf, ob $+e_1 - (-e_2)$ klein ist, da man die Hilfsschwingung ja immer so stark wählen kann, daß die Gitterspannung bzw. die Detektorspannung von $+e_1$ bis $-e_2$ hin und her schwankt.

¹⁾ Vgl. Vortrag auf dem Naturforschertag in Jena 1921.



ist großer Durchgriff von Vorteil. Röhren mit steilerer Kennlinie geben meist auch einen besseren Empfang. Hohe Werte von S sind aber nicht das wesentliche Merkmal für die Brauchbarkeit einer Röhre im Schwingaudion; denn mitunter geben Röhren mit flacherer Kennlinie einen besseren Empfang.

Aufgabe einer Theorie des Schwingaudions ist, die aufgeführten experimentellen Ergebnisse theoretisch abzuleiten, namentlich aber aufzuklären, welche Eigenschaften einer Röhre für ein gutes Arbeiten im Schwingaudion wesentlich sind.

3. Über die Möglichkeit eines indifferenten Gleichgewichtes.

Beim Audion wird die Gitterspannung nur von der ankommenden Welle, beim Sender nur von der Schwingung im Arbeitskreise erregt. Beim Schwingaudion addieren sich beide Erregungen.

Bezeichnet man die von der aufgefangenen Welle induzierte Wechselspannung mit $\delta \mathfrak{E}_g$ ¹⁾, so berechnet sich die Amplitude der Gitterwechselspannung \mathfrak{E}_g zu

$$\mathfrak{E}_g = \delta \mathfrak{E}_g + \frac{L_{1g}}{L_1} \Re_a \Im_a,$$

während beim gewöhnlichen rückgekoppelten Sender die „Fernerregung“ $\delta \mathfrak{E}_g$ fehlte.

Nach B_1 war die stationäre Amplitude durch den Schnittpunkt der strichpunktierten Geraden mit der Schwingkennlinie bestimmt. Beim gewöhnlichen Sender ging diese Gerade, dargestellt durch die Formel:

$$\mathfrak{E}_g = \frac{L_{1g}}{L_1} \Re_a \Im_a,$$

durch den Koordinaten-„Nullpunkt“. Beim Schwingaudion wird sie durch Hinzutreten des Gliedes $\delta \mathfrak{E}_g$ verschoben.

Sind Fernwelle und Arbeitskreisschwingung (Fernerregung und Lokalerregung) in Phase, so wird die Rückkoppelungsgerade nach rechts verschoben: ihr Schnittpunkt mit der Schwingkennlinie rückt zu höheren Werten. Die Fernerregung unterstützt dann die Lokalerregung. Die Amplituden im Schwingaudion

¹⁾ $\delta \mathfrak{E}_g$ sei im folgenden zum Unterschiede von der durch die Rückkoppelung erregten Gitterspannung kurz mit „Fernerregung“ bezeichnet.

schaukeln sich auf. Haben Fernwelle und Arbeitskreisschwingung 180° Phasenverschiebung, so rückt die (strichpunktierte) Rückkopplungsgerade parallel zur vorherigen Lage nach links; die Amplitude im Schwingaudion wird kleiner. Fern- und Lokal-erregung arbeiten einander entgegen.

Beim Schwingaudion wünscht man eine möglichst große Veränderung der Schwingungsamplitude durch eine kleine Fern-erregung $\delta \mathcal{E}_g$ zu erzielen. Um das $\frac{(\mathcal{E}_g - \mathcal{E}_{g_0})}{\delta \mathcal{E}_g}$ -fache ist das Schwingaudion empfindlicher als ein gewöhnliches Audion. Dieser Quotient ist ein geeignetes Maß für die Empfindlichkeit des Schwingaudions. Um daran zu erinnern, daß er eine ähnliche Rolle wie der Verstärkungsgrad W beim Lautverstärker spielt, sei er mit \mathfrak{B} bezeichnet.

$$\text{Empfindlichkeit } \mathfrak{B} = \frac{\mathcal{E}_g - \mathcal{E}_{g_0}}{\delta \mathcal{E}_g} = \frac{\Delta \mathcal{E}_g}{\delta \mathcal{E}_g}.$$

Hierbei ist \mathcal{E}_{g_0} die Gitterspannungsamplitude, die sich einstellt, wenn keine Fernwelle auf den Schwingaudionempfänger trifft, \mathcal{E}_g die stationäre Amplitude, wenn Fern- und Lokalerregung in Phase sind. \mathcal{E}_{g_0} sei kurz als Ruheamplitude bezeichnet.

Der Praktiker wird als Maß für die Empfindlichkeit nur den Quotienten aus Lautstärke und Fernerregung gelten lassen. Beide Definitionen der Empfindlichkeit kommen auf dasselbe heraus, wenn zwei Voraussetzungen erfüllt sind:

1. Die Lautstärke muß proportional dem Gleichrichtereffekt δJ_a und dieser proportional $\mathcal{E}_g - \mathcal{E}_{g_0}$ sein.

2. Da unter \mathcal{E}_g und \mathcal{E}_{g_0} die Amplituden der stationären Zustände verstanden wurden, müssen die Töne so tief und die Schwingungskreise so stark gedämpft sein, daß die Zeitkonstante der elektrischen Schwingung klein gegen die Schwebungsdauer ist.

Auf die Erfüllung dieser Voraussetzung ist stets zu achten. Wir werden z. B. auf sie ausdrücklich bei der Besprechung der günstigsten Höhe des Schwebungstones zurückkommen müssen. Bei normalen Schwingaudionapparaturen sind sie beide erfüllt. Die vorgeschlagene Definition der Empfindlichkeit \mathfrak{B} schließt sich somit dem praktischen Bedürfnis an.

Eine hohe Veränderung der Gitterwechselspannung \mathcal{E}_g durch ein kleines von der Fernwelle überlagertes $\delta \mathcal{E}_g$ läßt sich auch

ohne Gitterwiderstand bei jeder gewöhnlichen Generatorschaltung durch geeignete Einstellung der Rückkopplung L_{1g} und der Gittervorspannung E_g erreichen.

Da die Verhältnisse ohne Gitterwiderstand theoretisch besonders einfach liegen, sei dieser Fall als Beispiel zur Erläuterung des Begriffes: „Indifferentes Schwingungsgleichgewicht“ vorausgeschickt.

Um eine hohe Empfindlichkeit \mathfrak{B} zu erzielen, lege man

1. durch geeignete Wahl der Gittervorspannung E_g den Schwingungsmittelpunkt in den Wendepunkt der Anodenkennlinie. Dann wird man von allen Schwingkennlinien die mit der ge-

Fig. 175.

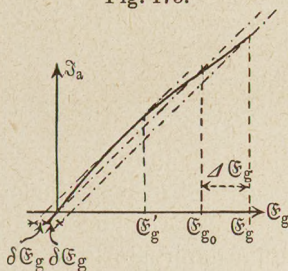
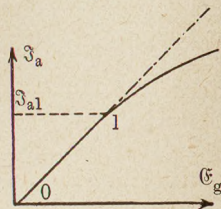


Fig. 176.



ringsten Krümmung im Koordinatenursprung erhalten. Sie wird ein längeres Stück fast geradlinig verlaufen.

2. Man wähle die Steigung der (strichpunktierten) Rückkopplungsgeraden nur um ein Geringes flacher wie die Anfangssteigerung der Schwingkennlinie.

Wie Fig. 175 zeigt, läuft dann bei kleinen Parallelverschiebungen der strichpunktierten Geraden der Schnittpunkt auf der Schwingkennlinie in weiten Grenzen auf und nieder. Würde sich die Steigung der Geraden genau mit der Anfangsneigung der Schwingkennlinie decken, und würde diese ein endliches Stück vom Nullpunkt aus vollkommen geradlinig gehen, so würde bereits eine unendlich kleine überlagerte Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g$ eine endliche Veränderung der Amplitude \mathfrak{A}_a von 0 bis \mathfrak{A}_{a1} (Fig. 176) hervorbringen. Das Schwingaudion würde eine unendliche Empfindlichkeit haben. Physikalisch ist dieses aus dem Diagramm Fig. 176 abgelesene Resultat folgendermaßen zu deuten:

Zwischen den Punkten 0 und 1 decken sich die Schwingkennlinie und die (strichpunktierte) Rückkopplungsgerade. Jeder

Punkt ist als Schnittpunkt anzusehen. Jede Schwingungsamplitude zwischen 0 und \mathfrak{S}_{a_1} stellt einen möglichen stationären Zustand dar. Um den Schwingungszustand des Generators von dem einen dieser stationären Zustände in einen anderen zu überführen, bedarf es nur einer verschwindend kleinen überlagerten Wechselfeldspannung $\delta \mathfrak{G}_g$.

Der Schwingungszustand ist dem Gleichgewicht einer Kugel auf einer horizontalen Ebene zu vergleichen. Jeder Punkt der Ebene ist eine Gleichgewichtslage. Zur Verschiebung der Kugel gehört eine verschwindend kleine Kraft. Diese würde der Fernerregung $\delta \mathfrak{G}_g$ entsprechen. Angeregt durch diesen Vergleich sei für die geschilderte Einstellung des Generators die Bezeichnung: „Indifferentes Schwingungsgleichgewicht“ gewählt.

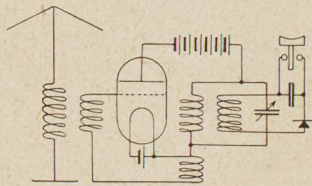
Im indifferenten Schwingungsgleichgewicht wird die Empfindlichkeit unendlich. Die Lautstärke ($\mathfrak{G}_g - \mathfrak{G}_{g_0}$) wird dann bereits bei der geringsten Erregung so groß werden, wie der Bereich des indifferenten Gleichgewichtes (das Stück 01 der Fig. 176) zuläßt.

Praktisch ist die Indifferenz des Gleichgewichtes nicht vollständig zu erreichen. Die Rückkopplung läßt sich nicht so fein einstellen, daß sich die Schwingkennlinie und die (strichpunktierte) Rückkopplungsgerade genau decken. Die Schwingkennlinie verläuft nie ein endliches Stück exakt geradlinig, wie man auch die Gitterspannung wählt. Es ist nur zu erreichen, daß ihre Krümmung im Koordinatenanfang Null wird. Man wird daher zwar nicht eine unendliche, sondern nur eine wesentliche gesteigerte Empfindlichkeit erreichen können. Allgemein erkennt man:

Je näher man der Indifferenz des Schwingungsgleichgewichtes kommt, um so größer wird die Empfindlichkeit des Schwingaudions.

Ein in der geschilderten Weise eingestellter Sender würde, verbunden mit einem gleichrichtenden Detektor (Fig. 177), tatsächlich einen sehr empfindlichen Überlagerungsempfänger darstellen (Vorteil variabler Rückkopplung bei Schwebungszusatzkästen!). Als Audionempfänger wäre die Anordnung aber nicht zu brauchen, denn der Schwingungsmittelpunkt liegt in der Mitte

Fig. 177.



der Kennlinie, der mittlere Anodenstrom $\bar{i}_a = \frac{1}{T} \int i_a dt$ ändert sich bei Variation der Amplitude \mathcal{E}_g nicht (vgl. Fig. 166). Um ein empfindliches Schwingaudion zu konstruieren, müssen wir uns nach anderen indifferenten Gleichgewichten umsehen, bei denen sich mit der Schwingungsamplitude auch \bar{i}_a ändert. Im folgenden Paragraphen sollen zwei derartige indifferente Gleichgewichte beschrieben werden.

4. Geometrische Erläuterung zweier möglicher indifferenter Gleichgewichte an idealisierten Kennlinien.

Experimentelle Entscheidung, welcher der Fälle in praxi vorliegt.

Besonders einfach und ohne alle Rechnung lassen sich für das Schwingaudion mit Widerstand und Kondensator im Gitterkreise zwei mögliche indifferente Schwingungsgleichgewichte geometrisch unter Benutzung idealisierter Kennlinien darstellen.

An die Spitze der folgenden Überlegungen seien zwei Sätze gestellt, die bei der Beweisführung wiederholt gebraucht werden:

Sind die Arbeitskurven (im i_a - e_g -Diagramm) einander geometrisch ähnlich, so sind

1. die mittleren Ströme $\bar{i} = \frac{1}{T} \int i dt$ den Amplituden \mathcal{E}_g bzw. \mathcal{E}_a proportional,

2. die Leistungen $\frac{1}{T} \int i e dt$ den Quadraten der Amplituden proportional.

Denn in jedem Zeitpunkt sind die Momentanwerte der Ströme i und Spannungen e für die verschiedenen ähnlichen Arbeitskurven den Amplituden proportional, wie man direkt sieht, wenn man die i - t - bzw. e - t -Kurven durch Abgreifen aus den Arbeitskurven konstruiert.

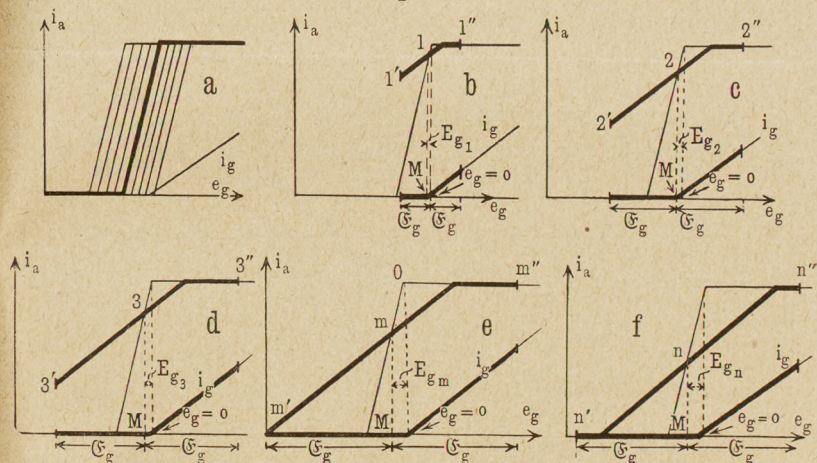
Die Summen der Momentanwerte $\frac{1}{T} \int i dt$ sind dann ebenfalls den Amplituden proportional. — Die Leistungen sind eine Summe von Produkten $e i$. Jedes dieser Produkte ist dem Quadrat der Amplitude proportional. Für ihre Summe $\frac{1}{T} \int e i dt$ gilt das gleiche.

1. Die Schwingungsamplitude sei, ähnlich wie beim normalen Sender, dadurch begrenzt, daß der Stromspannungspunkt über

einen Knick der Kennlinie, und zwar über den oberen herauschwingt. Es ergibt sich dann folgende Regel für die Konstruktion der Arbeitskurven:

Fig. 178a stellt die idealisierten Kennlinien dar, die bei der geometrischen Überlegung benutzt werden sollen. Sie sind aus geraden Linien zusammengesetzt. Steilheit und Durchgriff sind konstant (Fig. 178). Die Schwingungsmittelpunkte seien der Reihe nach durch Einstellen der Gittervorspannungen $E_{g1}, E_{g2}, E_{g3} \dots E_{gn}, E_{gm}$ in die Punkte 1, 2, 3, n, m verlegt. Es stellen sich dann

Fig. 178.



als Arbeitskurven die geknickten Linien $1'1''$, $2'2''$, $3'3''$, $n'n''$, $m'm''$ ein.

