

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

	Seite		Seite
Günther Lubszynski: Die Gittergleichstrom-Modulation des selbsterregten Röhrensenders. (Mit 28 Figuren im Text)	33	Referate:	
J. Pusch: Praktische Berechnungsmethoden von Antennenkapazitäten. (Mit 5 Figuren im Text)	47	F. R. Elder (J. Zenneck): Der Magnetron-Verstärker und -Generator. (Mit 2 Figuren im Text).	57
Manfred von Ardenne: Über die Konstruktion von Arbeitskennlinien bei Verstärkern mit Widerstandskopplung. (Mit 1 Figur im Text)	50	R. A. Heising (J. Zenneck): Drahtlose transatlantische Telephonie mit nur einem Seitenband. (Mit 1 Figur im Text)	58
W. Fischer und L. Pungs: Schnelltelegraphie mit Steuerrössl. (Mit 3 Figuren im Text und 1 Tafel)	51	A. A. Oswald und J. C. Schelleng (J. Zenneck): Starkstromverstärker für transatlantische Telephonie. (Mit 2 Figuren im Text)	59
Referate:		H. M. Freeman (J. Zenneck): Die Eigenschaften von Elektronenröhren als Detektoren	60
E. W. B. Gill und J. H. Morrell (Lübcke): Über kurze elektrische Wellen bei Verwendung von Sekundäremission. (Mit 2 Figuren im Text)	54	W. G. Lush, F. E. Johnston und J. L. Finch (J. Zenneck): Die transatlantische Station in Warschau	60
F. Tank (Lübcke): Sur les oscillations de Barkhausen	56	S. E. Anderson, L. M. Clement und G. C. de Coutouly (J. Zenneck): Neuere Entwicklung von kommerziellen Sendern und Empfängern für kurze Wellen	61
E. Taylor Jones (Lübcke): Mit Röhren erzeugte Schwingungen in gekoppelten Kreisen	56	Die neue englische Rundfunk-Großstation in Davenport (J. Zenneck)	61
R. Whiddington und F. A. Long (Lübcke): Über die Anwendung des Ultramikrometers als Mikrowage	56	Große Reichweite kurzer Wellen (J. Zenneck)	61
Roß Gunn (Lübcke): Über die Messung sehr kleiner Kapazitätsänderungen. (Mit 2 Figuren im Text).	57	Beschreibung der Einrichtung von drahtlosen Stationen (J. Zenneck)	61
		Einfluß der Sonnenfinsternis auf die Wellen (J. Zenneck)	62

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39. Postcheck-Konto Berlin 32647.

Die Gittergleichstrom-Modulation des selbsterregten Röhrensenders.

Von **Günther Lubzynski.**

Die experimentellen Untersuchungen wurden im Jahre 1924 im physikalischen Laboratorium der Firma Telefunken ausgeführt.

Inhaltsangabe.

Einleitung.

A) Widerstand als Gitterstrom-Ableitung.

1. Versuchsanordnung.
2. Kurven $J_A = f(R_K)$ u. $E_G = f(R_g)$.
3. Kurven $J_A = f(E_G)$.
4. Diskussion der Kurven $J_A = f(E_G)$.
5. Bedeutung von C_g und R_g für die Amplitude.
6. Einfluß von C_g und R_g auf das Pendeln.
7. Stabilitätsbetrachtungen.

B) Röhre als Gitterstrom-Ableitung.

8. Kurven $J_A = f(V_\gamma)$.
9. Diskussion der Kurven $J_A = f(V_\gamma)$.
10. Bedingungen für einwandfreie Telephonie.

Es gibt bekanntlich eine große Anzahl von Methoden, die Schwingungen eines Röhrensenders zu modulieren, die man in der Hauptsache in zwei große Gruppen einteilen kann: die Beeinflussung der Hochfrequenz vor der Verstärkung (am Gitter) und zweitens die Beeinflussung nach der Verstärkung durch die Senderöhre (an der Anode). Da nun das Bestreben dahin geht, mit möglichst geringer Leistung den Sender auszusteuern, haben die Methoden der Gitterbesprechungen immer größere Bedeutung erlangt. Das nächstliegende war hierbei, die Amplitude der Hochfrequenz einfach durch Änderung des Gittergleichstrompotentials zu beeinflussen. Man brachte also die Niederfrequenz über einen Übertrager direkt an das Gitter der Senderöhre, doch machte man dabei die üble Erfahrung, daß die Schwingungen

gänzlich abreißen, sowie ein bestimmtes Maß der niederfrequenten Aussteuerung überschritten wurde. Diesen Vorgang haben z. B. **M a u z** und **Z e n n e c k**¹⁾ im Jahrbuch zusammenhängend beschrieben.

Das Abreißen der Schwingungen unterhalb einer bestimmten Amplitude ist das Zeichen für eine Labilität der Schwingungszustände. Es ist nun gelungen, diese labilen Zustände durch eine Kombination von Widerstand (R_K) und Kapazität (C_K) in der Gitterleitung zu stabilisieren (Fig. 1). Die eigentliche Modulation erfolgt in diesem Falle

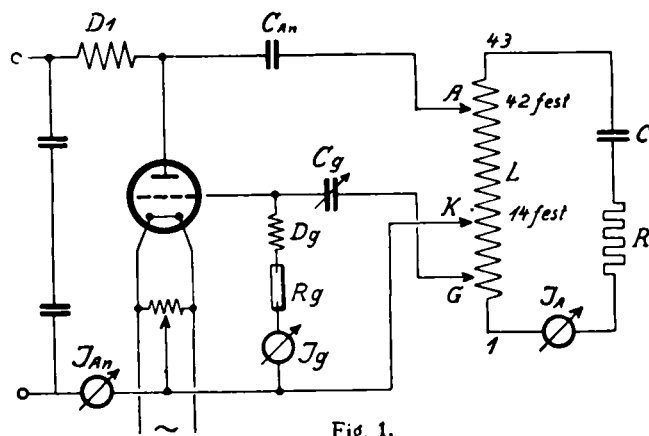


Fig. 1.

durch Veränderung des Gittergleichstromwiderstandes R_g , der dann durch eine Elektronenröhre dargestellt wird. Es hat für die Technik sicherlich einiges Interesse, die Vorgänge, die bei dieser Schaltungsart auftreten, näher zu verfolgen.

¹⁾ E. Mauz und J. Zenneck, Jahrbuch, **19**, S. 262, 1922.

Das Problem soll im folgenden hauptsächlich von der experimentellen Seite angefaßt werden, da eine genaue Bestimmung der Hochfrequenzamplitude in Abhängigkeit vom Gittergleichstromwiderstand sich infolge der Abhängigkeit des Gittergleichpotentials von der Amplitude rechnerisch oder graphisch nur sehr umständlich ermöglichen läßt.

Kapitel 1.

Es gelten folgende Bezeichnungen (Fig. 1):

V_a = Anodenwechselspannung zwischen den Punkten A und K.

V_g = Gitterwechselspannung zwischen den Punkten G und K.

E_A = Anodengleichspannung.

E_G = Gittergleichspannung = Mittelwert der Aufladung von C_g .

Entsprechende Momentanwerte werden mit kleinen Buchstaben bezeichnet.

Die Senderöhre RS 18 C 1a (Fig. 1) ist ein 500-Watt-Rohr für 4000 Volt Betriebsspannung (Durchgriff = 1,9%). Der Schwingungskreis besteht aus einer Induktivität $L = 160 \cdot 10^{-3}$ cm, der Kapazität $C = 720$ cm und dem induktionsfreien Belastungswiderstand $R = 3 \Omega$. Der gesamte Dämpfungswiderstand des Kreises betrug etwa 6Ω . D_A ist eine Scheibendrossel, C_{An} sind Glimmerkondensatoren. Zur Abriegelung des Gittergleichstromes dient der Drehkondensator C_g , damit jener über die Stufendrossel D_g von etwa $0,1 H$ und den Widerstand R_g zur Kathode abfließen muß. Gemessen wird der Anodengleichstrom J_{an} durch ein Drehspuleninstrument, ebenso der Gittergleichstrom J_g , der Schwingungsstrom J_A mit einem Hitzdrahtamperemeter. Die Röhre wurde in der Regel mit Wechselstrom, in besonderen Fällen auch mit Batteriestrom geheizt, während zur Erzeugung der Betriebsspannung zwei hintereinander geschaltete Gleichstrom-Hochspannungsmaschinen von je 2000 Volt dienten. Es wurde hierfür absichtlich keine gleichgerichtete Wechselspannung benutzt, da bei dieser Anordnung die Abhängigkeit der Spannung von der Belastung außerordentlich groß ist und bei Verwendung von Wehneltgleichrichtern diese bei kleinen Belastungen aussetzen.

Die Wellenlänge des Senders war $\lambda = 650$ Meter.

Die Schaltung an sich ist ja bekannt. Daß für die Rückkopplung gerade die sogenannte Dreipunktschaltung verwendet wurde, liegt nur in deren Einfachheit begründet. Die prinzipiellen Resultate der folgenden Untersuchung ändern sich bei rein induktiver oder kapazitiver Rückkopplung nur unwesentlich, sofern man den Gitterkreis nicht abstimmt.

Die Drossel D_g , deren Wechselstromwiderstand ungefähr $30\,000 \Omega$ beträgt — also in der Größenordnung des Widerstandes Gitter—Kathode liegt —, soll den Wechselstrom von der Gleichstromableitung absperren, damit diese keinen Nebenschluß für die Hochfrequenz bildet.

Sämtliche Untersuchungen und Messungen wurden bei konstanter Anodenspannung $E_A = 4000$ Volt gemacht. Es wurde also angenommen, daß die Ausgleichskapazität parallel zur Röhre groß genug ist, um die im Betriebe bei der Modulation des Senders auftretenden Belastungsschwankungen auszugleichen.

Bei jeder Messung wurden nach Möglichkeit alle drei Ströme: J_A , J_{An} , J_g abgelesen.

Da die Gitterspannung V_g aus Mangel an geeigneten Instrumenten nicht gemessen werden konnte, wird als Maß für die Rückkopplung immer die Windungszahl der Spule angegeben. Die ganze Spule besitzt 43 Windungen, der Punkt A bleibt dauernd auf Windung Nr. 42 und der Punkt K

dauernd auf Windung Nr. 14, so daß z. B. $G = 1$ die festeste und $G = 11$ eine lose Rückkopplung bedeutet.

Unter Voraussetzung einer streuungsfreien Spule erhielte man dann folgende Kopplungen:

G	$K\%$
$11 \frac{2}{3}$	8
$11 \frac{1}{2}$	8,6
$11 \frac{1}{3}$	9,2
11	10,3
10	14,8
9	17,2
8	20,7
6	27,6
4	34,5
3	38
1	45

In der Praxis besteht der Ableitewiderstand R_g natürlich stets aus einer Röhre, die jedoch im ersten Teil der Arbeit, um die Vorgänge übersichtlicher zu gestalten, durch einen nicht amplitudenabhängigen, regelbaren Drahtwiderstand ersetzt wurde.

Fig. 2 zeigt die Anoden- und Gitterstromcharakteristik der Senderöhre. Man ersieht aus diesen Kennlinien, daß man erst bei einer Anodenspannung von etwa 400 Volt bis

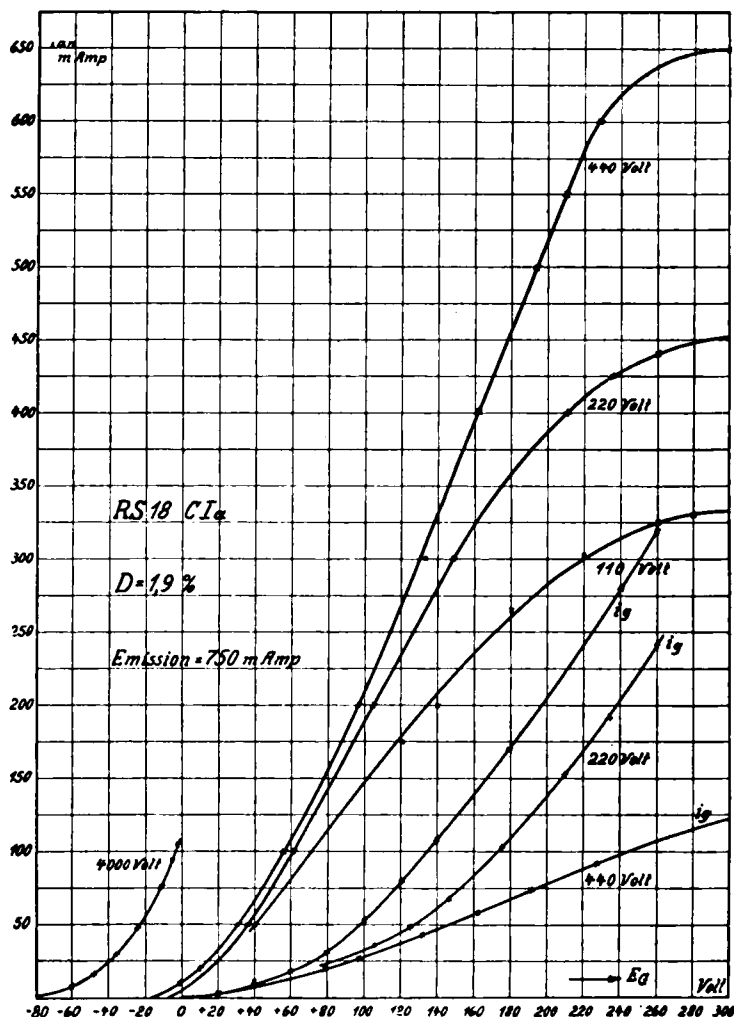


Fig. 2.

zum maximalen Sättigungswert des Anodenstromes gelangt, d. h. unterhalb dieser Anodenspannung müßte die Gitterspannung größer sein als die Anodenspannung, um bis zur

Sättigung zu kommen, was eine Verringerung des Anodensättigungsstromes zur Folge hat.