Aus der vorausgesetzten Konstanz von S und D folgt, daß die Arbeitskurven parallel laufen¹⁾. Die Länge der Arbeitskurven

¹⁾ Die Steilheit der Arbeitskurven berechnet sich unabhängig von der Amplitude zu

$$S_A = \frac{di_a}{de_g} = \frac{Sde_g - \frac{de_a}{R_i}}{de_g}$$

und wenn man $\frac{G_g}{G_a} = \frac{de_g}{de_a} = \frac{L_{1g}}{L_1}$ einsetzt:

$$S_A = S - \frac{L_{1g}}{L_1 R_i} = S \left(1 - D \frac{L_{1g}}{L_1} \right).$$

wird durch die Energiebilanz geregelt. Da $N' = \frac{\mathfrak{E}_a^2 L}{2 CR}$ proportional dem Quadrate der Amplitude ist, muß auch $N_a = \frac{1}{T} \int i_a e_a dt$ proportional \mathfrak{E}_a^2 werden. Nach dem zweiten am Anfang des Paragraphen aufgestellten Satze wird dies der Fall sein, wenn die Arbeitskurven ähnlich sind. Die Figg. 178 b, c, d, e müssen geometrisch ähnlich, ihre Längenausdehnung proportional \mathfrak{E}_g oder \mathfrak{E}_a gezeichnet werden.

Die Gittervorspannungen werden beim Schwingaudion durch den mittleren Gitterstrom $\bar{i}_g = \frac{1}{T} \int i_g dt$ als Spannungsabfall über dem Gitterwiderstand R_g hervorgerufen:

$$E_g = R_g \bar{i}_g = R_g \frac{1}{T} \int i_g dt.$$

Würden diese Vorspannungen gerade die Werte $E_{g_1}, E_{g_2}, E_{g_3}, E_{g_m}, E_{g_n}$ haben, wenn die Amplituden $\mathfrak{E}_{g_1}, \mathfrak{E}_{g_2}, \mathfrak{E}_{g_3}, \mathfrak{E}_{g_m}, \mathfrak{E}_{g_n}$ sind, so kann sich jeder der Schwingungszustände der Fig. 178 als stationärer Zustand einstellen.

Da die Vorspannungen $E_{g_1}, E_{g_2} \dots$ der Fig. 178 den Amplituden proportional sind, muß man zunächst dafür sorgen, daß auch die Integrale $\frac{1}{T} \int i_g dt$ den Amplituden proportional werden. Nach dem ersten der beiden Sätze am Anfang dieses Paragraphen müssen dann auch die Gitterarbeitskurven ähnliche Figuren werden, deren Längenmaße \mathfrak{E}_g proportional sind. Das tritt ein, wenn man die Gitterkennlinie ebenfalls idealisiert und durch eine Gerade ersetzt, deren Anstieg unter dem oberen Knick der Anodenkennlinie beginnt (vgl. Fig. 178).

Um für die idealisierten Kennlinien exakt, für die wirklichen schwach gekrümmten annähernd ein indifferentes Gleichgewicht zu erhalten, hat man schließlich noch dem Gitterwiderstande den Wert

$$R_{ii} = \frac{E_{g_1}}{i_{g_1}} = \frac{E_{g_2}}{i_{g_2}} = \frac{E_{g_3}}{i_{g_3}} = \dots$$

zu geben¹⁾.

¹⁾ Der Wert des Bruches $\frac{E_g}{\frac{1}{T} \int i_g dt}$ hängt von der Steilheit der Arbeitskurve, letztere wieder von $\frac{L}{CR}$, S , D und L_{1g} ab. Statt R_g auf größte Empfindlichkeit einzustellen, kann man auch eine der anderen Größen ableichen. Als besonders handlich hat sich hierfür die Rückkopplung gezeigt.

Jeder zwischen 0 und m liegende Punkt kann Mittelpunkt einer stationären Schwingung sein. Rückt der Schwingungsmittelpunkt unter m herunter, z. B. in den Punkt n Fig. 178, so schwingt der Stromspannungspunkt auch über den unteren Knick der Anodenkennlinie heraus. Die Arbeitskurven werden nicht mehr ähnlich, sie stellen keine möglichen stationären Zustände mehr dar. Die Strecke $0m$ ist also der Bereich der Indifferenz. Bei einer beliebig kleinen Fernerregung $\delta\mathfrak{E}_g$ wird die Schwingung des Audions je nach der Phase entweder erlöschen oder sich bis zu der Arbeitskurve mit dem Schwingungsmittelpunkt m aufschaukeln.

2. In der Energiebilanz, die zur Bestimmung der Amplituden diente, waren bisher die Gitterverluste

$$N_{gv} = \frac{1}{T} \int i_g e_g dt$$

gegen den Leistungsverbrauch im Arbeitskreise vernachlässigt. Berücksichtigt man diese Gitterverluste, so erhält man ein zweites indifferentes Gleichgewicht. Die zweite Art unterscheidet sich von der ersten wesentlich dadurch, daß der Stromspannungspunkt nicht mehr über einen der Knicke der Anodenkennlinie herauschwingt. Die Schwingungsamplitude wird jetzt dadurch begrenzt, daß beim Überschreiten des Punktes $e_g = 0$ nach rechts Gitterströme und Leistungsverluste im Gitterkreise auftreten, die ein weiteres Aufschaukeln verhindern. Diese waren nicht da, solange das Gitterpotential dauernd negativ war.

Wieder folgt nach den beiden Sätzen am Anfang des Paragraphen aus der Ähnlichkeit der Figg. 179 b, c, d, e:

1. Sämtliche Leistungen

$$N_a = \frac{1}{T} \int i_a e_a dt, \quad N_{gv} = \frac{1}{T} \int i_g e_g dt, \quad N' = \frac{\mathfrak{E}_a^2}{2 \frac{L}{CR}}$$

sind \mathfrak{E}_g^2 proportional. Ist die Amplitude für eine der Figuren aus der Energiebilanz $N_a = N' + N_{gv}$ richtig berechnet, so stellen alle die einander ähnlichen Arbeitskurven Fig. 179 b bis e mögliche stationäre Schwingungszustände dar.

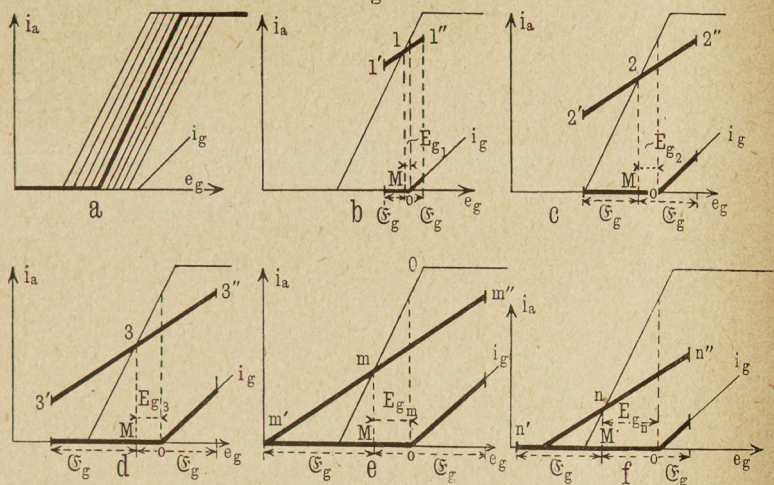
2. Die Werte der Integrale $\frac{1}{T} \int i_g dt$ sind proportional den Amplituden. Die Spannungsabfälle $R_g \bar{i}_g$ liefern die richtigen

Gittervorspannungen E_{g_1} , E_{g_2} , E_{g_3} , E_{g_m} , E_{g_n} , wenn man wieder R_g den Wert gibt:

$$R_g = \frac{E_{g_1}}{\bar{i}_{g_1}} = \frac{E_{g_2}}{\bar{i}_{g_2}} = \frac{E_{g_3}}{\bar{i}_{g_3}} = \frac{E_{g_m}}{\bar{i}_{g_m}} = \dots$$

Wir erhalten somit einen zweiten Gleichgewichtszustand, der für die idealisierten Kennlinien exakt, für die natürlichen ge-

Fig. 179.



krümmten in erster Annäherung indifferent ist. Der Bereich der Indifferenz ist, wie im ersten Falle, durch entsprechende Punkte 0 und m begrenzt.

Welche der beiden Arten des indifferenten Gleichgewichtes beim gewöhnlichen Schwingaudionempfänger benutzt wird, kann nur das Experiment entscheiden.

Ist für die Einstellung des Schwingaudions auf größte Empfindlichkeit wesentlich, daß der obere Knick der Anodenkennlinie bei $e_g = 0$ über dem Beginn des Anstieges der Gitterkennlinie liegt, so kommt die erste Art des indifferenten Gleichgewichtes in Frage. Ist die Empfindlichkeit von der gegenseitigen Lage des oberen Knickes der Gitterkennlinie und des Punktes $e_g = 0$ unabhängig, so liegt die zweite Art des Gleichgewichtes vor. Der Versuch zeigt, daß letzteres der Fall ist.

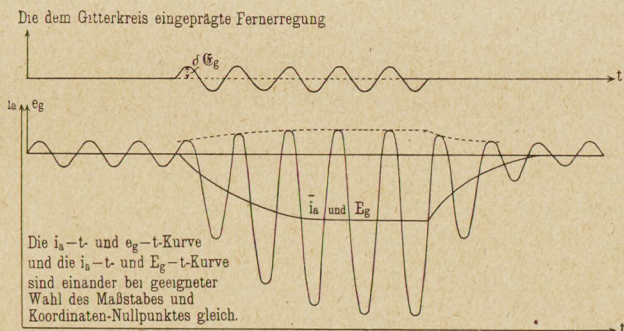
Wie Fig. 180 zeigt, sinken auch beim Schwingaudion die oberen Scheitelwerte der e_g - t -Kurve nicht unter die Linie $e_g = 0$, wie man verschiedentlich angegeben findet.

Zusammenfassung.

Die hohe Empfindlichkeit des Schwingaudions wurde auf ein indifferentes Schwingungsgleichgewicht zurückgeführt, das eintritt, wenn man die Rückkopplung auf größte Lautstärke einstellt.

Das indifferente Gleichgewicht wurde beschrieben, die Schar der Arbeitskurven, die zu ihm gehört, durch einzelne Repräsentanten in Fig. 179 aufgezeichnet. Jede Arbeitskurve dieser Schar, deren Schwingungsmittelpunkte zwischen 0 und m liegen, stellt

Fig. 180.



einen möglichen stationären Zustand dar. Um einen dieser Schwingungszustände in einen anderen zu überführen, ist eine verschwindend kleine Fremderregung nötig. Die Empfindlichkeit des Schwingaudions würde unter Voraussetzung der idealisierten Kennlinien unendlich werden.

Der Bereich des indifferenten Gleichgewichtes ist durch die Strecke $0m$ gekennzeichnet. Bei einer noch so kleinen, aber endlichen überlagerten Fernerregung rückt der Schwingungsmittelpunkt je nach der Phase in den Punkt 0 oder den Punkt m . Die Lautstärke entspricht dem Gleichrichtereffekt

$$\delta J_a = J_{am} - J_{a0}$$

5. Quantitative Formulierung der Theorie.

Das Ziel einer Theorie des Überlagerungsempfanges mit dem Schwingaudion ist die Berechnung des zeitlichen Verlaufes des mittleren Anodenstromes \bar{i}_a , der das Telefon erregt. Dieser ist

von den Daten des Schwingungskreises und der Röhre, von der Rückkopplung, dem Gitterwiderstand und -kondensator, von der Fernerregung $\delta \mathfrak{G}_g$, sowie von der Differenz $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ der Sender- und Anodenschwingung abhängig.

Da der Stromspannungspunkt beim Schwingaudion nur den mittleren geradlinigen Teil der Kennlinien durchläuft, also nur schwache Krümmungen der Kennlinien in Frage kommen, kann man die Kennlinien in guter Annäherung durch eine Potenzentwicklung darstellen. Es empfiehlt sich daher auch, die Schwingkennlinien nicht wie beim Röhrensender graphisch zu ermitteln, sondern zu berechnen.

a) Berechnung der Schwingkennlinien. Die Anodenkennlinien seien durch eine Reihenentwicklung dargestellt:

$$i_a = J_a + S e_{st} - \frac{S_3}{6} e_{st}^3 + \dots, \quad (1)$$

wobei $S = \frac{d i_a}{d e_{st}}$ und $-S_3 = \frac{d^3 i_a}{d e_{st}^3}$ ist. Als Nullpunkt der Steuerungspannung e_{st} ist dabei der Wendepunkt der Anodenkennlinie gewählt worden, so daß das quadratische Glied wegfällt¹⁾. Mit dem Gliede 3. Grades sei die Reihenentwicklung abgebrochen. Für e_{st} ist in Gleichung 1) der Wert

$$e_{st} = \mathfrak{G}_g \cos \omega t - D R_a \mathfrak{J}_a \cos \omega t - E'_g \quad (2)$$

einzusetzen. In dem kleinen Gliede $D R_a \mathfrak{J}_a \cos \omega t$ kann für \mathfrak{J}_a der Wert benutzt werden, den man ohne Berücksichtigung der Kennlinienkrümmung erhält (vgl. Arbeitskurve S. 38),

$$\mathfrak{J}_a = \frac{S \mathfrak{G}_g}{1 + \frac{R_a}{R_i}} = S \beta \mathfrak{G}_g \quad (3)$$

Der Spannungsabfall E'_g des Gitterstromes im Silitwiderstand R_{ii} ist für kleine Amplituden proportional \mathfrak{G}_g^2 (vgl. S. 154). Für größere Amplituden ist E'_g aus der Gleichung:

$$E'_g = R_{ii} \delta i_g = R_{ii} \frac{1}{T} \int_0^T f(\mathfrak{G}_g \cos \omega t - E'_g) dt \quad (4)$$

zu berechnen, wobei

$$i_g = f(e_g) \quad (5)$$

¹⁾ Experimentell kann man den Wendepunkt der Anodenkennlinie durch geeignete Einstellung der Anodenspannung über $e_g = 0$ legen.

die Gleichung der Gitterkennlinie ist. Die Gitterkennlinie sei, wie in Fig. 181, angenähert aus einer Geraden und einer Parabel:

$$i_g = K e_g^2$$

zusammengesetzt. Gleichung 4) erhält dann die spezielle Form:

$$\frac{E'_g}{R_{ii}} = \frac{2}{T} \int_0^{t_1} K (\mathfrak{G}_g^2 \cos^2 \omega t - 2 E'_g \mathfrak{G}_g \cos \omega t + E_g'^2) dt, \quad (6)$$

wobei
$$t_1 = \arccos \frac{E'_g}{\mathfrak{G}_g}.$$

Fig. 181.

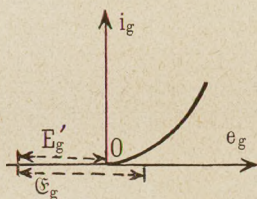
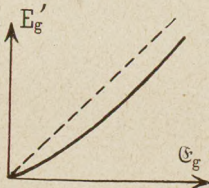


Fig. 182.



Für große \mathfrak{G}_g und kleine t_1 erhält man durch Potenzentwicklung:

$$E'_g = \mathfrak{G}_g - \sqrt[5]{\frac{\mathfrak{G}_g^3 \pi^2}{4 R_{ii}^2 K^2}} \approx \mathfrak{G}_g. \quad (7)$$

Vgl. Fig. 182. Die Näherungsformel für einen sehr hohen Silitwiderstand R_{ii} ,

$$E'_g = \mathfrak{G}_g, \quad (8)$$

ist physikalisch von vornherein plausibel. Ist der Silitwiderstand R_{ii} unendlich groß, so wird sich der Gitterkondensator so lange weiter negativ aufladen, als e_g während der Schwingung noch positive Werte erreicht. Erst wenn die Gitterspannung dauernd negativ bleibt, also $E'_g = \mathfrak{G}_g$ wird, ist der stationäre Zustand erreicht.

Setzt man die aus Gleichung 2) und 3) berechneten Werte für \mathfrak{S}_a und e_{st} in Gleichung 1) ein, so erhält man

$$\left. \begin{aligned} i_a = J_a + S \beta \mathfrak{G}_g \cos \omega t - S \beta E'_g - \frac{S_3}{6} \beta^3 \mathfrak{G}_g^3 \cos^3 \omega t \\ - \frac{S_3}{2} \beta^2 \mathfrak{G}_g^2 \cos^2 \omega t E'_g - \frac{S_3}{2} \beta \mathfrak{G}_g \cos \omega t E_g'^2 + \frac{S_3}{6} E_g'^3. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Die Amplitude von i_a ist der Faktor von $\cos \omega t$. Berücksichtigt man, daß

$$\cos^3 \omega t = \frac{\cos^3 \omega t - 3 \cos \omega t}{4}, \quad (10)$$

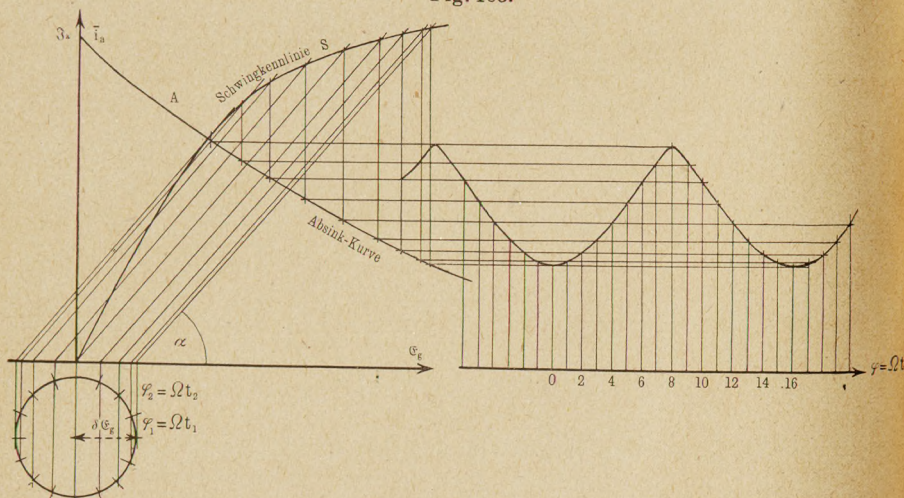
so erhält man als Gleichung für die Schwingenklinie:

$$\mathfrak{S}_a = S \beta \mathfrak{G}_g - \frac{S_3}{8} \beta^3 \mathfrak{G}_g^3 - \frac{S_3 \beta}{2} \mathfrak{G}_g E_g'^2. \quad (11)$$

Hierin ist für E_g' der Wert aus Fig. 182 abzugreifen. Der Einfachheit halber setzen wir die Näherungsformel 8) ein und erhalten:

$$\mathfrak{S}_a = \beta S \mathfrak{G}_g - \frac{S_3}{8} (\beta^3 + 4 \beta) \mathfrak{G}_g^3 \} \text{Gleichung der Schwingenklinie.} \quad (12)$$

Fig. 183.



b) Die Anodenstromabsinkkurve. Der mittlere Anodenstrom \bar{i}_a berechnet sich zu

$$\left. \begin{aligned} \bar{i}_a &= J_a + \frac{1}{T} \int_0^T \beta S \mathfrak{G}_g \cos \omega t dt - S E_g' - \frac{S_3}{6 T} \int_0^T (\beta^3 \mathfrak{G}_g^3 \cos^3 \omega t \\ &\quad - 3 \beta^2 \mathfrak{G}_g^2 \cos^2 \omega t E_g' + 3 \beta E_g'^2 \mathfrak{G}_g \cos \omega t - E_g'^3) dt \\ &= \underbrace{J_a - S E_g' + \frac{S_3}{6} E_g'^3}_I + \underbrace{\frac{S_3}{4} E_g'^2 \mathfrak{G}_g^2}_II \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

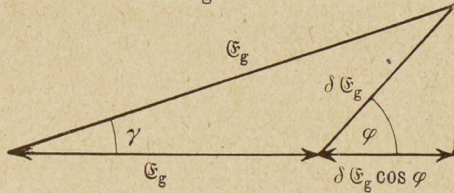
wobei T die Dauer einer Hochfrequenzschwingung ist. Das Glied I stellt die Abnahme des Anodenstromes bei Erniedrigung der Gitterspannung um E'_g , das Glied II einen Anodengleichrichtungseffekt dar. Die Schwingkennlinie (Kurve S) und die Absinkkurve (Kurve A) sind in Fig. 183 eingezeichnet.

c) Konstruktion des zeitlichen Verlaufes von \mathfrak{G}_g und \bar{i}_a . Da die Audionschwingung (Lokalschwingung) und die Fernerregung verschiedene Frequenzen haben, so wird sich die Phasenverschiebung φ zwischen beiden Schwingungen mit der Zeit ändern:

$$\varphi = (\omega_1 - \omega_2)t = \Omega t,$$

wobei ω_1 die Lokalfrequenz, ω_2 die Senderfrequenz und Ω die Frequenz des Schwebungstones ist. Zur Unterstützung der Audionschwingung kommt nur die mit der Lokalschwingung in Phase liegende Komponente $\delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t$ in Frage (vgl. Fig. 184).

Fig. 184.



Um die Amplitude \mathfrak{G}_g zu finden, führen wir die auf S. 110, Fig. 110 b beschriebene Konstruktion aus: Zunächst sind für die Zeiten

$$t_1 = \frac{\pi}{16 \Omega}, \quad t_2 = \frac{2 \pi}{16 \Omega}, \quad t_3 = \frac{3 \pi}{16 \Omega} \cdots t_{15} = \frac{15 \pi}{16 \Omega}, \quad t_{16} = \frac{\pi}{\Omega}$$

die Fernerregungskomponenten $\delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t$ in Fig. 183 eingezeichnet,

dann unter dem Winkel $\alpha = \text{arc cot } \frac{L_{1g}}{CR}$ die Rückkopplungsgeraden

gezogen. Durch Herunterloten der Schnittpunkte der Rückkopplungsgeraden mit der Schwingkennlinie auf die Absinkkurve findet man für die Zeiten t_1 bis t_{16} die mittleren Anodenströme \bar{i}_a . Der zeitliche Verlauf $\bar{i}_a(t)$ ist in der Nebenfigur nochmals herausgezeichnet.

d) Berechnung des zeitlichen Verlaufes von \mathfrak{G}_g . Mit der in Fig. 183 dargestellten Konstruktion ist die Aufgabe der Audiontheorie zwar bereits quantitativ gelöst. Um aber die Abhängigkeit der $\mathfrak{G}_g(t)$ -Kurve und der fast proportional verlaufenden $\bar{i}_a(t)$ -Kurve von den Daten des Schwingungskreises und der Röhre bequemer diskutieren zu können, sei wenigstens die $\mathfrak{G}_g(t)$ -Kurve

auch berechnet. Das Prinzip der Amplitudenbilanz führt zu der Gleichung:

$$\operatorname{tg} \alpha (\mathfrak{G}_g - \delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t) = \mathfrak{S}_a = \beta S \mathfrak{G}_g - \frac{S_3}{8} \beta \mathfrak{G}_g^3 (\beta + 4), \quad 14)$$

oder

$$\left. \begin{aligned} -\delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t &= \frac{\beta S - \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha} \cdot \mathfrak{G}_g - \frac{S_3 \beta}{8 \operatorname{tg} \alpha} \mathfrak{G}_g^3 (\beta + 4) \\ &= -A \mathfrak{G}_g - B \mathfrak{G}_g^3, \end{aligned} \right\} \quad 15)$$

wobei zur Abkürzung:

$$A = \frac{\operatorname{tg} \alpha - \beta S}{\operatorname{tg} \alpha}; \quad B = \frac{\beta S_3}{8 \operatorname{tg} \alpha} (\beta + 4) \quad 16)$$

gesetzt ist. Durch Potenzansatz und Koeffizientenvergleich erhält man die Lösung:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{G}_g &= \sqrt{\frac{A}{B}} + \frac{1}{2} \frac{\delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t}{A} - \frac{3}{8} \sqrt{\frac{B}{A}} \left(\frac{\delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t}{A} \right)^2 \\ &\quad + \frac{5B}{8A} \left(\frac{\delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t}{A} \right)^3 + \dots \end{aligned} \right\} \quad 17)$$

e) Diskussion des Resultats. Als elektrische Empfindlichkeit \mathfrak{B} des Audions hatten wir auf S. 169 definiert:

$$\mathfrak{B} = \frac{\Delta \mathfrak{G}_g}{\delta \mathfrak{G}_g}.$$

Da nun

$$\mathfrak{G}_{g0} = \sqrt{\frac{A}{B}}; \quad \Delta \mathfrak{G}_g = \mathfrak{G}_g - \sqrt{\frac{A}{B}},$$

so erhalten wir für die Empfindlichkeit \mathfrak{B} :

$$\mathfrak{B} = \frac{1}{A} \left[\frac{1}{2} - \frac{3}{8} \sqrt{\frac{B}{A}} \frac{\delta \mathfrak{G}_g}{A} + \frac{1}{2} \frac{B}{A} \left(\frac{\delta \mathfrak{G}_g}{A} \right)^2 + \dots \right]. \quad 18)$$

Diese Formel sagt aus: Die Empfindlichkeit steigt umgekehrt proportional mit A und sinkt mit zunehmender Signalstärke $\delta \mathfrak{G}_g$ und zunehmendem B , und zwar um so stärker, je kleiner A im Vergleich zu B ist. Physikalisch bedeutet das folgendes:

A war die Abkürzung für $\frac{\operatorname{tg} \alpha - \beta S}{\operatorname{tg} \alpha}$. A sinkt, wenn man die Rückkopplung lockert und wird Null, wenn man die Rückkopplung so einstellt, daß die Lokalschwingungen eben einsetzen. Man könnte A als Maß für die Feinheit der Rückkopplungseinstellung betrachten. Die Empfindlichkeit \mathfrak{B} steigt also, wenn

man die Rückkopplung möglichst genau so einstellt, daß das Audion eben noch schwingt.

B war die Abkürzung für $\frac{\beta S_3}{\operatorname{tg} \alpha} (\beta + 4)$, ist also proportional der Krümmung S_3 der Kennlinie. Da B klein sein soll, wähle man für das Schwingaudion Röhren mit möglichst gerader Kennlinie. Diese Bedingung wird um so wesentlicher, je größer $\frac{\delta \mathcal{E}_g}{A}$ ist, d. h. je lauter der Empfang sein soll.

Da A mit wachsendem β sinkt, B β proportional ist, so wird eine Verkleinerung von β von Vorteil sein. β war aber $\frac{1}{(1 + R_a S D)}$. Große Steilheit S , großer Durchgriff D und ein hoher Widerstand $R_a = \frac{L}{CR}$, d. h. geringe Dämpfung und große Selbstinduktion des Schwingungskreises sind von Vorteil. Dieses Resultat wird durch folgende anschauliche Überlegung plausibel: Die parallel verlaufenden Kennlinien haben in der Mitte einen geradlinigen Teil; wünscht man nun die Gitterspannung in weiten Grenzen schwingen zu lassen, ohne daß der Stromspannungspunkt aus dem geradlinigen Gebiete herauskommt, so muß man die Arbeitskurve flach legen. Dieses wird nach S. 38 ff. durch großes D und R_a erreicht.

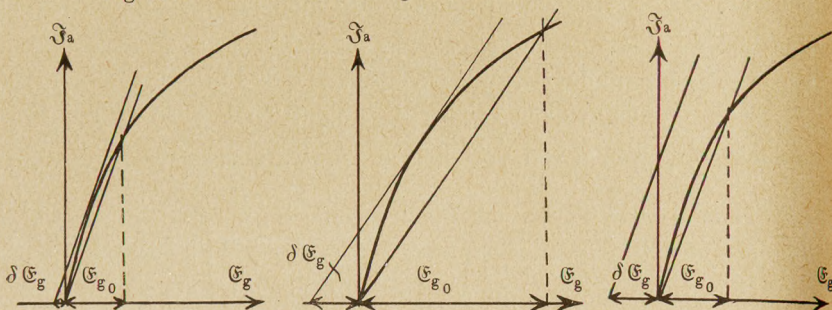
f) Günstigster Wert der Rückkopplung bei größeren Signalstärken. Ist die Rückkopplung so lose, daß bei einer Phasenverschiebung von 180° zwischen Lokal- und Fernerregung die Rückkopplungsgerade die Schwingkennlinie nicht mehr schneidet, so wird die Audionschwingung ganz abklingen. Man wird eine besonders starke Schwankung der Amplitude und damit einen besonders lauten Empfang bekommen, wenn die Lokalschwingung im Moment des Aussetzens noch recht groß war. Die Rückkopplung ist also so fest einzustellen, daß für $\Omega t = 180^\circ$ die Rückkopplungsgerade die Schwingkennlinie eben nicht mehr berührt. Wie die Fig. 185 a und b zeigen, ist die Rückkopplung bei stärkeren Signalen fester einzustellen. Die Amplitude der Audionschwingung ist dann beim Beginn des Abklingens für das stärkere Signal wesentlich größer. Würde man, wie in Fig. 185 c, die Rückkopplung zu lose einstellen, so würde das Abklingen der Audionschwingung beginnen, bevor die Phasenverschiebung von 180° erreicht ist. Die Amplitudenschwankung wird aber wesentlich kleiner als in Fig. 185 b.

Diese Überlegung stimmt mit der Beobachtung überein, daß man den lautesten Empfang erhält, wenn man die Rückkopplung nicht so einstellt, daß die Lokalschwingungen eben einsetzen, sondern namentlich bei starken Signalen etwas fester zieht.

Fig. 185 a.

Fig. 185 b.

Fig. 185 c.



Beim Empfang drahtloser Telephonie treten Phasenverschiebungen von 180° nicht auf. Man kann daher dieses starke Absinken der Lokalschwingung nicht ausnutzen. Deshalb ist der Telephonieempfang prinzipiell wesentlich leiser als der Überlagerungsempfang, und die Rückkopplung bei Telephonie am günstigsten so einzustellen, daß die Lokalschwingungen eben einsetzen.

6. Berücksichtigung der Aufschaukelgeschwindigkeit.

Für höhere Schwebungstöne wird der stationäre Zustand während einer Schwebung auch nicht annähernd erreicht. Um zu ermitteln, wie weit die Audionschwingungsamplitude der zeitlich schwankenden Amplitude der Fernerregung $\delta \mathcal{U}_g \cos \Omega t$ folgt, muß zunächst die Aufschaukelgeschwindigkeit δ ermittelt werden. Das Verfahren hierzu ist in Abschnitt III, B., § 5 auf S. 106 ff. auseinandergesetzt. Es wurde dort abgeleitet:

Für eine kontinuierliche Schwingung ist der Anodenwiderstand

$$\Re = \frac{L}{CR} = \frac{1}{2C\delta_r}, \quad (19)$$

wobei $\delta_r = \frac{R}{2L}$ die Eigendämpfung des Schwingungskreises ist.