Diese Überlegung gibt einen Anhalt für die Bemessung des äußeren Widerstandes und damit der Anodenwechselspannung. Um bei normaler Rückkoppelung nicht im überspannten Gebiet zu arbeiten, ist es erforderlich, daß bei einer Anodenrestspannung $E_A - V_a = 4000 - 3600 = 400$ Volt der Scheitelwert der Gitterwechselspannung V_g max. auch höchstens 400 Volt (V_g eff. = 280 Volt) betragen darf. Man kommt so auf eine Rückkopplung von $400 : 3600 = 11\%$, die infolgedessen als normal angesehen werden soll. Es wurde also, da auch hier ein geeignetes Instrument fehlte, unter Beibehaltung des Kopplungswertes von etwa 11% die Anodenkopplung so eingestellt, daß bei größtem Schwingungsstrom der günstigste Wirkungsgrad erreicht wurde. In unserem Fall ergab sich dann als normale Anodenkopplung $A = 42$ und als normale Gitterkopplung $G = 11$.

Macht man die Rückkopplung fester, so kommt man bei R_g und damit $E_g = 0$ ins überspannte Gebiet. Man erkennt dies deutlich aus Fig. 3, wo über der Kopplung die Gitter-

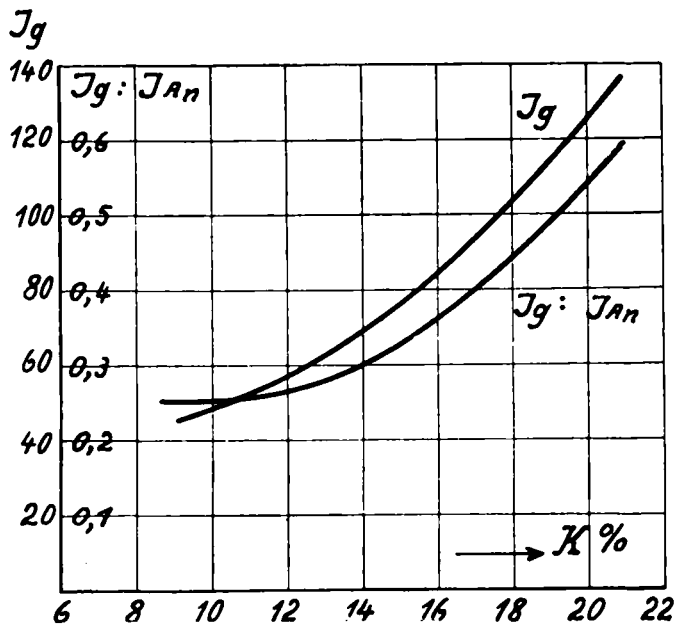


Fig. 3.

ströme und das Verhältnis von Gitter- zu Anodengleichstrom für $R_g = 0$ aufgetragen ist. Das starke Anwachsen dieser Quotienten für K größer als 12% ist ein Zeichen für überspannten Betrieb. Die Werte für noch festere Kopplung konnten nicht aufgenommen werden, da bei den hohen Gitterströmen Sekundärelektronen im Gitter auftreten, die ein „Durchbrechen“ des Anodenstromes und damit eine Gefährdung der Röhre zur Folge haben.

Kapitel 2.

Wir gehen aus von denjenigen Kurven, die direkt durch Messung aufgenommen worden sind, d. h. von der Funktion $J_A = f(R_g)$ (Fig. 4). Parameter ist die Rückkopplung ausgedrückt durch die Windungszahl. Je fester die Rückkopplung ist, um so größer muß der Gitterwiderstand werden, bevor J_A wesentlich kleiner zu werden beginnt; je loser die Rückkopplung ist, um so steiler werden die Kurven. Jedoch haben alle Kurven eine Eigenschaft gemeinsam, sie gehen nicht bis auf 0 zurück, sondern nähern sich bei Vergrößerung von R_g sämtlich einem konstanten Wert von J_A , nämlich etwa 1 Amp. Wir werden die Bedeutung dieses Wertes später noch kennen lernen.

Fig. 5 zeigt die zu jeder Linie konstanter Rückkopplung gehörige E_g -Kurve. Die Werte dieser Kurve werden aus dem Produkt $J_g \cdot R_g$ berechnet und als Funktion von R_g aufgetragen. Bei allen Kurven bis auf die extrem losen

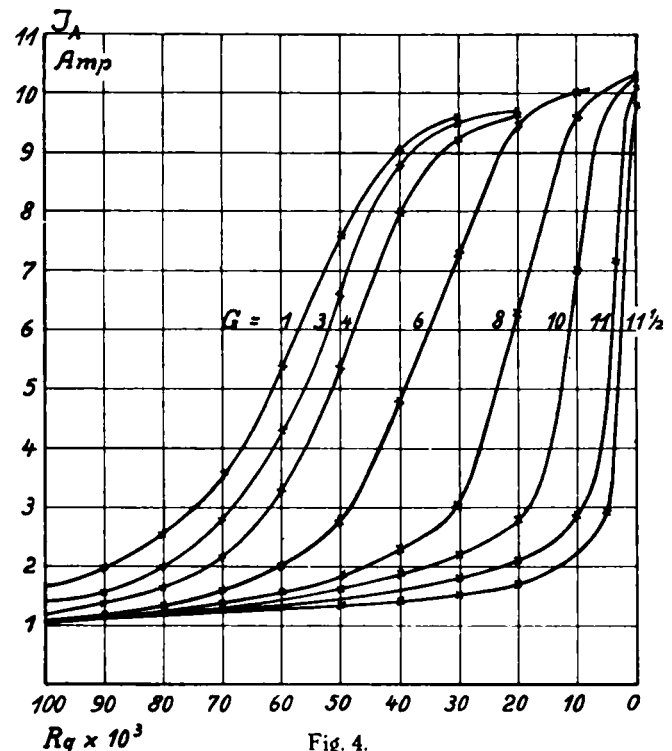


Fig. 4.

Rückkopplungen ($G < 11$) steigt zuerst die Spannung mit wachsendem R_g an und fällt dann wieder ab, um schließlich einen konstanten Wert zu erreichen, der um so tiefer liegt, je loser die Rückkopplung ist.

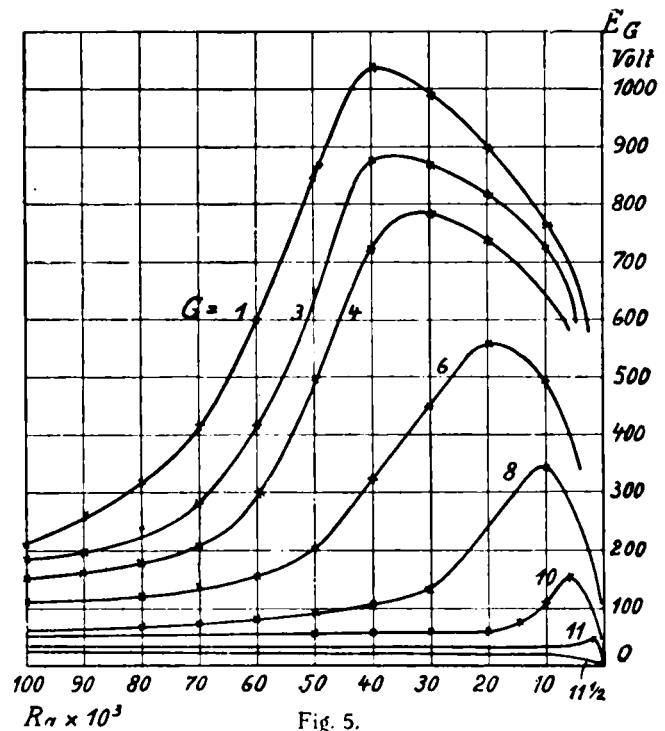


Fig. 5.

Kapitel 3.

Anstatt nun den Gitterwiderstand R_g als unabhängige Veränderliche zu benutzen, kann man jetzt auch, um eine bessere Übersicht zu bekommen, J_A als Funktion von der

jeweiligen mittleren Gitterspannung E_g auftragen. Man erhält dann Kurven (Fig. 6 und 7), die schon R u k o p²⁾ in seiner Arbeit „Reißdiagramme von Senderöhren“ veröffentlicht hat.

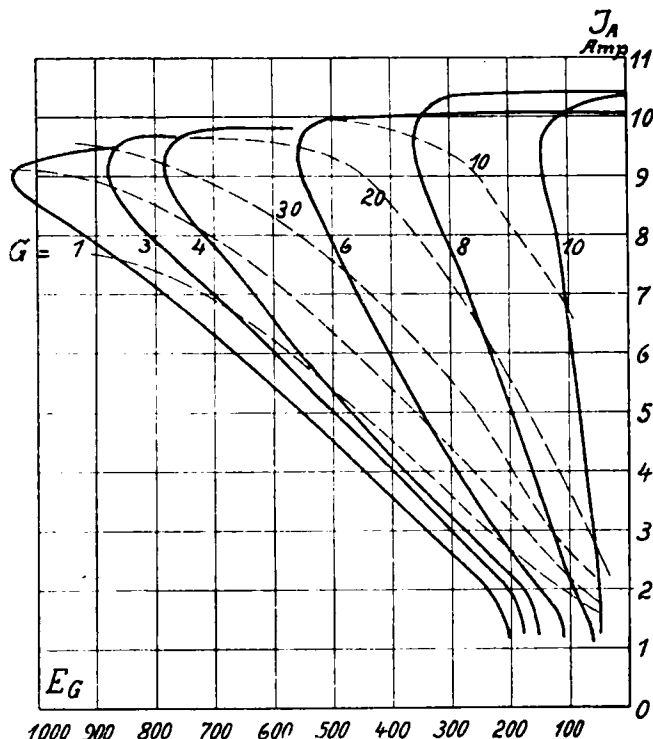


Fig. 6.