Für eine anklingende Schwingung mit der Aufschaukelgeschwindigkeit δ gilt

$$\Re = \frac{1}{2C(\delta + \delta_r)}. \quad (20)$$

Die Steilheit der Rückkopplungsgeraden $\operatorname{tg} \alpha$ ist für eine kontinuierliche Schwingung

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{CR}{L_{1g}} = \frac{L_1}{L_{1g} \Re} = \frac{2C\delta L_1}{L_{1g}}. \quad (21)$$

Für eine anklingende Schwingung ist die Steilheit $\operatorname{tg} \alpha'$:

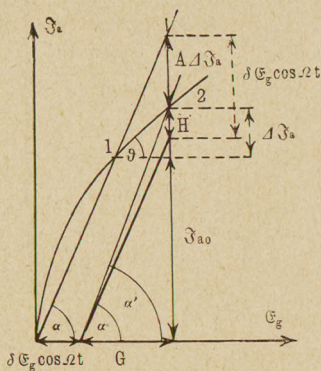
$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{2CL_1}{L_{1g}} (\delta + \delta_r). \quad (22)$$

Aus 21) und 22) folgt:

$$\delta = \delta_r \frac{\operatorname{tg} \alpha' - \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (23)$$

Wir wollen nun der Einfachheit halber annehmen, die Schwingkennlinie sei in dem kleinen Bereiche, in dem die Anodenstromamplitude während einer Schwebung hin und her schwankt, geradlinig und der Betrieb so weit unterspannt, daß die Schwingkennlinie sich mit \Re praktisch nicht ändert. Wir können sie dann im Schwingkennlinien-diagramm Fig. 186 durch die Gerade 12 darstellen. Ferner sei \Im_{a_0} die Ruheamplitude des Anodenstromes, $\delta \mathcal{E}_g \cos \Omega t$ der momentan mit dem lokalerregten Teil der Gitterspannung in Phase liegende Teil der Fernerregung und

Fig. 186.



$$\Im_a = \Im_{a_0} + \Delta \Im_a \quad (24)$$

die momentan erreichte Anodenstromamplitude. Die beiden Stücke $A \Delta \Im_a$ und $\Delta \Im_a$ stehen in dem konstanten Verhältnis A , solange man die Schwingkennlinie als geradlinig annehmen darf. A hängt von der Steilheit der Rückkopplungsgeraden im stationären Zustande $\operatorname{tg} \alpha$ und von der Steilheit der Schwingkennlinie $S\beta$ ab.

$$A = \frac{\operatorname{tg} \alpha - S\beta}{\operatorname{tg} \alpha}; \quad \operatorname{tg} \vartheta = S\beta. \quad (25)$$

A wird um so kleiner, je kleiner der Schnittwinkel der Schwingkennlinie mit der Rückkopplungsgeraden wird.

Der Wert für $\operatorname{tg} \alpha' - \operatorname{tg} \alpha$ ist aus Fig. 186 ohne weiteres abzulesen. Er beträgt H/G ; für δ folgt dann nach 23):

$$\delta = \delta_r \frac{\operatorname{tg} \alpha' - \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{\delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t \cdot \operatorname{tg} \alpha - A \Delta \mathfrak{I}_a}{\frac{\mathfrak{I}_a}{G}} \cdot \delta_r \quad \left. \vphantom{\frac{\delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t \cdot \operatorname{tg} \alpha - A \Delta \mathfrak{I}_a}{\frac{\mathfrak{I}_a}{G}}} \right\} 26)$$

$$= \frac{\delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t \operatorname{tg} \alpha - A \Delta \mathfrak{I}_a}{\mathfrak{I}_a} \cdot \delta_r$$

Setzt man

$$\delta = \frac{d \mathfrak{I}_a}{\mathfrak{I}_a dt} = \frac{d \Delta \mathfrak{I}_a}{\mathfrak{I}_a dt} \quad 27)$$

ein und kürzt man dann im Nenner \mathfrak{I}_a , so erhält man für $\Delta \mathfrak{I}_a$ die Differentialgleichung:

$$\frac{d \Delta \mathfrak{I}_a}{dt} = \delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t \operatorname{tg} \alpha \delta_r - A \delta_r \Delta \mathfrak{I}_a \quad 28)$$

Die Lösung von 28) lautet:

$$\Delta \mathfrak{I}_a = \frac{\operatorname{tg} \alpha \cdot \delta_r \delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t}{\sqrt{\Omega^2 + (A \delta_r)^2}} \quad 29)$$

Der zeitliche Verlauf des mittleren Anodenstromes sei qualitativ berechnet: Es gilt

$$\Delta \mathfrak{G}_g = \frac{\Delta \mathfrak{I}_a}{\operatorname{tg} \alpha'} \approx \frac{\Delta \mathfrak{I}_a}{\operatorname{tg} \alpha}; \quad 30)$$

ferner nach Gleichung 8)

$$\Delta E'_g = \Delta \mathfrak{G}_g \quad 31)$$

und

$$\Delta \bar{i}_a = - \frac{S}{1 + \frac{R_T}{R_i}} \Delta E'_g \approx - S \Delta E'_g, \quad 32)$$

da der Telephonwiderstand R_T meist klein gegen den inneren Widerstand der Röhre ist. Setzt man 30), 31), 32) in 29) ein, so erhält man:

$$\Delta \bar{i}_a = - \frac{S \delta_r \delta \mathfrak{G}_g \cos \Omega t}{\sqrt{\Omega^2 + (A \delta_r)^2}} \quad 33)$$

Die Schlußgleichung 33) sagt aus, daß mit wachsender Frequenz Ω des Schwebungstones die Schwankung des mittleren Anodenstromes während einer Schwebung abnimmt. Diese Abnahme tritt um so mehr in Erscheinung, je kleiner A ist, bzw.

„je feiner die Rückkopplung eingestellt ist“. [Bezüglich der physikalischen Bedeutung von A vergleiche das im Abschnitt 5, e) bei der Diskussion der Gleichung 18) Gesagte.]

Wünscht man bei Telephonieempfang die Sprache möglichst klar zu empfangen, d. h. für hohe Töne dieselbe Empfindlichkeit wie für tiefe Töne, so wähle man A nicht zu klein, d. h. die Rückkopplungseinstellung nicht zu fein. Die Deutlichkeit der Sprache ist also nur auf Kosten der Lautstärke zu erhalten [vgl. Abschnitt 5, f)].

Bemerkung über die Wahl des Silitwiderstandes und Gitterkondensators. Für tiefe Schwebungstöne oder den im nächsten Paragraphen zu beschreibenden Gleichstromempfang im Mitnahmebereich wähle man den Gitterkondensator groß (5000 bis 10000 cm), damit die Hochfrequenzschwingung ungeschwächt an das Gitter gelangen kann, und den Silitwiderstand hoch ($R_{ii} > 10^6$ Ohm). Zum Empfang höherer Schwebungstöne wähle man R_g und $\frac{1}{\omega C_{ii}}$ ungefähr gleich dem Widerstand der Elektronenstrecke Glühdraht-Gitter. Also R_g ungefähr 50000 bis 100000 Ohm und C_{ii} ungefähr 200 bis 500 cm, da sonst die Entladung des Gitterkondensators C_{ii} zu lange dauert.

7. Experimentelle Prüfung der Audiontheorie.

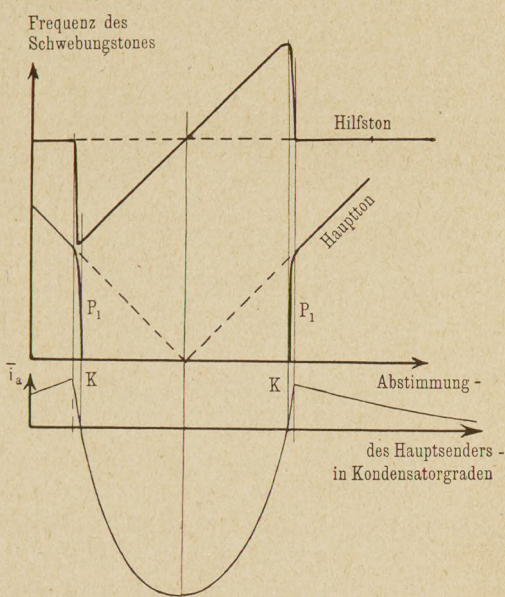
a) Mitnahmebereichempfang. Wenn man bei loser Kopplung den Arbeitskreis des Schwingaudions immer feiner auf die Sendewelle abstimmt, so gelangt man zunächst zu immer tieferen Schwebungstönen, von einer bestimmten Tonhöhe ab setzen aber die Schwebungen aus. Jenseits der genauen Abstimmung setzt der Schwebungston mit der gleichen Höhe, mit der er aussetzte, wieder ein. Der Frequenzbereich, in dem der Ton aussetzt, ist um so breiter, je loser die Rückkopplung und je stärker die Fernerregung gewählt wird. Dieses merkwürdige Aussetzen der Schwebungen beruht darauf, daß Audion- und Senderschwingungen kohärent werden¹⁾. Die Frequenz der Audionschwingung wird nicht mehr von der Abstimmung des Schwingaudions, sondern lediglich vom Sender bestimmt. Die Senderschwingung nimmt die Audionschwingung mit. Die Verstimmung zwischen Audion

¹⁾ H. G. Möller, Jahrbuch f. drahtlose Telegraphie **17**, 256.

und Sender hat nur noch einen Einfluß auf die Phasenverschiebung φ zwischen beiden Schwingungen. φ schwankt von -90° über 0° bei exakter Abstimmung, bis $+90^\circ$. Die geschilderte Kohärenz von Audion- und Senderschwingung wurde folgendermaßen experimentell bestätigt:

Das Audion wurde von den Wellen zweier Sender getroffen, von denen der eine „Hauptsender“, der andere „Hilfssender“ heißen soll. Die Audion- und Hilfssenderabstimmung blieben stehen, der Hauptsender wurde immer weiter auf das Audion ein-

Fig. 187.



gestimmt, und die Tonhöhen der vom Hauptsender und Hilfssender erregten Schwebungen mit dem Monochord und außerdem der Anodenstrom gemessen. Die Resultate sind in Fig. 187 zusammengestellt. Solange der Hauptton noch zu hören ist, das Audion also noch frei schwingt, behält der Hilfston seine Höhe bei. Sowie der Hauptton aussetzt, das Audion also vom Sender mitgenommen wird, folgt der Hilfston der Senderabstimmung, ein Beweis, daß das Audion mit dem Hauptsender kohärent schwingt. Sowie Audion und Hauptsender außer Tritt fallen, tritt der

„Hauptton“ wieder auf, und der Hilfston springt¹⁾ auf seine alte Höhe zurück.

Beim Ein- und Ausschalten des Hilfssenders veränderte sich i_a nicht, auch wenn der Hilfssender stärker als der Hauptsender war. Der neue „Gleichstromempfang im Mitnahmebereich“ ist also weitgehend störungsfrei.

b) Berechnung der Phasenverschiebung φ zwischen Sender- und Audionschwingung in Abhängigkeit von der Verstimmung $\delta\omega$. Zur Berechnung der Phasenverschiebung φ steht das Prinzip der Phasenbilanz zur Verfügung.

Wir nehmen der Einfachheit halber unterspannten Betrieb an; dann hat der von der Gitterspannung in der Röhre gesteuerte Anodenstrom, unabhängig von der Phase der Anodenspannung, die gleiche Phase wie die Gitterspannung. Es muß sich also eine solche Phasenverschiebung φ zwischen Sender und Audion einstellen, daß die vom Anodenstrom über Arbeitskreis und Rückkopplung gemeinsam mit der Fernerregung erregte Gitterspannung mit dem Anodenstrom in Phase ist. Wir müssen also zunächst einmal für beliebiges φ die Gitterspannung und deren Phasenverschiebung γ gegen den Anodenstrom berechnen. Die Gleichung $\gamma = 0$ wird dann die Gleichung zur Berechnung von φ darstellen.

Nach Fig. 184 setzt sich \mathfrak{E}_g vektoriell aus $\delta\mathfrak{E}_g$ und \mathfrak{E}'_g zusammen. $|\mathfrak{E}'_g|$ wird vom Strom \mathfrak{I}_L in der Schwingungskreisspule induziert.

$$\mathfrak{E}'_g = j\omega L_{1g} \mathfrak{I}_L.$$

\mathfrak{I}_L berechnet sich aus den Stromverzweigungsgleichungen (Kirchhoffschen Gesetzen):

$$\mathfrak{I}_a = \mathfrak{I}_L + \mathfrak{I}_c \quad \text{und} \quad \mathfrak{E}_a = \mathfrak{I}_L(j\omega L_1 + R_1) = \frac{\mathfrak{I}_c}{j\omega C_1}$$

$$\text{zu} \quad \mathfrak{I}_L = \frac{\mathfrak{I}_a}{j\omega C_1 R_1} \frac{1}{1 + j\frac{\delta\omega}{d}}, \quad 34)$$

wobei d die Dämpfung des Arbeitskreises, $\delta\omega = \omega - \omega_0$ und

¹⁾ Wie J. Goltz in seiner Dissertation nachgewiesen hat, muß ein Übergang zwischen dem Schwingen im Mitnahmebereich und dem freien Schwingen des Audions vorhanden sein. Goltz gelang es, in Übereinstimmung mit der Theorie die Kurvenstücke P_1 der Hauptkurve zu beobachten.

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ die Eigenfrequenz des Arbeitskreises ist. Durch Einsetzen erhält man für \mathfrak{G}_g :

$$\mathfrak{G}_g = \frac{\Im_a L_{1g}}{C_1 R_1} \frac{1}{1 + j \frac{\delta \omega}{d}} + \delta \mathfrak{G}_g e^{i\varphi}. \quad (35)$$

Um schließlich die Phasenverschiebung γ zwischen \Im_a und \mathfrak{G}_g zu finden, ist der komplexe Ausdruck für \mathfrak{G}_g in seinen reellen und imaginären Teil zu zerlegen:

$$\mathfrak{G}_g = A + iB. \quad (36)$$

Wir erhalten dann

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \gamma = \frac{B}{A} &= \frac{\delta \mathfrak{G}_g \sin \varphi - \frac{\Im_a L_{1g} \delta \omega}{CRd \left(1 + \frac{\delta \omega^2}{d^2}\right)}}{\frac{\Im_a L_{1g}}{CR \left(1 + \frac{\delta \omega^2}{d^2}\right)} + \delta \mathfrak{G}_g \cos \varphi} \\ &\approx \frac{\delta \mathfrak{G}_g \sin \varphi - \frac{\Im_a L_{1g} \delta \omega}{CRd}}{\frac{\Im_a L_{1g}}{CR} + \delta \mathfrak{G}_g \cos \varphi} \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Wenn die Phasenverschiebung Null sein soll, muß der Zähler von $\operatorname{tg} \gamma$ verschwinden:

$$\delta \mathfrak{G}_g \sin \varphi - \frac{\Im_a L_{1g}}{CRd} \delta \omega = 0 \quad (38)$$

$$\text{oder} \quad \delta \omega = \frac{\delta \mathfrak{G}_g \sin \varphi CRd}{\Im_a L_{1g}} \quad (39)$$

$$\text{oder} \quad \sin \varphi = \frac{\delta \omega \Im_a L_{1g}}{\delta \mathfrak{G}_g CRd}. \quad (40)$$

Die größte Verstimmung $\delta \omega$, bei der der Sender das Audion noch mitnimmt, ist erreicht, wenn man in 39) $\sin \varphi = 1$ setzt. Bei größeren Verstimmungen fallen Audion und Sender aus dem Tritt.

$$\delta \omega_0 = \frac{\delta \mathfrak{G}_g CRd}{\Im_a L_{1g}} = \frac{1}{2} \text{ Mitnahmebereichbreite.} \quad (41)$$

c) Die Messungen von Golz. Wir haben jetzt die Möglichkeit gewonnen, wenigstens die untere Hälfte der \bar{i}_a - t -Kurve (Fig. 183) durch Gleichstrommessungen experimentell zu prüfen. Diese Prüfung wurde von Golz¹⁾ durchgeführt. Er berechnete die Phasenverschiebung φ ($= \Omega t$) nach Formel 40) und konstruierte dann die Abhängigkeit des $\delta \bar{i}_a$ von φ bzw. $\delta \omega$ nach Fig. 183.

Fig. 188.

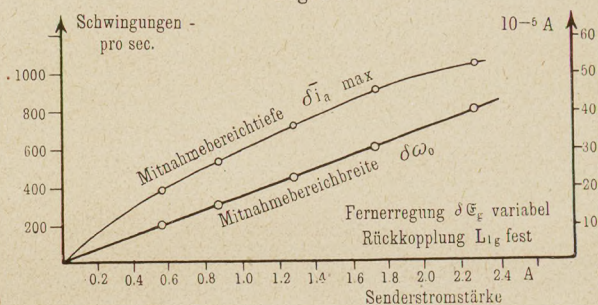
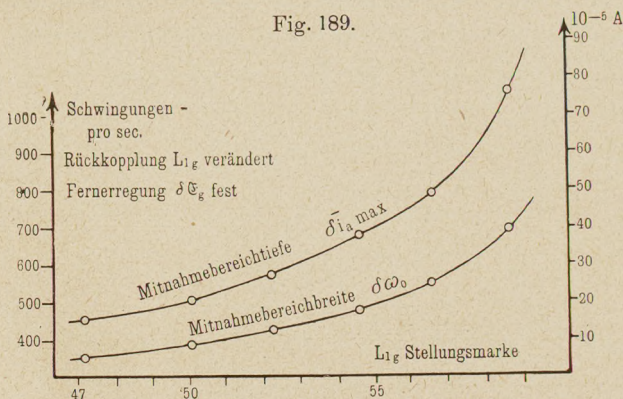


Fig. 189.



Die Übereinstimmung war in allen Fällen recht gut. Eine Zusammenstellung der berechneten und gemessenen Mitnahmebereichbreiten $\delta \omega_0$ und maximalen Anodenstromausschläge $\delta \bar{i}_a$ ist in den Fig. 188 und 189 wiedergegeben. Die Kurven sind berechnet, die Messungen durch Kreise eingezeichnet.

In der gleichen Arbeit beschäftigt sich Golz mit den sich an den Mitnahmebereich anschließenden Stücken der $\delta \bar{i}_a$ - $\delta \omega$ -Kurve.

¹⁾ Golz, Hamburger Dissertation, Auszug im Jahrbuch f. drahtlose Telegraphie u. Telephonie 19, 281 (1922).

Der gemessene $\delta \bar{i}_a$ -Wert ist jetzt der Mittelwert von $\delta \bar{i}_a$ während einer Schwebung. Dieser Mittelwert $\delta \bar{i}_a$ berechnet sich nach S. 153 zu

$$\delta \bar{i}_a = \frac{\partial S_A}{4 \partial \mathcal{C}_g} |\Delta E'_g|^2, \quad (42)$$

wobei $|\Delta E'_g|$ die Amplitude von $\Delta E'_g$ ist. Setzt man den Wert 31) in Verbindung mit 29) und 30) in 42) ein, erhält man

$$\delta \bar{i}_a = \frac{\partial S_A}{4 \partial \mathcal{C}_g} \frac{|\delta \mathcal{C}_g|^2 \delta_r^2}{\Omega^2 + A^2 \delta_r^2}. \quad (43)$$

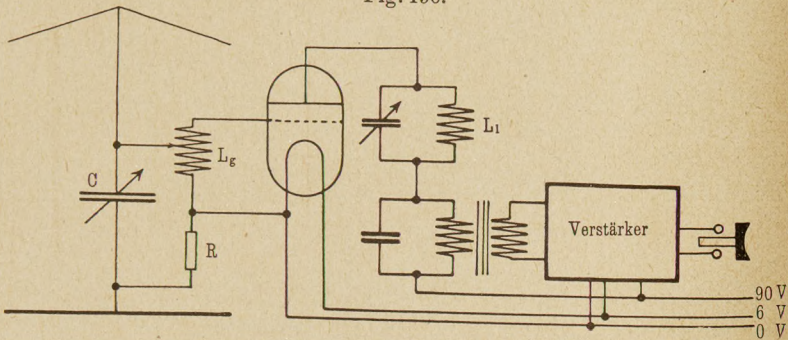
Auch diese Gleichung wurde durch die Golzschen Messungen gut bestätigt. Es gelang sogar, die Lage der Spitzen K (Fig. 187) in Abhängigkeit von Senderenergie und Rückkopplung theoretisch in gute Übereinstimmung mit den Messungen zu bringen.

8. Störfreiung.

Von den sehr zahlreichen Schaltungen, die den Empfang drahtloser Wellen von Störungen befreien sollen, seien nur einige als Repräsentanten der verschiedenen Grundideen erwähnt.

1. Verbesserung der Resonanzauslese durch Abdämpfen des Störers. In der Elektronenröhre steht uns ein

Fig. 190.



Mittel zur Verfügung, weitgehende Verstärkungen zu erzielen. Man kann also die Empfangslautstärke durch Dämpfungswiderstände in der Antenne oder durch Anwendung von Rahmenantennen herabsetzen und die zu empfangende Frequenz — sie sei kurz mit Senderfrequenz bezeichnet — verstärken. Eine solche Anordnung zeigt Fig. 190. Die Gitterspule L_g und die Schwingungskreis-spule L_1 sind so eng rückgekoppelt, daß das System kurz

vor dem Anschwingen steht. Fällt die Senderwelle ein, so werden die Schwingungen des Systems ausgelöst; Störwellen werden hingegen durch den Dämpfungswiderstand R abgebremst, schlagartige Luftstörungen durch den groß zu wählenden Kondensator C abgeleitet.

Fig. 191.

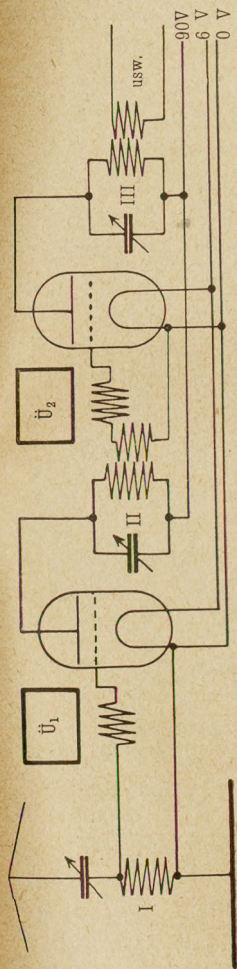


Fig. 193.

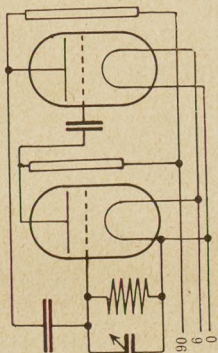


Fig. 192.

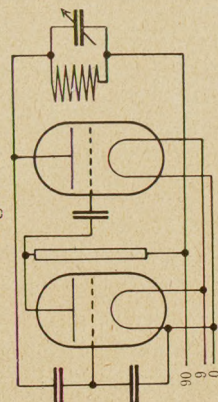
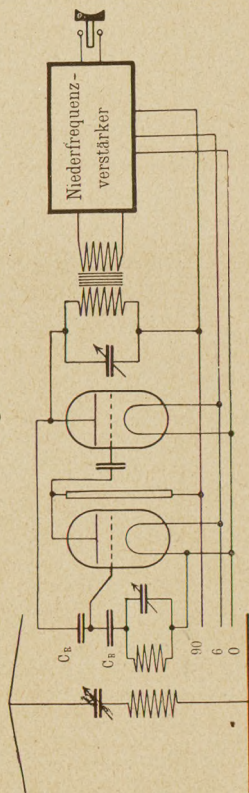


Fig. 194.



2. Mehrfache Resonanzauslese verschiedener Überlagerungsschwingungen. Mehrere Resonanzauslesen sind in Fig. 191 hintereinander geschaltet. Die Antenne I sei auf den Sender mit der Frequenz ω_1 abgestimmt. Der Überlagerer \bar{U}_1 habe die Frequenz ω'_1 . I und \bar{U}_1 ergeben die Schwebungsfrequenz

$\omega_2 = \omega_1 - \omega'_1$. Auf diese Frequenz ω_2 ist nun Kreis *II* abgestimmt. Kreis *II* und der Überlagerer \ddot{U}_2 mit der Frequenz ω'_2 ergeben die Schwebungsfrequenz $\omega_2 - \omega'_2 = \omega_3$ usf. Als letzte Frequenz wird man praktisch eine Tonfrequenz wählen, die über einen Niederfrequenzverstärker dem Fernhörer zugeführt wird. Dabei können zur Erzielung hoher Verstärkungen die einzelnen Kreise rückgekoppelt und dicht vor den Zustand des Anschwingens gebracht sein. Eine sehr elegante Ausführung dieser Idee, in der zugleich noch ein Hoch- und Niederfrequenzverstärker enthalten ist, wurde von Leithäuser¹⁾ (Telegraphenversuchsamt) angegeben. Er bedient sich zur Rückkopplung und gleichzeitigen Verstärkung einer zweiten Röhre und erhält so Schwingungsgeneratoren von der Form der Fig. 192 und 193. Durch Kombination beider Anordnungen entsteht das Leithäusersystem Fig. 194. Durch Vergrößern von C_R ist die niederfrequente, durch Vergrößern von C_R die hochfrequente Schwingung zum Anschwingen zu bringen. Leithäuser stellt nun die niederfrequente Schwingung dicht vor das Anschwingen. Man kann dann die hochfrequente Schwingung ebenfalls dicht vor das Anschwingen stellen und mit einem besonderen Überlagerer arbeiten oder auch den Hochfrequenzkreis anschwingen lassen und mit Selbstüberlagerung (wie beim Schwingaudion) arbeiten. Das System zeichnet sich wegen der darin enthaltenen Nieder- und Hochfrequenzverstärkung durch hohe Empfindlichkeit, wegen der Benutzung zweier Schwingungen wesentlich verschiedener Frequenz durch geringe Pfeifneigung, und wegen der doppelten Resonanzauslese durch hohe Selektionsfähigkeit aus.

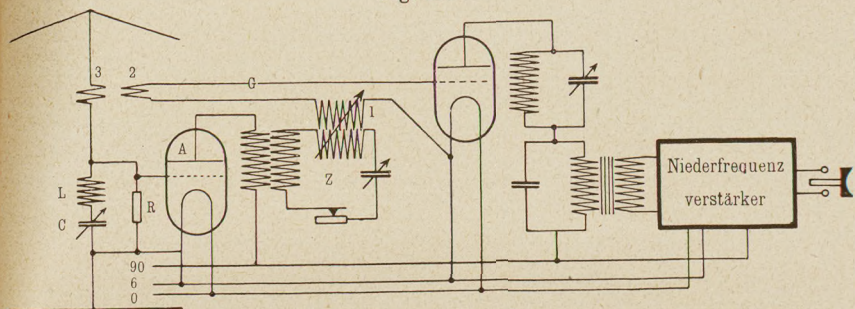
3. Kompensation des Störers²⁾. Der Gitterkreis *G* (Fig. 195) wird sowohl von der Antenne direkt als auch über die Ausgleichsröhre *A* erregt. Die Ausgleichsröhre ist so an die Antenne angeschlossen, daß sie alle Schwingungen außer der „Senderschwingung“ kompensiert. Trifft eine „Störwelle“ ein, so wird das Gitter der Ausgleichsröhre erregt, in der Spule 2 des Gitterkreises wird eine Spannung \mathcal{E}_2 , in der Spule 1 über Ausgleichsröhre und Zwischenkreis *Z* eine Spannung \mathcal{E}_1 erregt. \mathcal{E}_1 und \mathcal{E}_2 heben sich nach Amplitude und Phase auf. Um nicht nur die Amplitude, sondern auch die Phase von \mathcal{E}_1 der von \mathcal{E}_2 gleich zu

¹⁾ Jahrbuch f. drahtlose Telegraphie 17, 21.

²⁾ Zeitschr. f. drahtlose Telegraphie 18, Heft 3, Patentschau.

machen, sind die Dämpfung und Kapazität des Zwischenkreises entsprechend einzustellen. Nur für die Senderwelle bildet L, C einen Kurzschluß; die Ausgleichsröhre wird nicht erregt und die über die Kopplung 2, 3 in den Gitterkreis übertragene Spannung \mathcal{E}_2 kommt voll zur Wirksamkeit.

Fig. 195.



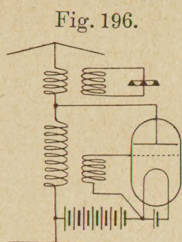
4. Die Wirkungen von Störer und Sender werden in verschiedene Wege geleitet. Das kann z. B. mit Hilfe des auf S. 179 beschriebenen Gleichstromempfanges im Mitnahmebereich geschehen. Dabei überlagert der Störer dem Ruheanodenstrom einen reinen Wechselstrom, der Sender hingegen einen Gleichstrom. Bedient man sich zur Aufnahme der Zeichen eines Gleichstrominstrumentes, das auf Wechselstrom nicht anspricht, so wird der Störer nicht empfangen. Die Störfreiung geschieht hierbei nicht durch Abschirmen des Störers vom Empfangssystem, sondern erst durch Ausschalten der Störere Wirkung im Gleichstrominstrument.

Anhang.

Einige für Röhrenbetrieb charakteristische Schaltungen für Hochfrequenztelephonie mit und ohne Draht.

1. Anforderungen an eine Hochfrequenzenergiesteuerung für die Zwecke der Hochfrequenztelephonie mit und ohne Draht.

1. Zur Steuerung muß die geringe Energie eines normalen Telephons ausreichen. Energiesteuerungen wie die der Fig. 196, bei denen das Mikrophon mit der ganzen Hochfrequenzenergie belastet wird, sind für größere Stationen unbrauchbar (Fig. 196).

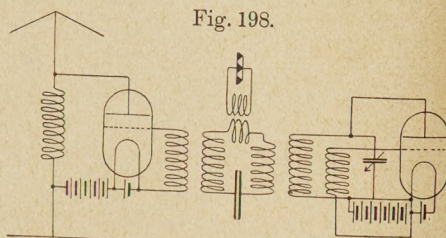
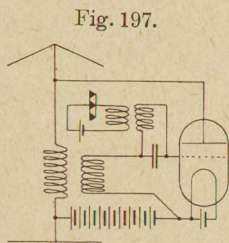


2. Die Mikrophonströme sollen die Hochfrequenzenergie bei normaler Sprachstärke möglichst um 100 Proz. verändern, bei lauten Tönen im Takte der Tonschwingung ganz auslöschen. Für das Wiedereinsetzen des Senders müssen dann dieselben Bedingungen gelten wie für das Auslöschen, da sonst eine Verzerrung der Sprache eintritt.