Man steht hier vor der merkwürdigen Tatsache, daß bei jeder Kurve, abgesehen wieder von den extrem losen Rückkopplungen, anfangs die negative Spannung mit fallendem J_A ansteigt, bei einem bestimmten Wert von J_A um-

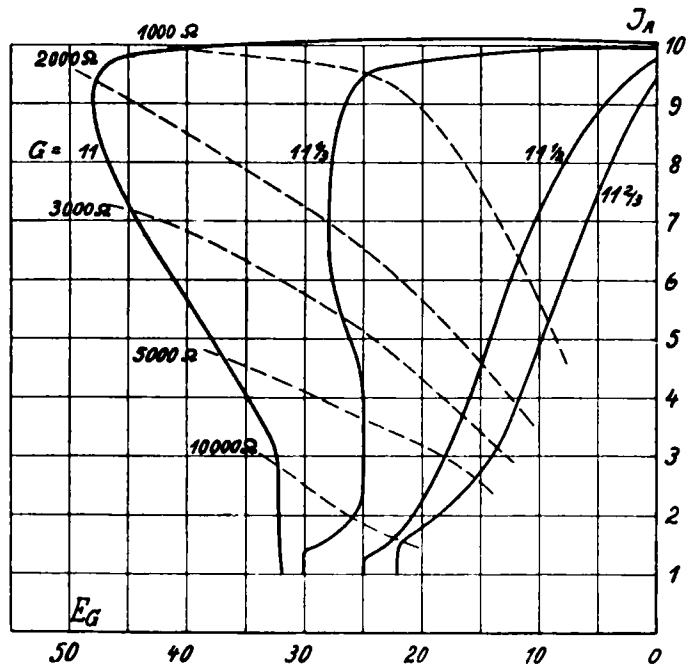


Fig. 7.

kehrt und dann wieder kleiner wird. Der Schwingungsstrom nimmt also ab, obwohl die negative Gitterspannung sinkt. Dabei ist jeder Punkt der Kurve stabil und reproduzierbar,

²⁾ R u k o p. Telefunken-Zeitung, 1923, Heft 32/33, S. 20, Kapitel III C.

gleichgültig, ob man diese von oben nach unten oder umgekehrt durchläuft. Würde man die an den Klemmen des Widerstandes entstehende mittlere Vorspannung E_g durch eine Batteriespannung ersetzen, so wäre nur der erste Teil der Kurve stabil. Daß auch der rückläufige Teil der Kurve stabil ist, muß also an der stabilisierenden Wirkung des Widerstandes liegen. Wir haben daher zwischen einem stabilen und einem stabilisierten Zweig der Kurve zu unterscheiden, worauf Heegener³⁾ wohl zuerst hingewiesen hat. Welche Bedeutung diesen beiden Zweigen zukommt, wird später noch gezeigt werden. Die Umkehrpunkte, d. h. diejenigen Punkte, deren Tangente senkrecht steht, liegen für lose und mittlere Rückkopplungen alle in gleicher Höhe, bei etwa 9,4 Amp.; für festere Kopplungen liegen sie etwas tiefer, während es für extrem lose Kopplungen (Fig. 7) überhaupt keinen Umkehrpunkt in diesem Sinne gibt. Die gestrichelten Kurven sind R_g -Linien, d. h. Linien konstanten Gitterwiderstandes.

Im Gegensatz zu Rukop erhält man hier auch für außerordentlich feste Kopplungen absolut stabile Kurven. So bekommt man bei der festesten Rückkopplung im Maximum eine mittlere Gittergleichspannung von — 1050 Volt, also mehr als ein Viertel der Betriebsspannung E_A . Um bei der Beurteilung der Stabilität sämtlicher Punkte absolut sicher zu gehen, d. h. um genau festzustellen, ob das später besprochene Pendeln der Amplitude eintritt oder nicht und keinen durch Wechselstrom verursachten Störton zu haben, wurde von Fall zu Fall die Wechselstromheizung durch Batterieheizung ersetzt.

Kapitel 4.

Um Klarheit über die physikalischen Ursachen zu bekommen, die das Zustandekommen einer derartigen Funktion, wie sie eben betrachtet wurde, bedingen, soll erst einmal der Gitterstrom, der zweite Faktor des Produktes $R_g \cdot J_g$ näher betrachtet werden. Untersucht man den Gittergleichstrom als Funktion der jeweiligen Amplitude von J_A und

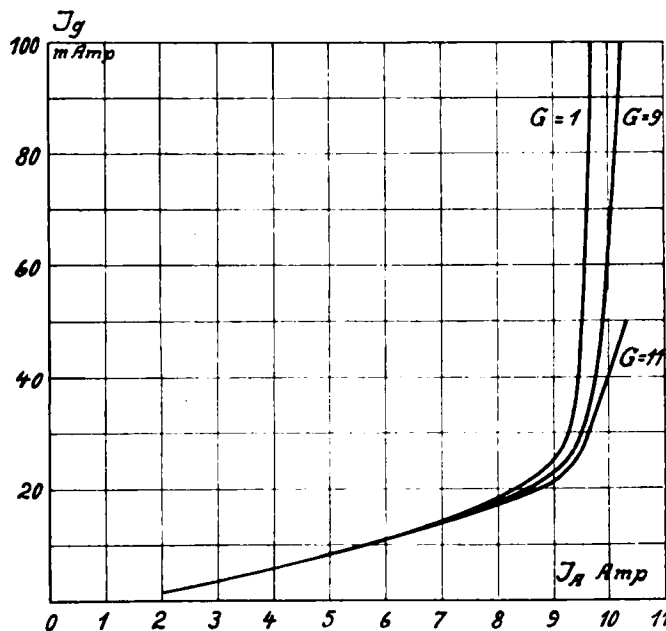


Fig. 8.

nimmt man die Rückkopplung als Parameter, so ergeben sich die Kurven der Fig. 8, die alle einen ziemlich ausgeprägten Knick aufweisen. In dem Gebiet kleiner Gitter-

³⁾ Zeitschrift für Physik, 13, 392, 1923.

ströme fallen die einzelnen Kurven fast genau zusammen, biegen dann sämtlich bei einem Gitterstrom von etwa 24 m Amp. um, und steigen von da ab ziemlich steil in die Höhe (Gebiet großer Gitterströme), und zwar um so steiler, je fester die Rückkopplung ist.

Es wurde im Anfang der Arbeit dargelegt, daß sich bei normaler Rückkopplung ($G = 11$) und $R_g = 0$ eine maximale Gitterwechselspannung von etwa 400 Volt ergibt. Rechnet man unter dieser Voraussetzung die sich für die Knickpunkte ergebenden Gesamtgitterspannungen $e_g = E_g - V_g$ und die Anodenrestspannungen $E_A - V_a$ nach, so erhält man für

$G = 11:$	$e_g = 316 \text{ Volt}$	$E_A - V_a = 700 \text{ Volt}$
$G = 9:$	$e_g = 360 \text{ Volt}$	$E_A - V_a = 750 \text{ Volt}$
$G = 1:$	$e_g = 490 \text{ Volt}$	$E_A - V_a = 860 \text{ Volt}$

Man ersieht hieraus, je fester die Rückkopplung ist, um so weiter kommt man oberhalb des Knickpunktes in das Sättigungs- bzw. überspannte Gebiet der Röhre hinein. Andererseits befindet man sich im Knickpunkt für jede Rückkopplung außerhalb des überspannten Gebietes.

Vergleicht man Fig. 8 mit Fig. 6, so erkennt man, daß die Knickpunkte der $J_g - J_A$ -Kurve mit den Umkehrpunkten der $J_A - E_g$ -Kurve ungefähr zusammenfallen. Das bedeutet also: der Bereich der großen Gitterströme ist identisch mit dem stabilen Zweig, der Bereich der kleinen Gitterströme aber mit demjenigen Zweig der $J_A - E_g$ -Kurve, die bei Verwendung der Batteriespannung als Gittergleichspannung labil wäre (vgl. Kapitel 7), jedoch durch den Gitterwiderstand stabilisiert wird. Gleichzeitig ersieht man daraus, daß man sich im Sättigungsgebiet des Anodenstroms befindet, solange man auf dem stabilen Zweig der $J_A - E_g$ -Kurve arbeitet.

Zur Klärung dieses Umstandes entnehmen wir aus Kapitel 7 die bekannten Bedingungen für das Bestehen eines stabilen Schwingungszustandes. Will die Amplitude steigen, so darf die zugeführte Energie nicht im gleichen Maße, sondern weniger als die verbrauchte Energie $J_A^2 \cdot R$ zunehmen; will die Amplitude fallen, so darf die zugeführte Energie nicht im gleichen Maße, sondern weniger als die verbrauchte Energie abnehmen. Diese Bedingung stimmt mit der oben angegebenen Tatsache überein. Arbeitet man nämlich im Sättigungsgebiet des Anodenstroms, so hat eine Vergrößerung der Schwingungsamplitude nur eine geringe Erhöhung des Anodenstromes zur Folge. Umgekehrt wird der Anodenstrom nur unwesentlich kleiner. Außerdem spielt hier sicher die in diesem Gebiet sehr starke Abhängigkeit des Gitterstroms von der Amplitude eine wesentliche Rolle für die Stabilität der Schwingungszustände insofern, als bei einem Absinken der Amplitude der Gitterstrom und damit die verbrauchte Leistung kleiner wird.

Es soll an dieser Stelle noch kurz auf den Wirkungsgrad des hier behandelten Röhrensenders eingegangen werden. Der Wirkungsgrad eines Senders wird nach Möller („Die Elektronenröhren, 2. Auflage, S. 90) um so besser, je kürzer die Zeit ist, während welcher der Anodenstrom innerhalb einer Hochfrequenzperiode fließt. Barkhausen gab zu diesem Zweck die Anwendung einer negativen Gitterspannung an. Nun besteht ja infolge der Klemmenspannung am Gitterwiderstand auch in unserem Falle eine negative Gittervorspannung, die aber gegenüber einer Batteriespannung den Vorteil hat, daß der Sender auch dann selbständig anläuft, wenn die Gittervorspannung größer ist als die Verriegelung. Man wird also bei einem Röhrensender den günstigsten Wirkungsgrad, ohne daß die Amplitude wesentlich sinkt, dadurch erreichen, daß man das Gitter durch einen Kondensator abriegelt und den Ableitewiderstand so

hoch wählt, bis die negative Gittergleichspannung den höchsten Wert, d. h. den Umkehrpunkt in der $J_A - E_g$ -Kurve erreicht. Diese Überlegung stimmt mit den experimentellen Tatsachen gut überein. Als Beispiel sind in Fig. 9 der Wirkungsgrad η und die Gittergleichspannung E_g als Funktion des Ableitewiderstandes für $G = 6$ aufgetragen.

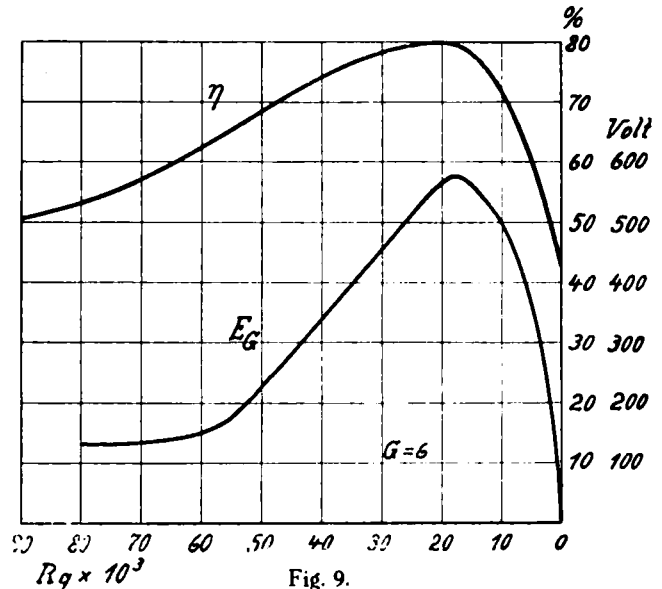


Fig. 9.

Da im „stabilen“ Teil der Kurve die Amplitude gegenüber der Vergrößerung des Gitterwiderstandes R_g nur unwesentlich abnimmt, wird das Produkt $R_g \cdot J_g$ größer, trotzdem doch in diesem Bereich, wie wir im Vorhergehenden (Fig. 8) gesehen haben, J_g mit sinkender Amplitude verhältnismäßig stark abnimmt. Hat man z. B. für sehr feste Rückkopplung eine Gitterwechselspannung von 1350 Volt Scheitelspannung, so kann $E_g = 1050$ Volt werden (vgl. Fig. 6 Kurve $G = 1$), ohne daß J_A wesentlich sinkt.

Ist die Amplitude aber erst einmal unter den stabilen Grenzwert heruntergekommen, so nimmt J_A und damit auch J_g mit wachsendem Widerstand sehr stark ab, und zwar schneller als der Widerstand R_g zunimmt. Auf diese Weise wird das Produkt $E_g = R_g \cdot J_g$ mit abnehmender Amplitude kleiner, obwohl in diesem Amplitudenbereich J_g langsamer abnimmt als vorher (Fig. 8).

Geht man durch weitere Vergrößerung des Gitterwiderstandes auf den letzten Teil der $J_A - E_g$ -Kurve über, so befindet man sich schon in dem flacher ansteigenden Anfangsgebiet der Kennlinie. Die Amplitude nimmt hier mit wachsendem R_g so wenig ab, daß $J_g \cdot R_g$ konstant bleibt, und zwar ist dieses konstante E_g bei der gleichen Größe von J_A um so kleiner, je loser die Rückkopplung ist. Bei noch geringerer Rückkopplung kann dieser Vorgang sogar dahin führen, daß E_g wieder größer wird und dann erst seinen konstanten Wert annimmt (Fig. 7; $G = 11 \frac{1}{2}$).