3. Die Oberwellen sollen möglichst gering bleiben. Schaltungen, bei denen stark negative Gittervorspannungen der Senderröhre benutzt werden müssen, sind ungünstig.

2. Besprechung der Schaltungen.

I. Die Bedingung I wird von der Schaltung Fig. 197 erfüllt. Die Steuerung geschieht durch Veränderung der Gittervorspan-



nung durch die Sprechströme. Hält man den Gitterkreis der Röhre stromlos, so läuft der Sprechtransformator leer, der Energiebedarf wird gering. Um die nötige Stromlosigkeit des Gitterkreises zu erhalten, ist eine Röhre mit großem Durchgriff zu

verwenden und den Sprechspannungen eine konstante negative Vorspannung zu überlagern, so daß die Gitterspannung dauernd negativ bleibt. Versucht man mit dieser Schaltung prozentisch starke Leistungsschwankungen hervorzurufen, so erhält man die unter 3 (§ 1) erwähnten starken Oberwellen, bei Veränderung der Schwingungsenergie bis zu Null die unter 2 genannte Sprachverzerrung; denn für das Auslöschen und Einsetzen der Schwingungen sind wesentlich verschiedene Gittervorspannungen nötig.

II. Oberwellen und Sprachverzerrungen vermeidet die Schaltung Fig. 198. Auch gestattet sie, mit einem schwachen Mikrophon starke Leistungen zu steuern. Eine prozentisch starke Veränderung der Hochfrequenzenergie ist aber schwer zu erreichen.

III. Mit der Schaltung Fig. 199 lassen sich prozentisch starke Änderungen der Leistung hervorrufen: die Sprachverzerrung in-

Fig. 199.

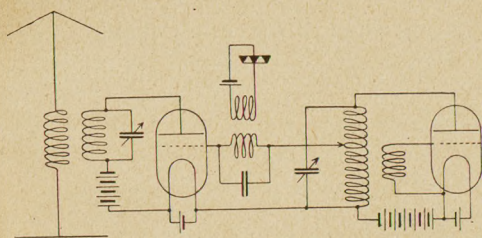
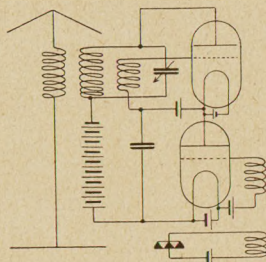


Fig. 200.

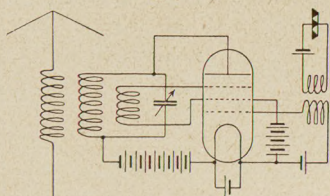


folge verzögerten Einsetzens der Schwingung wird durch Anwendung der Fremderregung vermieden. Diese Schaltung hat nur noch den Nachteil, starke Oberwellen zu liefern.

IV. Bei der Schaltung Fig. 200 wird die Hochfrequenzleistung durch eine besondere Spannungsbegrenzeröhre gesteuert, die nicht den Anodenstrom, sondern die Betriebsspannung im Takte der Sprechströme verändert. Man kann der Hochfrequenzröhre eine positive Gittervorspannung geben, um Oberwellen und Sprachverzerrungen zu vermeiden. Der Anodenstrom wird dann nahezu unabhängig von der Schwingungsamplitude werden. Die Spannungsbegrenzeröhre nimmt bei konstantem i_a einen Teil der Betriebsspannung von der Größe $\frac{\mathcal{E}_g}{D}$ auf, wenn \mathcal{E}_g die Amplitude der am Gitter liegenden Sprechwechselspannungen ist. Um eine

Belastung des Telephontransformators zu vermeiden, muß das Gitter der Spannungsbegrenzhöhre dauernd negativ bleiben. Um gleichzeitig einen kleinen Durchgriff zu erhalten, empfiehlt es sich, die Spannungsbegrenzhöhre mit einem Schottkyschen Anodenschutzgitter auszurüsten. Die Schaltung Fig. 200 erfüllt dann alle in § 1 gestellten Anforderungen.

Fig. 201.

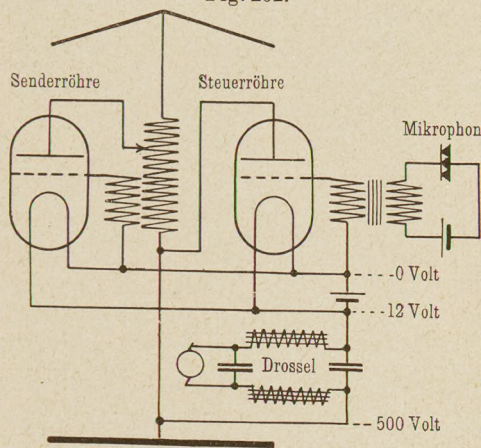


V. Die Spannungsbegrenzhöhre und die Senderröhre können, wie Fig. 201 zeigt, in einer Röhre vereinigt werden. Es ist zweck-

mäßig, zwischen Niederfrequenz- und Hochfrequenzgitter ein Gitter mit konstantem Potential anzuordnen, das bei dauernd negativem Niederfrequenzgitter die Elektronen durch dieses hindurchzieht. Das Zwischengitter kann aber auch wegbleiben.

VI. Die Modulation der Anodenspannung kann auch durch eine parallelgeschaltete Röhre erfolgen. Dieser Gedanke wurde von L. Kühn (Erich F. Huth-Gesellschaft¹⁾) durchgebildet. Diese

Fig. 202.



Schaltung hat gegenüber den bisher beschriebenen zwei wesentliche Vorteile. Man braucht an Stelle der doppelten Spannung den doppelten Strom, der sich mit einer Dynamomaschine leichter

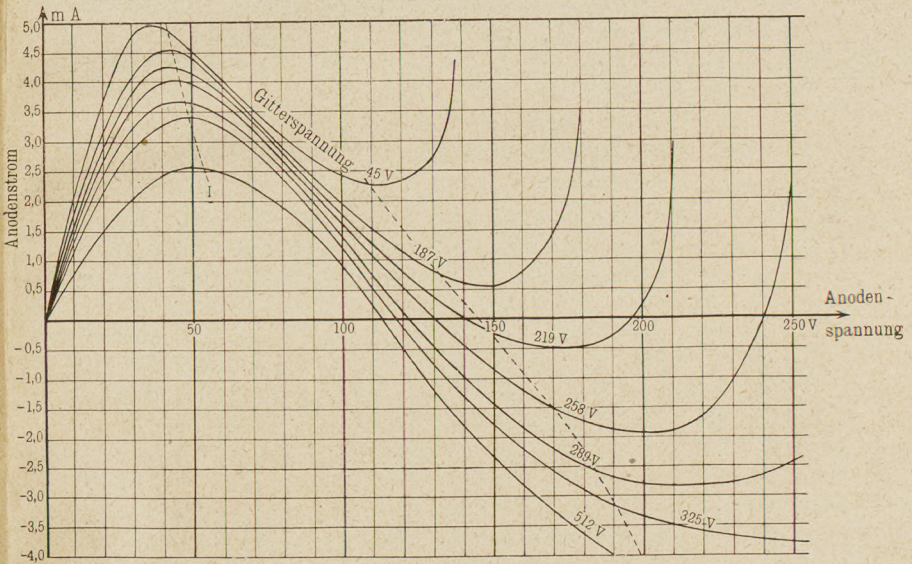
¹⁾ Zeitschr. f. drahtlose Telegraphie 18, 419.

herstellen läßt als die doppelte Spannung. Die Drossel *D* (Fig. 202) kann so bemessen werden, daß die höheren Töne besser übertragen werden als die tiefen, so daß eine große Klarheit der Sprache erzielt wird.

3. Herstellung negativer Widerstände mit Hilfe der Elektronenröhren.

1. Das Dynatron von Hull. Das Dynatron verwendet die Eigenschaft der Anode, die ankommenden Elektronen zu reflektieren und außerdem noch sekundäre Elektronen auszustrahlen. Diese sekundäre Emission tritt dann auf, wenn das Gitter stark

Fig. 203.



positiv, die Anode schwach positiv ist. Die vom Glühdraht kommenden Elektronen fliegen dann durch das Gitter zur Anode, prallen dort an, werden selbst reflektiert und lösen außerdem weitere Elektronen aus. Die reflektierten und die sekundär ausgelösten Elektronen fliegen dann zusammen an das positivere Gitter. Auf diese Weise ist es möglich, daß der Anodenstrom sein Vorzeichen umkehrt. Wir erhalten ein Kennliniendiagramm wie in Fig. 203. Zwischen den Linien *I* und *II* sinkt der Anodenstrom mit wachsender Anodenspannung. Das Dynatron stellt hier einen negativen Widerstand dar. Fig. 204 zeigt das Dynatron als Verstärker, es

dient dazu, den Verbrauchswiderstand R aufzuheben. Fig. 205 zeigt es als Schwingungsgenerator.

2. Das Pliodynatron ist eine Doppelgitterröhre, in der z. B. zu Zwecken der drahtlosen Telephonie ähnlich wie in Fig. 201 der Sättigungsstrom und damit die Steilheit des Kennlinienabfalls durch ein den Glühdraht umgebendes Gitter gesteuert werden¹⁾.

Fig. 204.

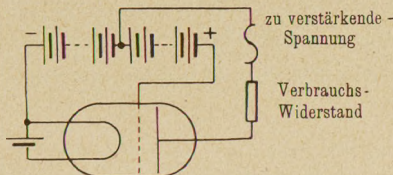
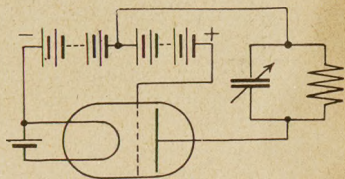
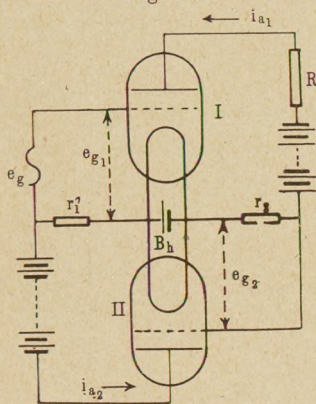


Fig. 205.



3. Das Kallirotron von Turner²⁾ ist eine aus zwei Röhren aufgebaute Anordnung mit aperiodischer Rückkopplung durch rein Ohmsche Widerstände. Fig. 206 zeigt die Anordnung. e_g sei die zu verstärkende Spannung, R der Verbrauchswiderstand, S_1 und S_2 die Arbeitskurvensteilheiten der beiden Röhren I und II. Man erhält die beiden einfachen Beziehungen:

Fig. 206.



die beiden einfachen Beziehungen:

$$S_1 e_{g1} = i_{a1} = S_1 (e_g + r_2 i_{a2})$$

und

$$S_2 e_{g2} = S_2 r_1 i_{a1} = i_{a2}$$

Setzt man die zweite Gleichung in die erste ein, so erhält man:

$$i_{a1} = S_1 (e_g + r_2 r_1 S_2 i_{a1})$$

oder

$$i_{a1} = \frac{S_1 e_g}{1 - r_1 r_2 S_2}$$

Durch Vergrößerung der beiden Rückkopplungswiderstände r_1 und r_2 kann i_{a1} beliebig erhöht werden. Fig. 206 kann direkt als Verstärker benutzt werden.

¹⁾ Albert Hull, Jahrbuch f. drahtlose Telegraphie 14, 47 u. 157. Hull nennt das Gitter Anode und die Anode Platte. Die Amerikaner verstehen unter einem Kenotron eine Hochvakuumglühkathodengleichrichterröhre, unter einem Pliotron eine gewöhnliche Hochvakuumgitterröhre. Vgl. auch Holborn, Telegr. u. Fernsprechtechnik, X. Jahrg., Nr. 1 bis 3, 1921 und Mitt. des Telegraphentechnischen Reichsamtes 9, 119—133.

²⁾ Jahrbuch f. drahtlose Telegraphie 17, 52.

4. Das Negatron von J. Scott-Taggart¹⁾ benutzt die Verteilung des Sättigungsstromes auf zwei Anoden zur Herstellung eines negativen Widerstandes. Fig. 207 zeigt die Anordnung. A_1 ist die Hauptanode, A_2 die Verteilungsanode, B_a die Anoden-

Fig. 207.

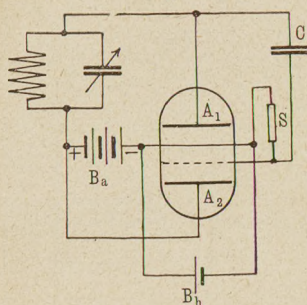
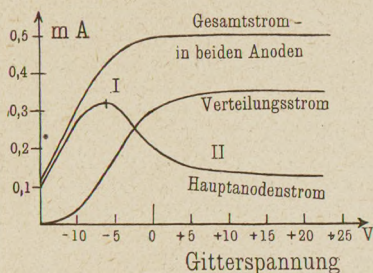


Fig. 208.



batterie, B_h die Heizbatterie, C ein Rückkopplungskondensator, S ein Silitwiderstand zur Ableitung des Gitterstromes. In Fig. 208 sind die Kennlinien dargestellt. Zwischen den Punkten I und II stellt die Anordnung einen negativen Widerstand dar.

5. Die Anordnung von Barkhausen und Kurz zur Herstellung von sehr kurzen Wellenlängen²⁾. Bringt man das Gitter einer kleinen Schottsenderröhre auf $+500$ Volt, die Anode auf -300 Volt, so wird der Anodenstrom positiv. Gleichzeitig treten sehr kurze Schwingungen auf. Die Frequenz der Schwingungen hängt wesentlich von den Spannungen ab, während ein angeschalteter Antennendraht nur geringen Einfluß auf die Wellenlänge hat. Barkhausen und Kurz nehmen an, daß die Elektronen durch das Gitter durchfliegen, vor der Anode umkehren und mehrfach hin und her pendeln, bevor sie auf das Gitter gelangen. Dieses Pendeln erfolgt um so rascher, je höher die Spannungen werden. Die auf Grund dieser Anschauung berechneten Wellenlängen stimmen gut mit den mit einem Lechersystem gemessenen überein.

¹⁾ Jahrbuch f. drahtlose Telegraphie **19**, 148.

²⁾ Phys. Zeitschr. **21**, 1—6 (1920).

Register.