Es bleibt nun noch die schon weiter oben festgestellte Tatsache zu erklären, daß nämlich die Kurven sich sämtlich unabhängig von dem Grade der Rückkopplung einem bestimmten Minimalwert $J_A \approx 1$ Amp. nähern (Fig. 4), bei dem die Schwingungen noch stabil sind. Die Bedingung für den tiefsten stabilen Wert von J_A , der noch erreicht werden kann, ist folgende: selbst bei sehr hohen Gitterwiderständen muß ein geringer Gitterstrom fließen, um eine bestimmte Mindestspannung aufrecht zu erhalten; mit anderen Worten, die Gesamtgitterspannung e_g muß stets bis zu positiven Werten reichen. Denn würde J_A kleiner werden, so könnte dann auch kein Gitterstrom mehr fließen; der Gitterkonden-

sator würde sich entladen, die Amplitude würde wachsen, der Kondensator würde sich wieder aufladen, und so fort. Diesen Zustand des Pendelns, der in Kapitel 7 noch näher behandelt wird, erhält man auch, wenn R_g extrem groß wird, z. B. nur noch der Isolierwiderstand vorhanden ist. Der mittlere Anodenstrom und der Schwingungsstrom gehen dann fast auf 0 zurück, wobei man im Telefon ein Knattern (bis 10 ~) hört.

Daß auch bei hohen Gitterwiderständen die Gesamtgitterspannung stets ins positive Gebiet geht, d. h. die Gitterwechselspannung größer ist als die Gittergleichspannung, läßt sich durch Experiment nachweisen. Es wurde bei diesem Versuch außer den Strömen auch die effektive Gitterwechselspannung mit einem Multi-Zellular-Instrument gemessen. Es wurde an die Punkte G und K (Fig. 1) gelegt, um die reine Wechselspannung zu erhalten. Die geringe Kapazität des Instrumentes hatte keinen erheblichen Einfluß auf den Schwingungszustand. In Fig. 10 ist die maximale Gitterwechselspannung V_g maximal, die mittlere Gittergleich-

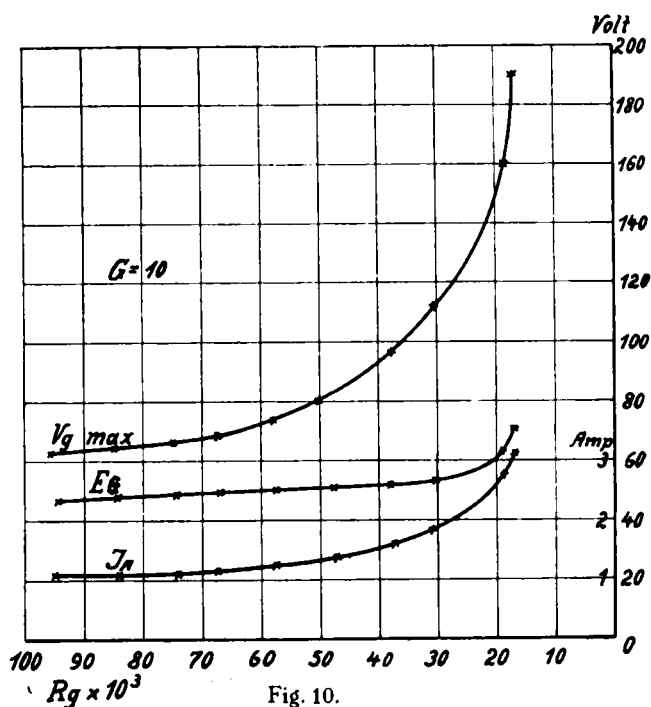


Fig. 10.

spannung — E_g und der Schwingungsstrom J_A als Funktion von R_g aufgetragen. Mit steigendem R_g nähert sich die V_g -Kurve immer mehr der E_g -Kurve, wird aber diese nie ganz erreichen, da ja $V_g + E_g$ stets positiv bleiben muß. Es ist klar, je fester die Rückkopplung ist, desto größer wird die durch den oben definierten Reststrom erzeugte Gitterwechselspannung V_g sein, desto größer muß aber auch die Gittergleichspannung werden, damit die für die Erzeugung des Reststromes notwendige positive Gesamtspannung $V_g - E_g$ erhalten bleibt, was durch die oben gezeigten Kurven bestätigt wird.

Dieser Reststrom wird um so größer sein, je höher die Betriebsspannung und je größer der Durchgriff der Röhre ist. Man kann also durch Vergrößern des Gittergleichstromwiderstandes einen Sender niemals bis zum Strom $J_A = 0$ aussteuern, was in der Praxis allerdings auch nicht verlangt wird; dort ist es im Gegenteil sehr erwünscht, eine natürliche Begrenzung der Aussteuerung zu haben.

Bei Röhren mit großem Durchgriff oder bei sehr hohen Betriebsspannungen, wo die Kennlinie ganz im negativen Gebiet

liegt, ist es möglich, auch für $R_g = \infty$ (Isolationswiderstand) stabile Schwingungen zu erhalten, da dann der Anodenstrom bis zur Sättigung angesteuert wird und die Schwingungen an und für sich schon stabil sind (vgl. Kap. 7). Der Vorgang hierbei ist folgender: beim Einsetzen der Schwingungen lädt sich der Gitterkondensator auf ein hohes negatives Potential E_g auf. Dementsprechend rückt, da die Entladung minimal ist, der Nullpunkt der Gitterwechselspannung V_g so weit ins negative Gebiet, daß der Scheitelwert gerade die Spannung Null erreicht.

Kapitel 5.

Wir haben in unseren bisherigen Betrachtungen immer gesehen, daß die Amplitude mit wachsendem Widerstand abnimmt; ferner haben wir den Gitterkondensator C_g stets als konstant angenommen, ohne zu fragen, wie die Amplitude von der Größe des Gitterkondensators abhängt. Das erste zu erklären und das zweite zu untersuchen, soll die Aufgabe des folgenden sein.

Man muß sich zu diesem Zwecke etwas genauer mit dem Vorgang der Ladung und Entladung des Gitterkondensators während einer Periode befassen, wie es Heegner*) schon andeutet. Ein Gitterstrom fließt, wenn man von der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen absieht, bekanntlich nur bei positiven Gitterspannungen, der Kondensator kann daher nur während der Zeit, wo die Gitterwechselspannung ins positive Gebiet hineinreicht, aufgeladen werden. Im Gitterkreis liegen parallel die Kapazität und der Ohmsche Röhrenwiderstand Gitter-Kathode und in Serie dazu die Abriegelungskapazität C_k .

Es wird nun angenommen, daß der Widerstand der Kapazität C_k klein sei gegen den Widerstand Gitter-Kathode, und daß daher die Wechselspannung an der Rückkopplungsspule und am Gitter identisch sei. Nimmt man ferner an, daß die Anodenrestspannung groß genug ist, was bei den zu betrachtenden stabilisierten Zuständen stets der Fall ist, und daß infolgedessen der Gitterstrom im wesentlichen eine Funktion der Gitterspannung ist, so besteht die Möglichkeit das Diagramm der Fig. 11 zu zeichnen.

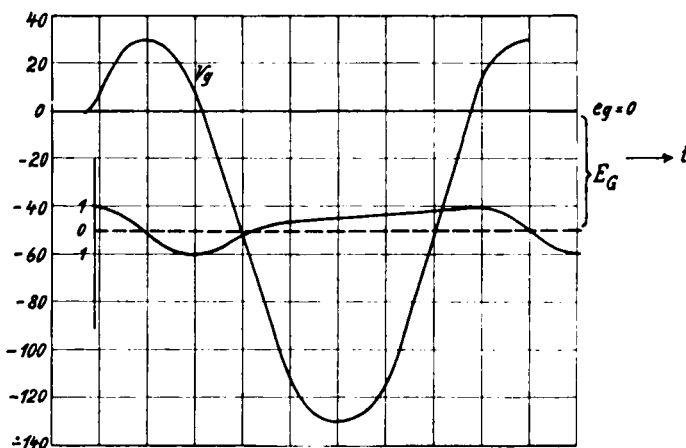


Fig. 11.

Nachdem man die Gitterwechselspannung V_g über E_g als Null-Linie aufgetragen hat, kann man auch die Ladespannung des Kondensators konstruieren. Diese ist e_g gleich q/C_g , wobei die Aufladung q wiederum gegeben ist durch das Integral $\int_0^T i_g \cdot dt$. Dieser Aufladung durch den Röhren-

*) Zeitschrift für Physik, 13, 392, 1923.

strom überlagert sich die Entladung über R_g , die bei kleinem R_g nicht zu vernachlässigen ist. Nimmt man nun an, daß der Gitterstrom i_g proportional der über die Null-Linie hinausreichenden Gitterspannung sei, so erhält man durch Integration für den gezeichneten Fall ($C_g = 1000$ cm, $R_g = 67000$ Ohm, $V_{g \max} = 80$ Volt, $E_g = 50$ Volt) eine Abweichung von der mittleren Ladespannung nach oben und unten um etwa 1 Volt (der Deutlichkeit halber in der Figur verzehnfacht). Wie man aus der Figur sieht, fällt unter den oben gemachten Annahmen der Scheitelwert von V_g mit dem Mittelwert von e_g (also E_g) zusammen. Geht nun die Gitterwechselspannung unter die Null-Linie herunter, so hört auch der Gitterstrom auf zu fließen; der Kondensator ist sich selbst überlassen und entlädt sich über den Ableitwiderstand R_g . Ein stationärer Zustand besteht dann, wenn während einer Periode die zugeflossene Ladung gleich der abgeflossenen ist.

Wird jetzt der Ableitwiderstand R_g verkleinert, so wird die Entladezeit des Kondensators kürzer; infolgedessen entlädt sich der Kondensator weiter als vorher und die Amplitude steigt an, bis durch die erhöhte Gitterstromzufuhr die Ladespannung um den gleichen Betrag vom Mittelwert abweicht, wie die Entladespannung. Für eine Vergrößerung der Ladespannung sorgt hierbei nicht nur die Erhöhung der Amplitude des Gitterstromes, sondern auch zum Teil dessen zeitlich längere Einwirkung.

Wird andererseits der Widerstand R_g vergrößert, so steigt die Entladezeit des Kondensators; infolgedessen kann er sich während einer Periode nicht so weit entladen und die Amplitude fällt, bis die Aufladung der geringeren Entladung entspricht. Die Schwankungen der Ladungsspannung um den Mittelwert E_g werden also um so größer, je kleiner R_g ist. Welcher Mittelwert E_g sich dabei einstellt, ist im vorigen Kapitel besprochen worden.

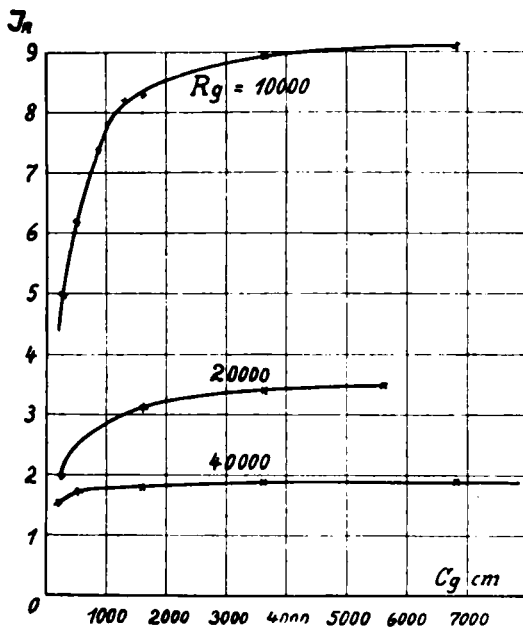


Fig. 12.

Bei der Konstruktion des Diagrammes in Fig. 11 waren wir davon ausgegangen, daß der Wechselstromwiderstand des Gitterkondensators sehr klein ist. Wird $\frac{1}{\omega C_g}$ größer, d. h. wird C_g kleiner, so wird die Spannung am Gitter um den Spannungsabfall an C_g kleiner. Die Amplitude wird also um so kleiner, je kleiner der Gitterkondensator ist. Da der

kapazitive Widerstand Gitter—Kathode für 50 cm Kapazität etwa 7000 Ω beträgt und der Ohmsche Widerstand Gitter—Kathode bei großer Wechselfspannung und kleiner Gleichspannung nach der Charakteristik bis auf 2000 Ω heruntergehen kann, so wird bei großen Amplituden (R_g klein) die Beeinflussung der Schwingungen durch Verkleinerung von C_g eher eintreten als bei kleinen Amplituden (R_g groß). Die experimentelle Bestätigung dafür sehen wir in Fig. 12, wo $J_A = f(C_g)$ für verschiedene Ableitwiderstände aufgetragen ist. Hiernach fallen die Kurven bei kleinen Gitterwiderständen steiler ab als bei großen.

Kapitel 6.

Nachdem in den vorhergehenden Kapiteln stets nur die stationären Zustände untersucht wurden, sollen unsere Betrachtungen jetzt auch auf die nichtstationären Erscheinungen ausgedehnt werden. Diese treten bei einem Röhrensender mit abgeriegeltem Gitter in Gestalt einer periodischen Amplitudenänderung — Pendeln genannt — auf. Ein Fall, bei dem man das Pendeln erhält, wurde schon im Kapitel 5 festgestellt, nämlich bei sehr hohen Ableitwiderständen. Der zweite Fall, bei dem sich diese Erscheinung zeigt, ist ein zu großer Gitterkondensator.

Vergleicht man die $J_A - E_g$ -Kurven, die Rukop in den „Reißdiagrammen“ veröffentlicht hat ($E_{Ruk} = E_g$), so sieht man, daß dort Kurven von verhältnismäßig loser Rückkopplung schon durch solche „Pendelgebiete“ hindurchgehen, im Gegensatz zu den Kurven der Fig. 6, wo selbst bei der festesten in dieser Versuchsanordnung möglichen Rückkopplung kein Pendeln zu bemerken war. Dabei ist diese Rückkopplung etwa 5mal so fest wie die normale und günstigste. Man kann eben nicht ganz allgemein von einem großen und einem kleinen Gitterkondensator sprechen und danach die

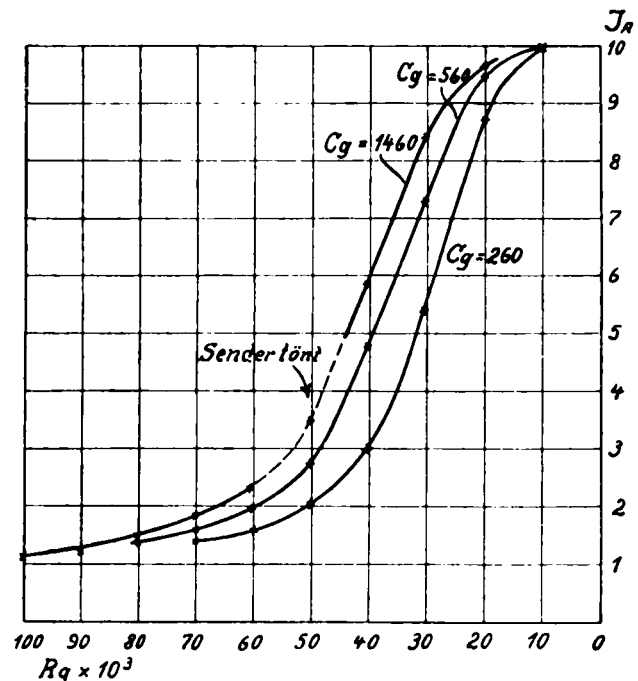


Fig. 13.

Diagramme einteilen; denn die obere Grenze der „kleinen“ Kapazität, bei der sämtliche Punkte einer Kurve stabil sind, hängt ganz und gar von der Festigkeit der Rückkopplung ab. Bei sehr festen Rückkopplungen kann z. B. die Kurve für eine Gitterkapazität $C_g = 550$ cm noch stabil sein, während sie für $C_g = 570$ cm schon labil ist. Andererseits konnte bei losen Rückkopplungen die Kapazität auf 6000 cm vergrößert

werden, bevor Pendeln eintrat. In den im Kapitel 3 beschriebenen Versuchen war die Gitterkapazität C_g durchgängig auf einen so kleinen konstanten Wert gehalten worden, daß auch bei den hier möglichen festesten Rückkopplungen ($G = 1$) kein Pendeln auftrat. Es gibt allerdings für die Verkleinerung des Kondensators eine Grenze insofern, als bei zu kleinem C_g die Schwingungen ganz abreißen. Um diese Grenze möglichst weit herunterzudrücken, muß der kapazitive und Ohmsche Widerstand Gitter—Kathode möglichst groß sein.

In Fig. 13 und 14 ist ein Beispiel herausgegriffen, wo bei einer Rückkopplung $G = 6$ und bei einem Gitterkondensator $C_g = 1500$ cm der Sender im gestrichelten Teil der Kurve tönt, dagegen bei $C_g = 260$ und 560 cm vollkommen stabil ist. Um die Bedingungen kennen zu lernen, unter denen das Pendeln sich zeigt, muß man wieder auf den Ladevorgang des Gitterkondensators während einer Periode zurückkommen. Es war im Kapitel 6 festgestellt worden, daß bei Vergrößerung des Ableitwiderstandes die Amplitude der Schwingungen abnimmt, weil die Entladung des Gitterkondensators langsamer vor sich geht und daher die Amplitude so weit fallen muß, bis die Ladungsschwankungen zu beiden Seiten des Mittelwertes gleich geworden sind. Ist der dieser Bedingung entsprechende Schwingungszustand nicht stationär, so wird die Amplitude, da sie infolge der stabilisierenden Wirkung der $R_k C_g$ Kombination nicht abreißen kann, „pendeln“, wobei im Empfänger ein Ton von konstanter Höhe zu hören ist.

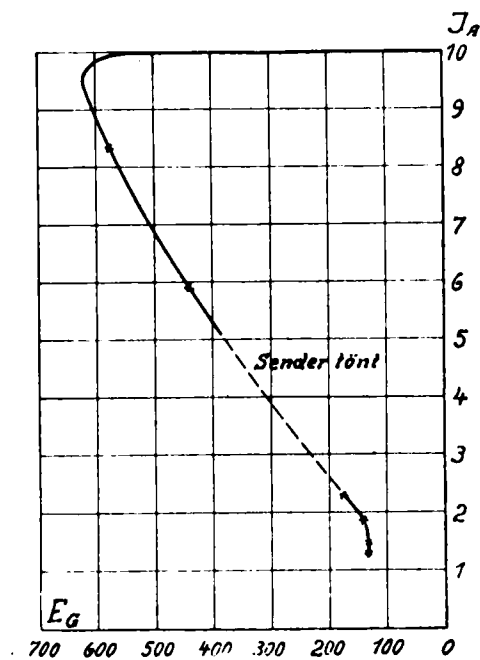


Fig. 14.

Man kann also ganz allgemein das Pendeln definieren als eine periodische Amplitudenschwankung, hervorgerufen durch die Schwankungen der Gittergleichspannung, die stets dann eintritt, wenn die Aufladung des Gitterkondensators (C_g größer ist als die Entladung während einer Hochfrequenzperiode und bei keinem stationären Amplitudenwert eine Gleichheit von Aufladung und Entladung zustande kommt.

Daraus erklärt sich auch die wieder eintretende Stabilisierung bei großen Widerständen und kleinen Amplituden. In diesem Falle ragt nämlich die Gitterwechselspannung nur noch sehr wenig ins positive Gitterspannungsgebiet hinein; hierdurch wird die Zeit für die Aufladung gegenüber der Zeit

für die Entladung soweit verkürzt (Fig. 15), daß infolge der langen Entladungsdauer des Kondensators sich ein stationärer Zustand wieder einstellen kann.

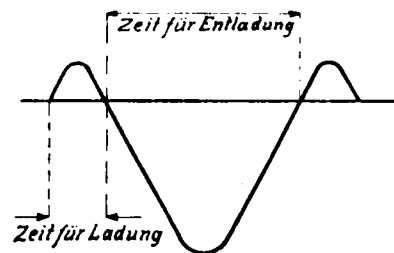


Fig. 15.

Inwiefern die Größe des Abriegelungskondensators für das Entstehen des Pendelns von Bedeutung ist, läßt sich durch folgende Überlegung klar machen. Wenn für eine bestimmte Rückkopplung der Ableitwiderstand R_k gerade noch ausreicht, um während einer Periode die aufgebrachte Ladung wieder abfließen zu lassen, so kann bei relativ kleinen Kapazitäten eine geringere Vergrößerung von C_g bewirken, daß infolge des Anwachsens der Amplitude die zufließende Ladung größer wird als die abfließende und die Schwingungen dadurch nicht mehr stabil bleiben. Die Empfindlichkeit gegen eine solche Erhöhung der Abriegelungskapazität wird um so größer, je größer der Ableitwiderstand für ein und dieselbe Amplitude, d. h. je fester die Rückkopplung ist. Für große Gitterkapazitäten tritt auch bei losen Rückkopplungen Pendeln ein. Ein zweiter Grund für das Auftreten des Pendelns bei Vergrößerung von C_g liegt in der Erhöhung der Zeitkonstante $C_g \cdot R_k$ und der damit verbundenen langsameren Entladung, so daß schließlich bei sehr großen Kapazitäten die Spannung des Kondensators C_g ähnlich einer Batteriespannung wirkt (vgl. R u k o p, Reißdiagr. von Senderöhren Kap. III D 2), wobei auch bei verhältnismäßig losen Rückkopplungen Pendeln eintritt.

Eine Vergrößerung von C_g hat also zwei verschiedene Wirkungen zur Folge, die beide das Auftreten des Pendelvorganges begünstigen: erstens wird hierdurch bei kleinen Kapazitäten die Amplitude und damit die Aufladung vergrößert, zweitens wird bei größeren Kapazitäten die Entladung verzögert.

Der Ton, der beim Pendeln der Amplitude entsteht, ist um so höher, je kleiner R_k und C_g .

Wie weit die Schwingungen des Senders durch das Pendeln „moduliert“ werden, d. h. wie weit der Sender angesteuert wird, wird von R_k und der Dämpfung des Schwingungskreises abhängen. Ist der Ableitwiderstand groß, so wird die Entladung des Gitterkondensators langsamer vor sich gehen als bei kleinerem Widerstand; infolgedessen hat der Strom im Schwingungskreise Zeit, auf einen kleinen Wert abzuklingen. Dieser Abklingvorgang wird schnell vor sich gehen, wenn die Dämpfung groß ist. Unter diesen Umständen werden auch die Schwingungen des Kreises der Kondensatoraufladung wieder folgen.

Für die Praxis sei noch bemerkt: sind die Rückkopplungen oder die Gitterkapazitäten so groß, daß der Sender kurz vor dem Einsetzen des Pendelns steht, dann spielen Änderungen der Betriebsbedingungen (Heizung, Anodenspannung, Dämpfung), sofern sie die Amplitude beeinflussen, eine wesentliche Rolle für das Auftreten von Pendelungen.

Kapitel 7.

Die Bedingung für einen stationären Schwingungszustand lautet bekanntlich: die zugeführte Energie ist gleich der verbrauchten Energie. Die Bedingung für einen

stationären und stabilen Schwingungszustand lautet außerdem noch: will die Amplitude der Schwingung wachsen, so muß die Zunahme der zugeführten Energie kleiner sein als die der verbrauchten Energie; will die Amplitude fallen, so muß die Abnahme der zugeführten Energie kleiner sein als die der verbrauchten Energie. Im stabilen Teil der $J_A - E_G$ -Kurve ist die Stabilität schon durch die Form des Anodenstromes gegeben, während im „stabilisierten“ Zweig die Stabilität erst durch die Wirkung des Widerstandes R_g erreicht wird.

Würde man die gleiche Kurve mit Batteriespannung aufnehmen (vgl. die nachfolgenden Ausführungen), so bekäme man für ein und dieselbe Spannung zwar zwei stationäre Werte von J_A , von denen aber der eine stabil und der andere labil ist. Die Stabilisierung der Schwingungen durch den Gitterwiderstand geht so vor sich, daß bei einem Sinken der Amplitude der Gitterstrom und damit die Gittergleichspannung abnimmt, wodurch der Anodenstrom steigt, und daß bei einem Ansteigen der Amplitude die Gittergleichspannung steigt, wodurch der Anodenstrom wieder sinkt.