- Abrundung des oberen Knickes der Kennlinie 17.
- Absinken des Sättigungsstromes durch Gas (20 Proz. zulässig) 146.
- Absinkkurve der Gitterspannung beim Audion (berechnet) 171.
- des Anodenstromes beim Audion (experimentell, Golz) 172, 179.
- Abstimmung durch Beobachtung der Frequenzänderung 141.
- Abstimmittel, Überlagerung als 156.
- Abweichung des Kennlinienverlaufes von der $e^{3/2}$ -Formel 34.
- Alberti und Zickner, Experimentelle Aufnahme der Anodenstrom-Zeitkurven (Tafel) 77, 84, 94.
- Amplitudenbilanz 102.
- Anlaufvorgang beim Röhrengenerator 115.
- Anoden-Einfluß 26.
- -Empfindlichkeit = $1/R_i$ 27.
- -Gleichrichtung im unteren und oberen Knick 152.
- -Kopplung und Grenzwiderstand 85.
- -Schutzwirkung (Schottky) 27.
- -Schutzgitter (Schottky) 45.
- -Strom 20.
- Anodenstromamplitude und Gitterspannungsamplitude 80.
- — Schwingungskreisstromverhältnis 97.
- — Absinkkurve 172.
- (mittlerer) — Zeitkurve beim Audion 173.
- Anschluß des Anodenkreises am $+$ -Pol der Heizbatterie (Mühlbrett) 143.
- in der Mitte bei Wechselstromheizung 122, 143.
- Anspringen der Schwingungen beim Festerstellen der Rückkopplung 114.
- Antennenkopplung und Grenzwiderstand 86.
- Arbeitskurve 38.
- für kleine Schwingungen und für Widerstand, Drossel und Schwingdrossel 71.
- — große Schwingungen und Widerstand 75.
- Audion 150.
- Auergesellschaft (Dr. Skaupy) 70.
- Aufschaukelgeschwindigkeit 115.
- beim Schwingaudion 177.
- Aussetzen und Einsetzen der Schwingungen 113.
- infolge falscher Lage der Anodenbatterie 121.
- Äußere Rückkopplung bei Verstärkern 148.
- Ausgangstransformator bei Verstärkern 43.
- Ausgleich für die Fernleitung beim Zwischenverstärker 60.
- Ausnutzungskonstante ζ 89.
- Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen 5.
- Barkhausen** 2.
- , Röhrenformeln 21, 23.
- , Begriff der Röhrengüte S/D 40.
- , — — Transformatorgüte $G_g^2/2N$. 40.
- , allgemeine Formulierung des Rückkopplungsgedankens 62.
- , Begriff des Grenzwiderstandes 83.
- , Wirkungsgrad und Gittervorspannung 90.
- , Begriff des unter- und überspannten Betriebes 83.
- , Gittergleichrichtungsformel 155.
- , Pfeifneigung von Verstärkern 147.
- und Kurz-, kurze Wellen 193.

- Befreiung des Empfanges von Störungen 184.
- Betriebsspannung und Grenzwiderstand 84.
- und Grenzgitterspannung 81.
- — Wirkungsgrad 88.
- , ihr nichtausnutzbarer Teil E_{av} 88.
- B. E.-Rohr von Siemens 49.
- B. F.-Rohr von Siemens 50.
- Bilanz, Amplituden- oder Leistungs- und Phasen- 102.
- Clausius Clapeyron 6.
- Cooper Hewitt 2.
- Dämpfungsmessung (Pauli) 141.
- Detektoreinstellung und Empfindlichkeit beim Überlagerungsempfang 157.
- Dichte der Raumladung 5.
- Doppelgitterröhren (Schottky) 45.
- Doppeltwirkende Röhrengeneratoren 64.
- Drossel (Arbeiten der Röhre auf eine Drossel und Schwingdrossel) 71.
- Durchgriff 21.
- , Messung 23.
- , Berechnung nach Schottky 29 ff.
- , günstigster $D = 2 E_g / E_a$ 41.
- , — für gegebenen Anodenkreiswiderstand 43.
- bei Senderröhren 91.
- Dynatron von Hull 191.
- Ebene Anordnung der Elektroden, Raumladungsformel 13.
- Gitter und ihr Einfluß auf die Kennlinienform 34.
- + Potentialfunktion 33.
- Eccles 4.
- Effektives Gitterpotential = Steuerungspannung 25.
- Eigenfrequenz von Verstärkertransformatoren = 1500/sec 37.
- Eingangstransformator 35.
- Einsatlung der i_a -t-Kurve (Alberti-Zickner, Tafel) 77, 84.
- Ein- und Aussetzen der Schwingungen 113.
- Einstellung des Detektors beim Überlagerungsempfang 157.
- Elektronenbombardement (Entgasung der Metallteile) 11, 66, 84, 147.
- Elektrisches Feld in der Röhre 18, 19, 21.
- Emissionsheizung 142.
- Emissionsstrom 20.
- EMK der Röhre im Generator = \mathcal{E}_g / D 74.
- Empfindlichkeit \mathfrak{B} des Schwingaudions (Definition) 161.
- des Detektors bei Überlagerungsempfang 157.
- Entgasung der Metallteile (Vorentgasung) 147.
- Entkopplung von Verstärkern bei Pfeifen (Barkhausen) 148.
- der Antenne beim Schwingaudion (Wien und Korshenewsky) 159.
- Experimentelle Aufnahme der Schwingkennlinien 111.
- — — Stromspannungskurven (Kennlinien) 4.
- Bestätigung der Röhrengeneratortheorie (Alberti-Zickner) 77, 84, 94.
- — — Ziehtheorie 134.
- — — Audiontheorie (Golz) 183.
- Feldverteilung (elektrische) in den verschiedenen Röhrentypen 18, 19, 21.
- Fernerregung 152, 156.
- Fernleitungsausgleich beim Zwischenverstärker 61.
- Flaeue Röhren (Rukop) 34.
- Forest, Lee de 2.
- Fremderregung (ev. mit Selbsterregung gemischt) 110.
- Frequenz, Phase und Gitterstrom 105.
- , — —, Antennenkreis (Ziehen) 123.
- , — —, Lage des Dämpfungswiderstandes im Arbeitskreis 104.
- Frequenzberechnung aus der Phasenbilanz 102.
- Frequenzschwankungen durch kapazitive Erdung 118.
- Frequenz, Nachweis ihrer Stabilität 108.
- Frequenzsprung beim Zwischenkreisender (Ziehen) 123.
- Gasfreiheit der Metallteile (speziell der Anode Fig. 160, des Gitters Fig. 161) 145.
- Gasgehalt und negativer Gitterwiderstand 149.

- Gasgehalt und Veränderung der Kennlinienform 34, 144.
 — — Absinken des Sättigungsstromes 144.
 Gasmessung 145.
 Gemischte Erregung (Fremd- und Selbsterregung, s. auch Schwingaudion) 110.
 Gitterbesprechung und Telephoniesender 188.
 Gitter, Effektivpotential (Schottky) = Steuerspannung 29.
 —, Einfluß (Schottky) 26.
 —, Empfindlichkeit (Schottky) = Steilheit 27.
 —, Gleichrichtung = Audiogleichrichtung 152.
 —, Formel von Barkhausen 155.
 Gitterspannung, Anodenstrom und Leistung 80.
 —, ihr Absinken beim Schwingaudion 170.
 Gitterstrom 20.
 —, Phasenverschiebung und Frequenz 105.
 — und Relaiswirkung 3, 36.
 — zu vermeiden durch negative Gittervorspannung 3, 36.
 Gittervorspannung (negative) und Wirkungsgrad (Barkhausen) 89.
 — und Oberwellen 98.
 — — Schwingkennlinienform (Art des Einsetzens der Schwingungen) 113.
 —, Telephonie durch Gitterbesprechung 188.
 Gitterwiderstand von 10^6 Ohm drückt die Verstärkung auf $\frac{1}{10}$ herab (Barkhausen) 37.
 Gleichrichter und Maschinengeräusche 119.
 Gleichrichtereffekte und ihre Berechnung 152.
 Gleichrichterröhre 151.
 Glühfaden, sein Anschluß an den Anoden- und Gitterkreis bei Wechselstromheizung 122, 143.
 —, Durchbrennen bei falschem Anodenkreisanschluß (Mühlbrett) 143.
 Glühfadendimensionen und Sättigungsstrom und -spannung 16.
 Glühfadentemperatur und Emissionsstrom; Eccles, Richardson 5.
 Glühfadentemperatur und -lebensdauer, Jäger 5, 93.
 Golz, Messungen zur Audiontheorie 183.
 Grenzbedingungen auf der Glühdrahtoberfläche 9.
 Grenzwiderstand und Grenzgitterspannung 83.
 — — —, experimentelle Bestimmung 85.
 — — —, Abhängigkeit von E_a, J_s, S 84, 87.
 — — Anodenkopplung 85.
 — — Antennenkopplung 86.
 Günstigster Durchgriff $D = 2 E_g / E_a$ 41.
 — — bei gegebenem Anodenkreiswiderstand 43.
 Güte der Röhre $G_R = S/D$ (Barkhausen) 40.
 — des Transformators $G_T = \frac{E_g^2}{2 N_s}$ (Barkhausen) 40.
 Heizung und Sättigungsstrom 5.
 — — Lebensdauer 93.
 — — Steilheit 16.
 —, ihre Regulierung durch Spannungs- und Emissionsstrommessung 142.
 — mit Wechselstrom (Mittenanschluß) 122, 143.
 Hewitt (Cooper) 2.
 Historisches 1.
 Hochfrequenzverstärker, Schaltung 53.
 —, Formeln für die Verstärkung bei langen und kurzen Wellen 56.
 Hochfrequenzmeßmethoden (Pauli) 140.
 Hohage, Röhrenvoltmeter 53.
 Holborn 65.
 Hull, Dynatron 191.
 110-Rohr (Siemens) 50.
 Huth, Verstärkertransformatoren 38.
 Huth-Kühn, Röhrengenerator 63.
 — —, Telephoniesender 190.
 Jäger, Robert 5.
 Idealisierung des Elektronenemissionsproblems durch $\varrho_0 = \infty, \nu_0 = 0$ 8.
 Indifferentes Schwingungsgleichgewicht beim Schwingaudion 160, 165.
 Innere Röhrengleichungen (Barkhausen) 23.
 — Rückkopplung bei Verstärkern und ihre Vermeidung (Barkhausen) 148.

- Innerer Widerstand der Röhre 10.
 Inselbildung 18.
 Instabilität der Frequenz und Amplitude
 (Ziehen) 128.
 — — Heizung durch Anodenstrom 143.
 Isolationsfehler im Gitterkreis von 10^6
 setzt die Verstärkung auf $\frac{1}{10}$ herab
 37.
- Kallitron** (Turner) 192.
 Kapazität von Transformatoren 36.
 — von Röhren 57.
 — der Senderapparatur gegen Erde,
 hierdurch bedingte Frequenzschwankungen
 (Trillern) 120.
 Kennlinie, s. auch Schwingkennlinie 21.
 Kennlinien-Feld und seine Gleichung
 (Barkhausen) 23.
 — -Knick (oberer) 17.
 — -Schleifen und Gasgehalt 144.
 Kenotron, s. Ventilrohr 150.
 Kompensation des Störers 186.
 Konstruktion der i_a -t-Kurve beim Audion
 173.
 — — der i_a -t-Kurve beim Sender 77.
 — — Amplituden im Schwingkenn-
 liniendiagramm 110.
 Korshenewsky und Wien 159.
 Kritische Kopplung 134.
 Krümmung der Kennlinie, ihre Bedeu-
 tung für die Schwingaudionempfind-
 lichkeit 175.
 Kühn-Huth-Schaltung für Generatoren
 63.
 — — — — Telephoniesender 190.
 Kurze Wellen, Holborn (2,4 m) 65.
 — —, Barkhausen-Kurz (1 m) 193.
- Langmuir** 2.
 Langmuirsche Formel 11—16.
 Laue 5.
 Lautverstärker 35.
 L/CR 80.
 Lebensdauer und Heizung 93.
 Lee de Forest 2.
 Leistung der Röhre in Abhängigkeit
 von \mathcal{E}_g , J_s , E_a , E_g , D , L/CR 80.
 Leistungsbilanz 101, 166.
 Leistungsverstärkung 51.
 Leithäuser, Empfangssystem 186.
 Lenard 1.
 Lieben 2.
- Lokalerregung bei Überlagerungs-
 empfang 156.
 Lorenz 2, 63.
- Maschinen- und Gleichrichterton**
 (Trillern) 119.
 Maxwell'sche Geschwindigkeitsvertei-
 lung 11, 16.
 Mc.-Rohr von Siemens 50.
 Mehrfache Resonanzauslese (Leit-
 häuser) 185.
 Mehrgitterröhren (Schottky) 45.
 Meissner, Rückkopplung 62.
 Messung des Gasgehaltes 145.
 Mitnahmbereichbreite und -tiefe 182.
 Mitnahmbereichempfang 179.
 Mittenanschluß der Anodenstrom-
 zuführung bei Wechselstromheizung
 122.
 Mühlbrett 143.
 Müller, Senderröhren 68.
 —, Verstärkerrohren 48.
- Negative Gittervorspannung 3, 35, 89.
 Negatron 193.
 Netzanode (Skaupy) 147.
 Nichtausnutzbarer Teil der Betriebs-
 spannung 88.
 Niederfrequenzverstärker 35.
 Nullpunkt von Potentialangaben 4.
- Oberer Kennlinienknick** 17.
 Oberschwingungen 97.
 — und Rückkopplung 112.
 —, ihre Unterdrückung 112.
 Optimum des äußeren Anodenwider-
 standes bei Verstärkern 39.
 — — — — Sendern 81.
 — des Durchgriffes bei Verstärkern 41.
- Patente** 2.
 Pauli 140.
 Pfeifneigung bei Lautverstärkern 147.
 Phasenbilanz 102.
 Phasendiagramm als Zusatz zu den
 Schwingkennliniendiagrammen 96.
 Phasenreiner Sender (Fig. 108) 73, 100.
 Phasenverschiebung zwischen \mathfrak{J}_a , \mathcal{E}_a , \mathcal{E}_g
 73.
 — bei unter- und überspanntem Be-
 trieb 95.