Um einen Einblick in die Stabilisierung zu erhalten, die durch den Ableitewiderstand hervorgerufen wird, wurde analog den Überlegungen, die Barkhausen⁵⁾ für den Lichtbogen angestellt hat, folgender Versuch gemacht. Es sollte untersucht werden, ob man die an den Enden des Ableitewiderstandes entstehende mittlere Spannung E_G durch eine Batteriespannung ersetzen kann, resp. wie weit man den Widerstand bei gleichbleibender Spannung verkleinern kann, ohne die Stabilisierung der Schwingungen zu gefährden. Zu diesem Zweck wurde parallel zu R_k ein variabler Widerstand W in Reihe mit einer Batterie E_B gelegt. Ein Galvanometer diente dazu, festzustellen, ob die Spannung E_G und die Batteriespannung E_B auch wirklich gleich waren (vgl. Fig. 16), also beim Schließen des Schalters S keinerlei Änderung der Strom- und Spannungsverteilung eintrat. Wir

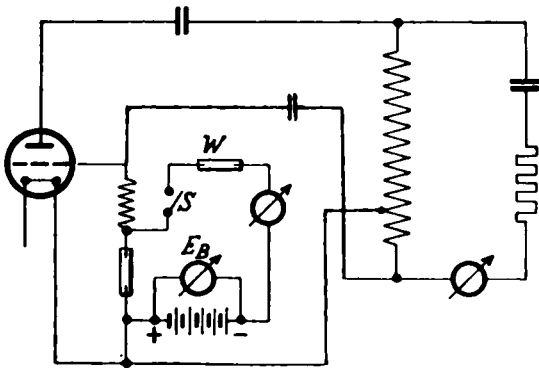


Fig. 16.

greifen zur Verdeutlichung der erhaltenen Resultate die $J_A - E_G$ -Kurve für die Rückkopplung $G = 10$ heraus (Fig. 17). Es wurde nun für jeden Widerstand R_g die Kompensationspannung E_B genau eingestellt und dann der Widerstand W solange verkleinert, bis die Amplitude des Schwingungsstromes ihren Wert änderte, d. h. die ursprüngliche Stabilisierung nicht mehr vorhanden war. Der Kombinationswiderstand aus W und R_g sei mit W_k bezeichnet. Die Größe von W_k gibt uns dann ein Maß für die Größe der Stabilität der Schwingungen in den betreffenden Punkten; oder anders ausgedrückt: der Kombinationswiderstand gibt an, welcher Widerstand bei gegebener Gitterspannung erforderlich ist,

um die Schwingungen gerade noch zu stabilisieren. Je größer der Kombinationswiderstand W_k ist, bei dem die ursprüngliche Stabilität verloren geht, desto kleiner ist die durch den Ableitewiderstand R_g bewirkte Stabilisierung.

Für den oberen stabilen Teil der Kurve ist W_k durchweg gleich Null, d. h. man kann die Spannung E_G an den Klemmen des Gitterwiderstandes ohne weiteres durch eine

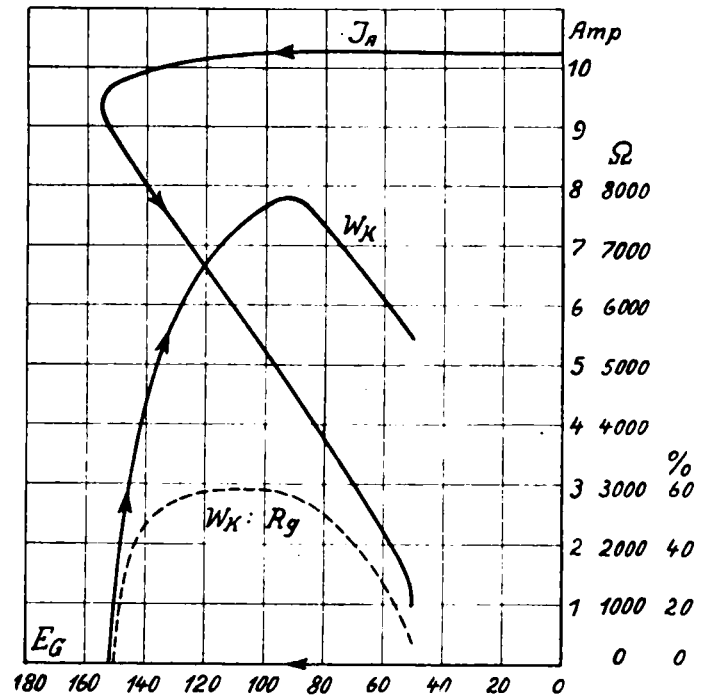


Fig. 17.

Batteriespannung ersetzen. Kommt man aber über den Knick auf dem stabilisierten Ast der J_A -Kurve, so beginnt W_k plötzlich von Null ab sehr steil anzusteigen, erreicht einen Höchstwert und nimmt dann wieder ab (Fig. 17). Die gestrichelte Kurve gibt das Verhältnis $W_k : R_g$ in Prozenten an; der höchste Punkt dieser Kurve fällt mit dem steilsten Teil der J_A -Kurve zusammen.

Man kann zwar den stabilen Zweig der Kurve stets durch eine entsprechende Batteriespannung realisieren, aber nur dann, wenn man kontinuierlich von kleinen Werten der negativen Vorspannung zu größeren übergeht; denn sowie die Vorspannung größer ist als die Verriegelungsspannung, d. h. diejenige Gitterspannung, für die der Anodenstrom angenähert gleich Null wird (in diesem Falle etwa 80 Volt), so schwingt der Sender ohne besonderen Anstoß nicht mehr an, hält dagegen schon vorhandene Schwingungen aufrecht.

Es wurde bisher absichtlich nur ganz allgemein von einer Änderung der ursprünglichen Stabilisierungs-Amplitude bei Unterschreitung des minimalen Kombinationswiderstandes gesprochen. Es gibt nämlich drei Möglichkeiten für diese Änderung der ursprünglichen durch den Ableitewiderstand stabilisierten Amplitude. Diese kann entweder auf den darüber liegenden stabilen Wert ansteigen oder auf Null zurückgehen, oder aber einen dazwischen liegenden oberen oder unteren Wert annehmen. Wir wollen uns zuerst mit den ersten beiden Möglichkeiten befassen, indem wir unter Vorschaltung eines sehr hohen Widerstandes W die Batteriespannung richtig abgleichen und alsdann ohne den Widerstand W die Batterie direkt an die Klemmen des Ableitewiderstandes R_g legen. Hierbei zeigt sich nun folgendes: ist die Batteriespannung E_B etwas größer als die Klemmenspannung E_G des Ableitewiderstandes, so reißen

⁵⁾ Probleme der Schwingungserzeugung, S. 56 und Verh. d. Phys. Ges. 11, 267, 1909.

die Schwingungen bis auf Null ab; sie springen dagegen bis auf den senkrecht darüber liegenden Punkt der $J_A - E_G$ -Kurve an, wenn E_B etwas kleiner ist als E_G .

Diese Erscheinung wird sofort klar, wenn man hierzu die Charakteristik der Röhre betrachtet. Wird bei gleichem V_g die Spannung E_B kleiner als E_G , so steigt der Anodenstrom und gleichzeitig J_A , während umgekehrt der Anodenstrom und damit J_A abnimmt.

Stellt man nun den Versuch an, daß der Parallelwiderstand nicht plötzlich zu Null, sondern kontinuierlich verkleinert wird, dann erhält man die schon oben erwähnte dritte Möglichkeit, die Änderung der Amplitude auf einen Zwischenwert. Dies erklärt sich folgendermaßen: in dem Augenblick, wo infolge der Verkleinerung von W die Schwingungen abreißen, fließt aus der Batterie E_B ein Strom über R_g und W , da dann die beiden Spannungen nicht mehr kompensiert sind. Durch den Spannungsabfall an W liegt also nicht mehr die volle Batteriespannung am Gitter. Befindet man sich nun normalerweise auf dem Gitterpotential A (Fig. 18), so stellt sich durch den geschilderten Vorgang am

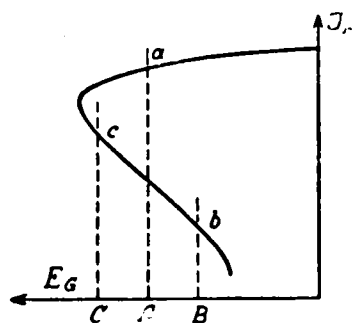


Fig. 18.

Gitter das kleinere negative Potential B ein. Für dieses Potential B kann nun der zur Stabilisierung erforderliche Kombinationswiderstand kleiner sein als für A , weshalb sich die Amplitude auf den B gehörigen Wert b einstellt und erst bei weiterer Verkleinerung von W ganz abreißt. Das gleiche, nur in umgekehrter Richtung, geschieht, wenn die Amplitude (falls E_B etwas kleiner als E_G) in die Höhe geht. Sie geht erst auf den Wert c und springt dann bei weiterer Verkleinerung von W auf den Punkt a .

Es ließe sich nun denken, man könnte einen Punkt des rückläufigen Teiles der Kurve auch durch Batteriespannung ohne Widerstand erhalten, sofern man nur die Spannung genau gleich der Klemmenspannung des zu ersetzenden Widerstandes macht (unter der Annahme, daß bei obigen Versuchen die beiden Spannungen stets um eine Kleinigkeit differiert hätten). Um dies zu entscheiden, wurde die Batterie durch einen sehr großen Kondensator von $2 \mu F$ ersetzt, der sich also genau auf die Spannung E_G aufladen müßte. Wurde nun der Parallelwiderstand W verkleinert, so setzte bei einem bestimmten Wert von W Pendeln der Amplitude ein (etwa 10 Per.), und zwar ist der Kombinationswiderstand W_k bei dem das Pendeln, also die Labilität der Schwingungen auftrat, der gleiche wie bei der Anordnung mit Batterie.

Alle bisher angestellten Untersuchungen und Überlegungen gelten auch für das Schwingaudion, wo die gleichen Erscheinungen auftraten; nur sind dort genaue Messungen erheblich schwerer durchzuführen.

Kapitel 8.

Nimmt man jetzt für die Ableitung des Gitterstromes (Fig. 19) an Stelle des vom durchfließenden Strome unabhängigen Ohmschen Widerstandes eine Röhre als Gitterwiderstand, so kommen zu den anfangs schon aufgestellten

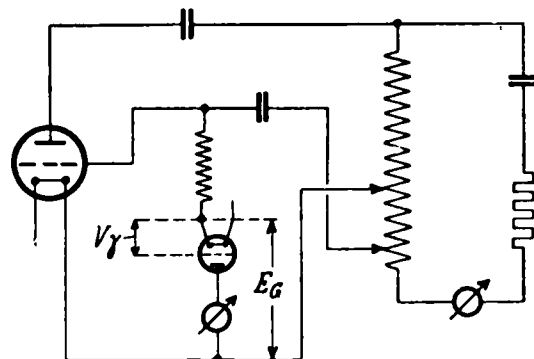


Fig. 19

Funktionen noch zwei neue hinzu:

$R_g = f(V_g)$ und $R_g = f(E_G)$, wobei V_g die Gitterspannung des „Ableiterohres“ bedeutet und der Gleichstromwiderstand R_g (nicht zu verwechseln mit dem inneren Wechselstromwiderstand) durch das Verhältnis $E_G : J_g$ definiert ist; der Gitterstrom J_g des Senderohres ist in diesem Falle identisch mit dem Anodenstrom J_a des Ableiterohres, ebenso entspricht die mittlere Gittergleichspannung E_G des Senderohres der mittleren Anodenspannung des Ableiterohres. Da wir bisher stets von den Widerständen ausgegangen sind, soll dies auch hier fortgeführt

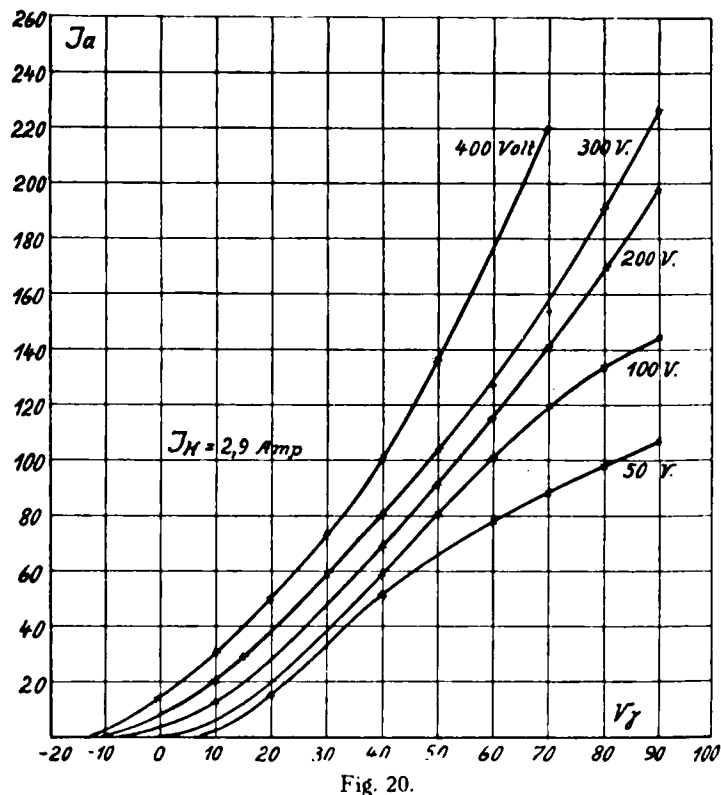


Fig. 20.

werden. Im zweiten Teil des nächsten Kapitels sollen die Betrachtungen auch von der Grundlage des Gitterstromes J_g durchgeführt werden. Die Schaltung zeigt Fig. 19. Als Ableiterohr wurde für die folgenden Versuche eine 5-Watt-Röhre Type R S 59 I Durchgriff 5%, mittlere Steilheit

2 mA/Volt, Heizstrom 2,8 Amp. verwendet. In Fig. 20 sind die Kennlinien dieses Rohres dargestellt.