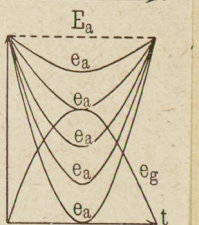
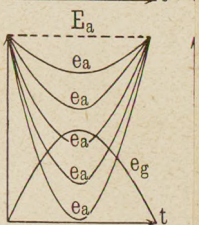
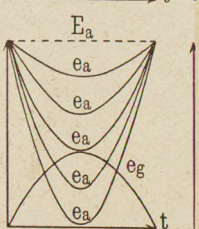
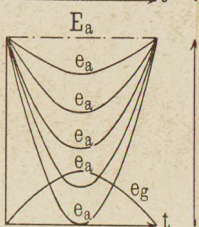
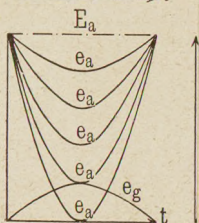
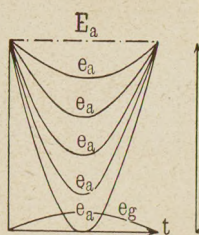
- Phasenverschiebung, Berechnung mit komplexen Zahlen 102.
 — und Frequenz (Frequenzberechnung) 102.
 — infolge einseitiger Lage des Dämpfungswiderstandes 103.
 — durch Gitterstrom und Drossel im Gitterkreis 105.
 — zwischen fern- und lokalerregter Gitterspannung beim Schwingaudion 181.
 Plattengitter- bzw. Steuerplattenröhren 20.
 Potentialangaben-Nullpunkt 4.
 Potentialminimum in der Raumladung 11.
 Potentialtheoretische Berechnung des Kennlinienfeldes (Durchgriffes), Schottky 25.
 Potentialverlauf für ebene Anordnungen 33.
 — — zylindrische Anordnungen 31.
 Pumpen der Röhren, Selbstpumpen der Röhren mit Netzanode (Skaupy) 147.
 Raumladung 7, 9.
 —, Berechnung der 12.
 —, — für ebene Anordnungen 13.
 —, — zylindrische Anordnungen 15.
 Raumladungszerstreuungsgitter (Schottky) 44.
 Relaiswirkung der Röhre 3.
 Resonanzauslese (mehrfache) 185.
 Richardsonsche Formel 6.
 Richtverstärker, gewöhnlicher Verstärker 35.
 R.-Rohr von Siemens 49.
 Röhren-Kapazität 57.
 — -Leistung 38.
 — -Sender 61, 76.
 — -Voltmeter (Hohage) 53.
 Röhrentypen und ihre Felder 18, 19, 21.
 —, Verstärkerröhrentypen 48—50.
 —, Senderröhrentypen 67—69.
 Rückkopplung, Prinzip 62.
 —, Schaltungen 63.
 Rückkopplungsgerade 109.
 —, günstigste, für das Schwingaudion bei kleinen Signalstärken 162.
 —, bei großen Signalstärken 175.
 Rukop 2, 149.
 Sättigungsstrom und Glühfadentemperatur 4.
 —, Berechnung nach Richardson 5.
 —, Herabsetzung durch Gasgehalt 144.
 —, Sättigungsspannung und Glühfadendimensionen 16.
 —, üblich für Verstärkerröhren 5.
 —, — — Senderröhren 5, 69.
 — und Grenzgitterspannung 87.
 — — Grenzwiderstand 84.
 — — Heizleistung 5, 93.
 — — Wirkungsgrad 88.
 Scott-Taggart, Negatron 193.
 Schaltungen für Hochfrequenzverstärker 54.
 — — rückgekoppelte Sender 63, 64, 100.
 — — Telephoniesender 188.
 — — Verstärker 35, 37.
 — — Verstärkungsmessung 51.
 — — Zwischenverstärker 60.
 — zur Störfreiung 184—187.
 — — Unterdrückung von Oberwellen 112.
 Scheinbare Röhrenkapazität 58.
 Schottky 2, 5.
 —, Doppelgitterröhren, Raumladungs- und Anodenschutzgitter 46.
 —, EMK von Senderröhren = \mathcal{E}_g/D 74.
 —, Günstigster Durchgriff 41.
 —, Verstärkerröhrentheorie 24.
 Schrader, Röhrenkapazität 58.
 Schroteffekt (Schottky) 53.
 Schutznetz, Schutznetzeinfluß (Schottky) 26.
 Schutzwirkung (Schottky) 27.
 —, Vergrößerung durch Anodenschutznetz 47.
 Schwingaudion 158.
 Schwingdrossel im Anodenkreis 71.
 Schwingkennlinien 79.
 —, Berechnung für das Schwingaudion 170—172.
 —, erweiterte, mit Phasendiagramm 96.
 —, Experimentelle Aufnahme 111.
 —, Form und Gittervorspannung 113.
 Schwingungskreisstrom und Anodenstrom, ihr Verhältnis 97.
 Selbsterregung von Röhrensendern 110.
 Selbstinduktion im Anodenkreis, Arbeitskurve hierfür 71.
 Selbstpumpen von Röhren mit Netzanode (Skaupy) 147.

- Senderröhrentypen 68.
 Senderschaltungen 63.
 Siemens, B. E.-Rohr, Kennlinien 49.
 —, R.-Rohr mit Raumladungsgitter, Kennlinien 49.
 —, Röhrentypenverzeichnis: B. E., B. F., Mc, 110 R., 50.
 Silitwiderstand, günstigster, für das Schwingaudion 179.
 Skaupy 70, 147.
 Spannungs-Begrenzeröhre 119.
 — -Heizung 142.
 Spannungsteilerschaltung 65.
 —, verbesserte (Fig. 123) 121.
 Springen von Amplitude und Frequenz beim Zwischenkreissender 123.
 Spuleneigenschwingung = 1500/sec 37.
 Spulenkapazität von Verstärkertransformatoren = etwa 60 cm 37.
 Stabilität von Frequenz und Amplitude 108, 109.
 Steilheit und Heizung 15, 16.
 — bei negativer Steuerspannung 16.
 — = Gitterempfindlichkeit (Schottky) 27.
 — und Grenzgitterspannung 87.
 — — Wirkungsgrad 88.
 Steuerschärfe 26.
 Steuerspannung = effektives Gitterpotential 23, 25, 29.
 Störfreiheit des Empfanges 184.
 Störung beim Sender: Trillern und Aussetzen 119.
 — durch Ladeströme bei der Verstärkungsmessung 52.
 Stromspannungskurve = Arbeitskurve beim Arbeiten der Röhre auf einen Ohmschen Widerstand, Selbstinduktion und Schwingdrossel 71.
 — = Kennlinie, experimentelle Aufnahme 4.
 Stromspannungspunkt 38.
 Stromtemperaturkurve (Richardson) 5.
 Stromverstärkung 51.
 Taggart (J. Scott-T.) Negatron 193.
 Telefunken 2, 48, 63.
 Telephonieschaltungen 188.
 Temperatur und Sättigungsstrom 4.
 Tonschwankungen beim Überlagerungsempfang eines ungedämpften Senders infolge von Kapazitätsschwankungen (Trillern) 122.
 Tonschwankungen infolge Wechselstromheizung 122, 143.
 Trägheitslosigkeit der Röhren 3.
 Transformatoren für Verstärker, Verbesserung durch Huth 38.
 —, Eigenschwingung = etwa 1500/sec 37.
 —, Kapazität = etwa 60 cm 37.
 Trillern beim Überlagerungsempfang 119.
 Turner, Kallirotron 192.
 Typen von Senderröhren 67—69.
 — — Verstärkeröhren 18, 19, 21, 48—50.
 Überbrückungswiderstände im Audion 179.
 — — Hochfrequenzverstärker 55.
 Überlagerungs-Empfang und -Ton 155.
 Über- und unterspannter Betrieb 83, 95, 98.
 Ventilrohr (Kenotron) 150.
 Verdampfungswärme der Elektronen 6.
 Verhältnis $\mathfrak{Z}_L/\mathfrak{Z}_a$ 97.
 Verluste und Anodenerwärmung in Senderröhren 84.
 Verstärkerwirkung \mathfrak{B} des Schwingaudions 161.
 Verstärkung, Leistungs-, Spannungs- und Strom- 51.
 Verstärkungsgrad = $\frac{1}{2}\sqrt{G_R \cdot G_T}$ 36.
 —, Formel für Hochfrequenz 55.
 —, — — Niederfrequenz 35.
 Verstärkungsmessung 51.
 Vierröhrenverstärker 37.
 Voltmeter (Röhrevoltmeter Hohage) 53.
 Vorentgasung der Metallteile 147.
 Vorgitterfläche (Schottky) 25.
 Wärme (Verdampfungswärme = Austrittsarbeit der Elektronen) 6.
 Wärmeentwicklung durch Elektronenbombardement 11, 66, 84.
 Wechselstromheizung 122, 143.
 Wellenlänge, kürzeste des doppeltwirkenden Senders (2,4 m) 65.
 — nach Barkhausen-Kurz (etwa 1 m) 193.

- Wendepunkt der Anodenkennlinie und seine Bedeutung für das Schwingaudion 162.
- Widerstand, innerer der Röhre = reziproke Anodenempfindlichkeit 11, 27.
- , Dämpfungs-, seine Lage im Schwingungskreis, Phasenverschiebung und Frequenz 103.
- Wien und Korshenewsky 159.
- Wirkungsgrad des Senders in Abhängigkeit von S , J_s , E_a 84.
- in Abhängigkeit von der Gittervorspannung (Barkhausen) 89.
- Zickner und Alberti, Experimentelle Aufnahme der i_a - t -Kurve (Tafel 77, 84, 94).
- Ziehtheorie 123.
- Zweiröhrenverstärker (Sparschaltung) 37.
- Zwischenkreis (Dimensionierung) 136.
- Zwischenkreissender (Ziehen) 123.
- Zwischenverstärker 59.
- Zylindrische Anordnung, Raumladungsformel 14.
- Potentialfunktion der Röhre mit Gitter 30.

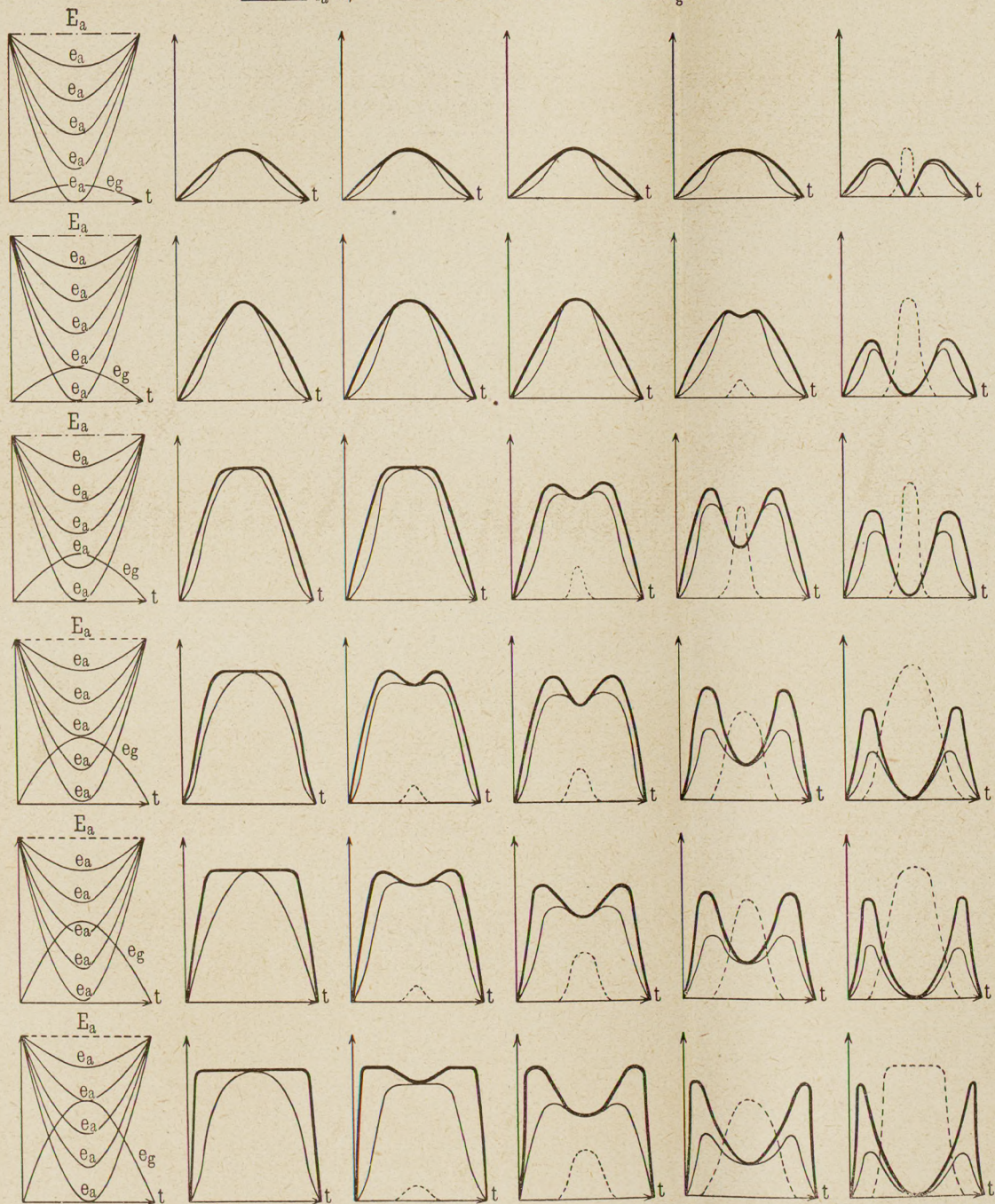


Zeitlicher Verlauf

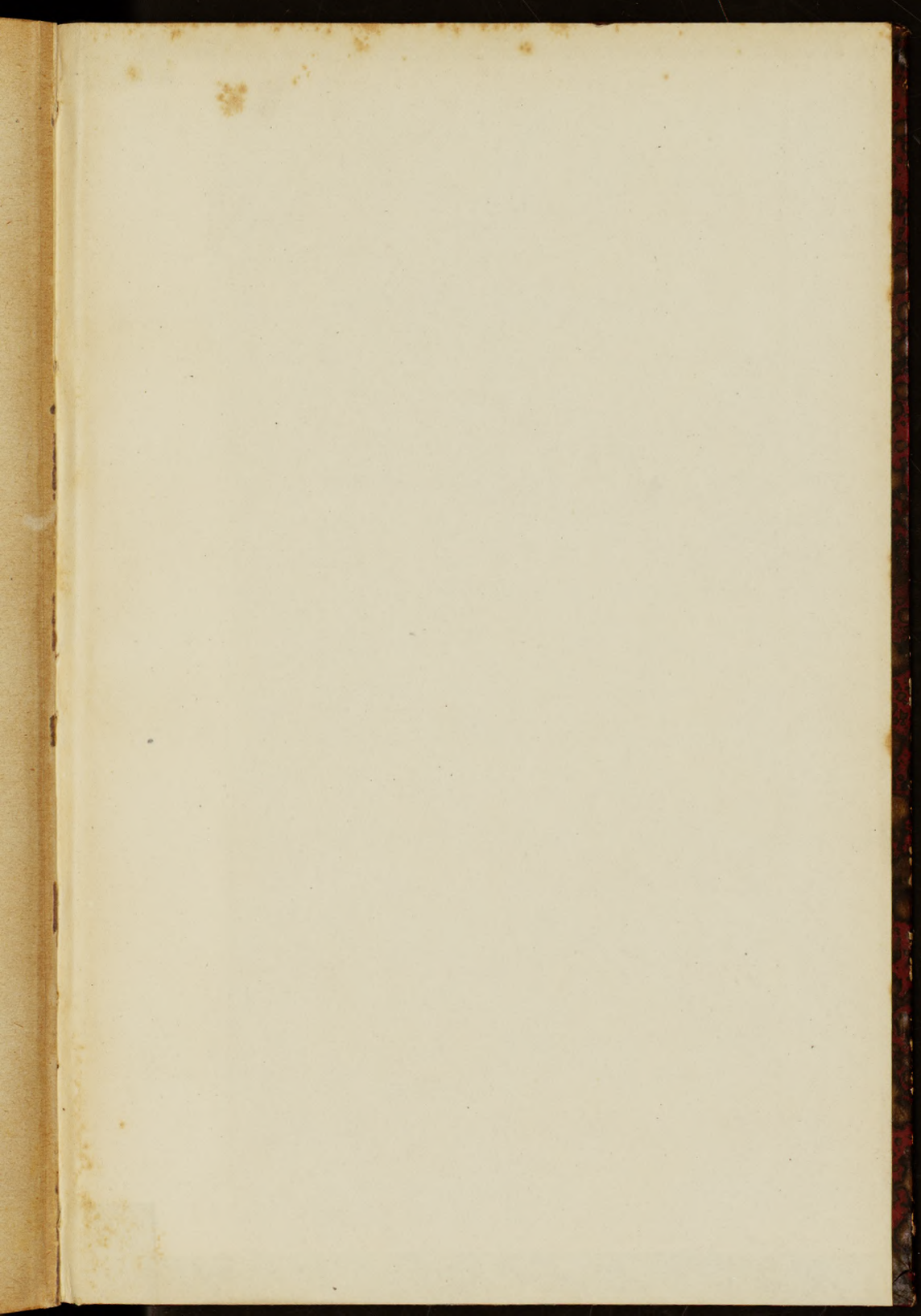


Zeitlicher Verlauf von Anoden- u. Gitterstrom bei verschiedenen Anoden- u. Gitterspannungsamplituden.

$i_a(t)$;
 $i_a(t) \sin \omega t$
 $i_g(t)$







BIBLIOTEKA GŁÓWNA



17333

Politechniki Gdańskiej