Was bei Benutzung einer Röhre als Ableitung des Gitterstromes in erster Linie interessiert, ist die Abhängigkeit des Schwingungsstromes J_A von der Gitterspannung V_g des

durchläuft, tritt bei festeren Rückkopplungen eine deutliche Hysterisis zutage, die um so stärker wird, je fester die Rückkopplung ist. In Fig. 22 ist die Kurve für $G = 6$ noch einmal im vergrößerten Maßstabe aufgetragen. Die Pfeile geben die Umlaufsrichtung an.

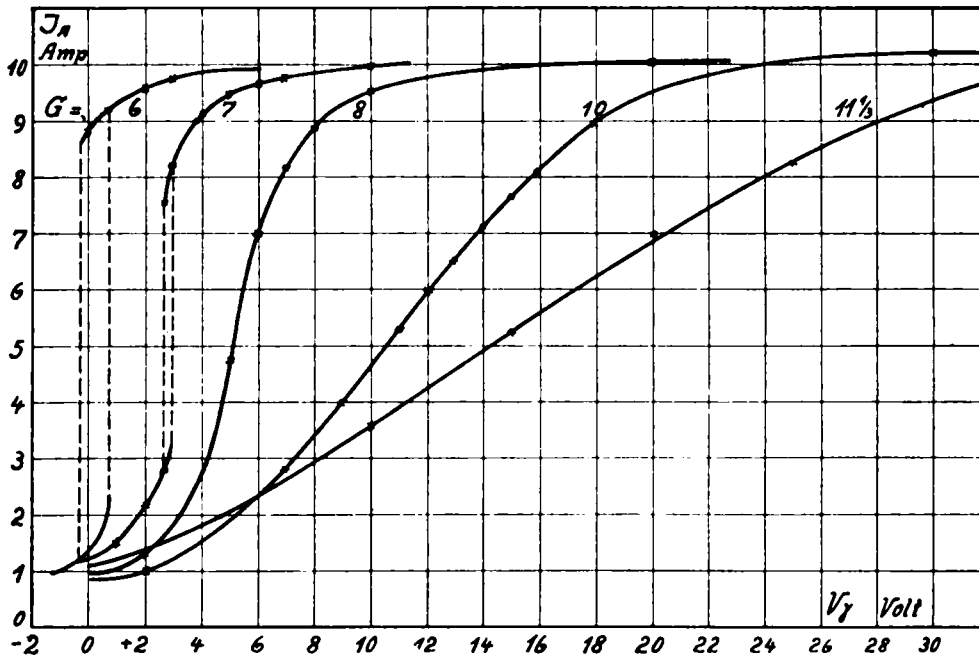


Fig. 21.

Ableiterohres; denn abgesehen davon, daß diese Funktionen die einzige der direkten Messung zugängliche ist, hat sie auch für die Praxis die größte Bedeutung, da man aus ihr schließen kann, wie sich der Sender bei Modulation durch Wechsel-

Kapitel 9.

Zur Ausdeutung dieser Kurven greifen wir auf die Überlegungen des vorhergehenden Abschnittes, in welchem als Ableitung stromunabhängige Widerstände verwendet wurden,

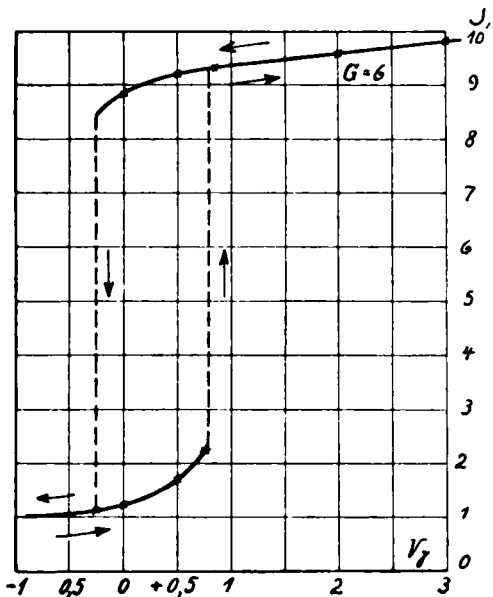


Fig. 22.

spannungen verhalten wird. Fig. 21 zeigt eine Reihe solcher J_A V_g -Kurven. Parameter ist wie in den R_g -Diagrammen die Rückkopplung. Mit wachsender Rückkopplung werden, wie man erkennt, die einzelnen Kurven immer steiler, bis sie bei $G = 7$ Reiß- und Springstellen aufzuweisen beginnen. Während bei losen und mittleren Rückkopplungen die Kurven keinerlei Hysterisis zeigen, d. h. die gleichen Werte sich einstellen, gleichgültig in welcher Richtung man die Kurven

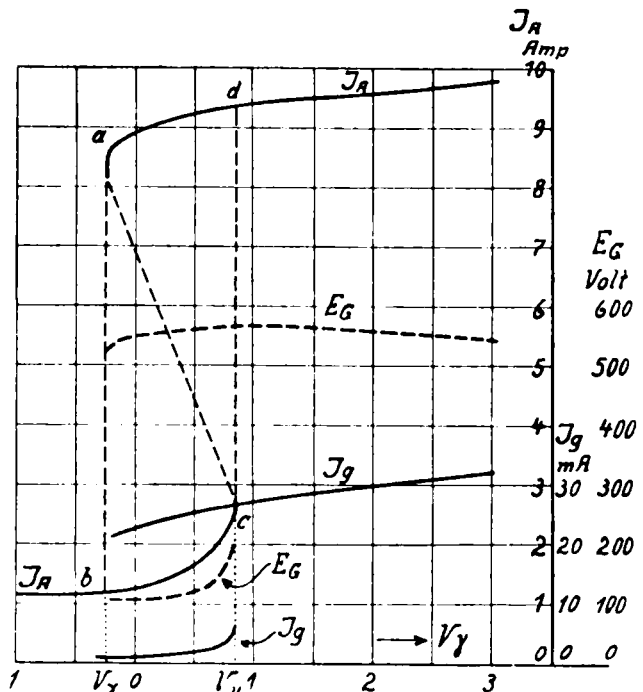


Fig. 23.

zurück. Jetzt erkennt man erst den Wert der vorangegangenen Untersuchungen, die direkt ja keine Bedeutung für die praktisch angewandte Methode der Gittergleichstrommodulation hatten. Der Widerstand R_k , der durch die

Steuerröhre gebildet wird, ist, wie schon erwähnt, durch die Spannungen V_y und E_G gegeben. V_y die unabhängig veränderliche Größe, hat man in der Hand, während die Anodenspannung E_G des Rohres nach Kapitel 3 eine feste Funktion der Amplitude ist. Man kann also den Wider-

Sinken der Anodenspannung noch unterstützt. J_A wird daher um so schneller absinken. In dem Falle der losen Rückkopplung, wo auch im J_A - E_G -Diagramm (vgl. Fig. 7) sich von $R_g = 1000$ Ohm ab die Spannung E_G nur noch wenig ändert, geht das Absinken von J_A ganz allmählich vor sich.

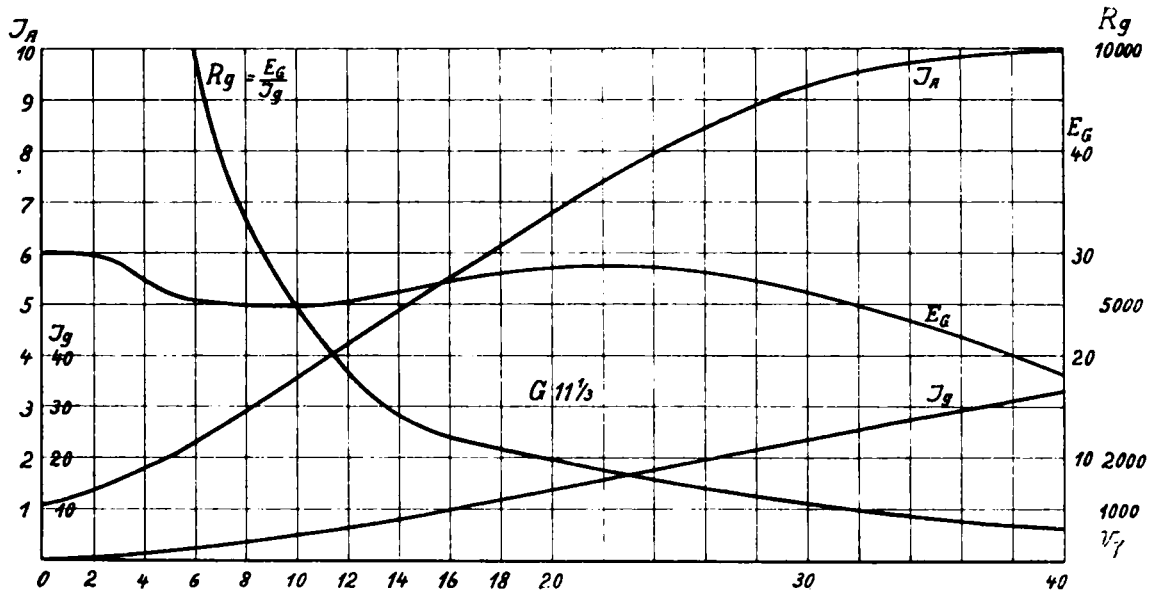


Fig. 24.

stand des Ableiterohres nicht beliebig verändern. Man muß nun für die folgenden Betrachtungen die J_A/E_G und die E_G/R_g -Kurven (Fig. 5 und 6) wieder heranziehen. Mit wachsendem Ableitewiderstand R_g stieg dort anfangs die Gittergleichspannung E_G an, um nachher wieder abzufallen.

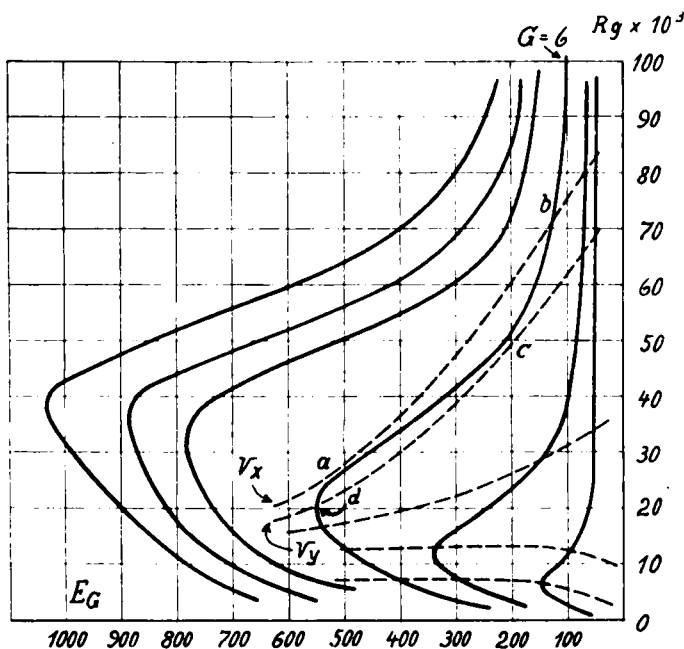


Fig. 25.

Wenn man also den Widerstand der Röhre dadurch vergrößert, daß man V_y kleiner macht, so wächst gleichzeitig die Anodenspannung des Rohres, wirkt also der beabsichtigten Widerstandsvergrößerung entgegen. Der Schwingungsstrom wird sich daher anfangs nur wenig ändern. Dagegen wird von dem Punkt an, wo E_G mit einem sinkenden J_A oder wachsenden R_g fällt, die durch die Verkleinerung von V_y bewirkte Widerstandserhöhung der Röhre durch das

Man kommt mit dem verwendeten Rohr überhaupt nur wenig in den oberen stabilen Teil der J_A - E_G -Kurve ($G = 11 1/3$) hinein; Fig. 24 zeigt die zu dieser Rückkopplung gehörigen Werte von J_A , J_g , E_G und R_g in Abhängigkeit von V_y . Ganz allgemein läßt sich sagen, man kann einen Sender mit Ableiterohr nie ganz bis zum Maximalstrom aussteuern, da der Widerstand des Rohres niemals Null werden kann.

Auch die verschiedene Steilheit der J_A - V_y -Kurven läßt sich aus dem J_A - E_G -Diagramm ableiten. Je fester hier die Rückkopplung ist, um so schneller nimmt die Gittergleichspannung E_G mit sinkendem Schwingungsstrom ab, um so stärker wird dann auch bei Verwendung eines Ableiterohres die Zunahme des Röhrenwiderstandes, und um so schneller nimmt der Schwingungsstrom ab. Durch konsequente Verfolgung dieser Erkenntnis lassen sich jetzt auch die Reiß- und Springstellen erklären, die auf den ersten Blick völlig unverständlich erscheinen, da die J_A - E_G -Kurven für die betreffenden Rückkopplungen vollkommen stabil sind. Es muß also demgemäß eine Eigentümlichkeit des Ableiterohres sein. Als Beispiel für die folgenden Überlegungen soll die J_A - V_y -Kurve Fig. 23 ($G = 6$) dienen. Außer der J_A -Linie sind hier noch die gemessenen Werte von J_g und die der J_A - E_G -Kurve entnommenen Werte von E_G eingetragen.

Wenn im Punkt a die Schwingungen auf den Wert b abreißen, so bedeutet das nichts anderes, als daß bei dieser Steuerröhre infolge der zu schnellen Abnahme der Anodenspannung Zwischenwerte des Ableitewiderstandes durch Verkleinerung der Gitterspannung V_y nicht herstellbar sind. Man müßte daher, um zu stationären Zwischenwerten zu gelangen, V_y vergrößern anstatt zu verkleinern, d. h. die J_A - V_y -Kurve würde rückläufig werden. Man käme dann vom Punkt a nicht zu Punkt b , sondern nach c .

Allgemein kann man sagen: Wir haben hier zwei Scharen von Kurven (Fig. 25), die voneinander vollkommen unabhängig sind; erstens die Kurve des Senderrohres $R_g = f(E_G)$ für $K = \text{konstans}$, die durch die Linie von

Fig. 5 fest gegeben sind, und zweitens die Kurven des Steuerrohres $R_g = q(E_G)$ für $V_y = \text{konstans}$, die durch die Kennlinie der Steuerröhre bestimmt sind. Wir wollen diese Kurven kurz K -Linien und V_y -Linien nennen. Die Schnittpunkte beider Linien geben die möglichen stationären Schwingungszustände. Besitzt eine V_y -Linie (in Fig. 25 gestrichelt) zwei oder drei gemeinsame Punkte mit einer K -Linie, so gibt es eben zwei oder drei verschiedene Werte von R_g für ein und dasselbe V_y .

Die Vorgänge werden noch klarer, wenn man anstatt von den Widerständen, von den Strömen ausgeht. Man hat hier wiederum die beiden Funktionen $J_g = f(E_G)$ für K - konstans und $J_a = q(E_G)$ für V_y - konstans (Fig. 26). Die erste entnimmt man der Fig. 5, indem man E_G durch R_g dividiert, während die zweite durch die Kennlinienschar der Steuerröhre gegeben ist. Stationäre Zustände erhält man auch hier nur für $J_K = J_A$, das heißt in den Schnittpunkten der beiden Kurven. Wie vorher werden die Beziehungen dann eindeutig sein, wenn die V_y - und K -Linie nur einen gemeinsamen Punkt haben. In dieser Darstellungsweise wären für einen eindeutigen Verlauf möglichst wagerechte V_y -Linien ideal, d. h. eine Steuerröhre, deren Anodenstrom nur wenig abhängig von der Anodenspannung ist; wie das Rukop (Reißdiagramme von Senderöhren) schon in anderer Form angegeben hat. Anders ausgedrückt: der Durchgriff der Steuerröhre müßte sehr klein sein.

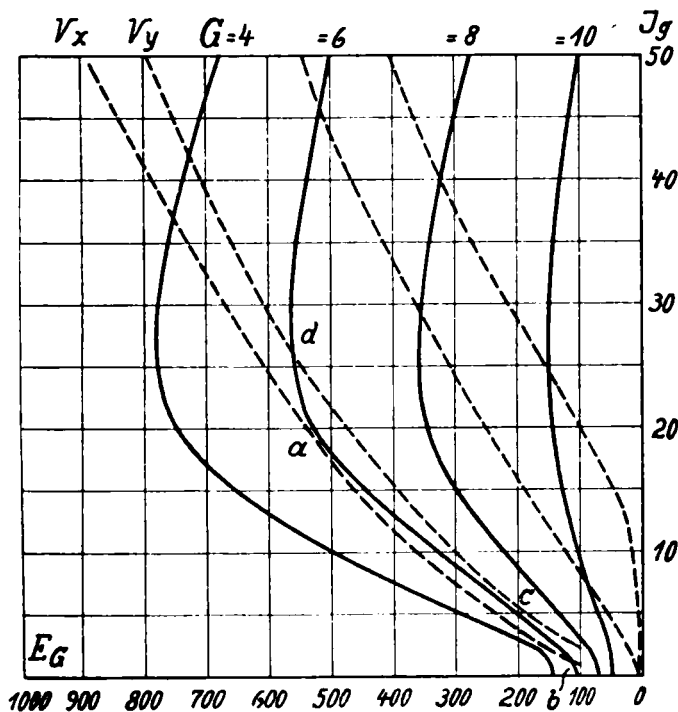


Fig. 26.

Die V_y -Linien der Fig. 25 und 26 sind in J_A - V_g -Diagramm gerade Linien parallel zur Ordinate (Fig. 23). Dort sowohl wie hier wird z. B. der Reiß- und Springbereich für $G = 6$ durch die beiden V_y -Linien V_x und V_y mit je einem Schnittpunkt und einem Berührungspunkte begrenzt, während die dazwischenliegenden V_y -Linien je drei Schnittpunkte besitzen, von denen jeweils der mittlere labil ist. Ebenso entsprechen die Punkte a, b, c, d der Fig. 23 den gleichen Punkten der Fig. 25 und 26. Durchläuft man zum Beispiel die Kurve $G = 6$ von d nach a , so ist man in a an einem Punkt angelangt, wo die V_y -Linie V_x die K -Linie gerade noch berührt. Dieser Punkt der V_y -Linie ist also labil, d. h. die Amplitude der Schwingung reißt

so weit ab, bis die betreffende V_y -Linie die K -Linie wieder schneidet. In unserem Beispiel geschieht diese Stabilisierung im Schnittpunkt b . Durchläuft man jetzt die Kurve rückwärts von kleinen zu großen Amplituden, d. h. vom kleinen zum großen V_y , so kommt man wieder an einen labilen Punkt c , wo die Linie V_y die K -Linie gerade berührt. Die Amplitude springt daher bis zum Schnittpunkt d .

Man kann diesen Vorgang auch quantitativ auswerten, indem man aus Fig. 8 den zu irgendeinem Zwischenwert des Schwingungsstromes J_A zugehörigen Gitterstrom J_G und aus Fig. 6 die zugehörige Gittergleichspannung E_G aufsucht. Mit diesen Werten läßt sich dann aus der Kennlinienschar des Steuerrohres die entsprechende Gitterspannung V_y entnehmen, und man erhält dann den rückläufigen Teil $a-c$ der J_A - V_y -Kurve.

Je größer also der Durchgriff des Ableiterohres unter sonst gleichen Bedingungen ist, um so loser muß die Rückkopplung sein, damit kein Reißen eintritt.

Es soll hier noch einmal wiederholt werden: Die eben besprochenen Fehlstellen haben mit den Pendelgebieten, die sich bei zu großen Gitterkondensatoren oder zu großen Ableitewiderständen in den Widerstandsdiagrammen zeigen, nichts zu tun. Es kommen eben bei den Röhrendiagrammen zu den Pendelgebieten noch die durch das Ableiterohr bedingten Reiß- und Springstellen hinzu, so daß im allgemeinen die Röhrendiagramme bezüglich der Fehlerfreiheit schlechter gestellt sein werden, als die Widerstandsdiagramme, immer vorausgesetzt, man kann die Gitterkapazität klein genug machen.

Für die Praxis kann man also nach dem vorher gesagten sehr leicht im voraus feststellen, welches Modulationsrohr sich für ein bestimmtes Senderohr am besten eignet. Man nimmt einfach am Senderohr die Funktion Gitterstrom-Gittergleichspannung für die in Frage kommenden Rückkopplungswerte und am Modulationsrohr die Funktion Anodenstrom-Anodenspannung auf, und sieht dann sofort aus deren Verlauf, ob Reiß- und Springstellen auftreten können.

Kapitel 10.

Um für Telephoniezwecke die Steuerleistung möglichst klein zu halten, ist es erforderlich, daß erstens die J_A - V_y -Kurve möglichst steil verläuft, d. h. nur ein kleiner Gitterspannungsbereich erforderlich ist, um den Sender auszusteuern, und daß zweitens dieser Aussteuerungsbereich bei möglichst kleinen Gitterspannungen V_y liegt; denn je größer V_y ist, desto größer ist auch der Gitterstrom der Steuerröhre und damit die aufzuwendende Steuerleistung.

Die erste Bedingung wird durch große Steilheit und großen Durchgriff des Steuerrohres erfüllt, da bei großer Steilheit auch die Abhängigkeit des Röhrenwiderstandes von der Gitterspannung V_y groß ist und da bei großem Durchgriff die Abhängigkeit des Röhrenwiderstandes von der Anodenspannung E_G ebenfalls groß wird. Auch zur Erfüllung der zweiten Bedingung ist ein großer Durchgriff erforderlich. Dem gegenüber steht die Forderung, daß der Durchgriff auch nicht zu groß wird, damit die Kurven nicht rückläufig werden. Man muß also bezüglich des Durchgriffs ein Kompromiß schließen.

Noch eine dritte Forderung ist an das Steuerrohr zu stellen: der Anodenstrom und damit die Emission muß groß genug sein, damit der zur Aussteuerung des Senders erforderliche Minimalwiderstand klein genug wird. Denn da die Anodenspannung E_G durch die J_A - E_G -Kurven fest gegeben ist, der Durchgriff und die Gitterspannung V_y aber nicht beliebig groß gemacht werden kann, so muß eben

eine Röhre mit größerer Emission oder mehrere parallel geschaltete Röhren verwendet werden.

Wieviel günstiger im übrigen ein Rohr mit größerem Durchgriff gegenüber einem mit kleinem Durchgriff ist, beweist Fig. 27 und Fig. 28. Die hier gezeichneten Kurven sind allerdings an einem 2 KW-Zwischenkreis-Sender aufgenommen, doch ändert das im Prinzip nichts wesentliches. Es wurde als Steuerröhre einmal ein 75-Watt-Senderrohr

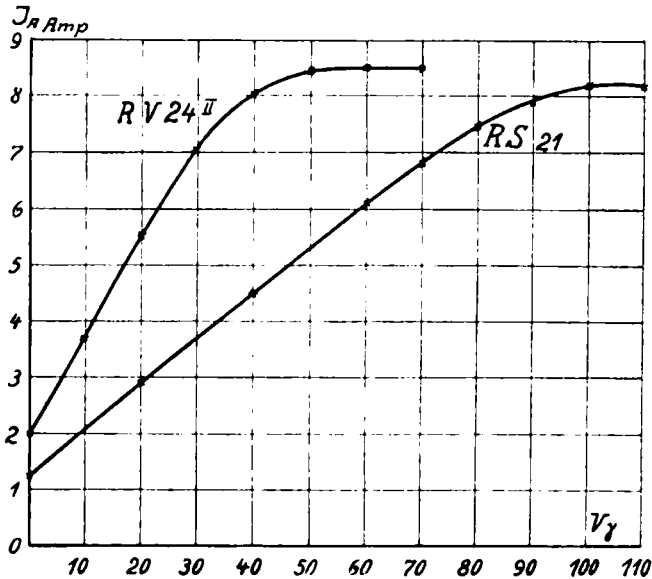


Fig. 27.

Type R S 21 mit einer Emission von 200 m Amp., einem Durchgriff von etwa 2% benutzt, das andere Mal ein Endverstärkerrohr Type R V 24 mit einer Emission von 150 m Amp. und einem Durchgriff von etwa 15%. Betrachtet man Fig. 27, wo J_A den Antennenstrom bedeutet, so erkennt man, daß die Steilheit der J_A - V_G -Kurve bei Verwendung des RV 24-Rohres erheblich größer ist als beim RS 21 und die ganze Kurve überhaupt mehr ins negative V_G -Gebiet rückt. Dem entsprechen auch die aufs Gitter des Steuerrohres aufzubringenden Steuerleistungen N_g , die in Fig. 28 aufgetragen sind. Während beim RS 21-Rohr zur Erreichung des maximalen Antennenstromes eine maximale Steuerleistung von etwa 5 Watt erforderlich ist, genügt beim RV 24 zu dem gleichen Zweck nur 0.25 Watt.

Bisher wurde angenommen, V_G sei eine Gleichspannung. Wie verhält sich nun der Sender, wenn V_G eine Wechselspannung von Tonfrequenz ist? Gibt man eine solche Spannung auf das Gitter der Steuerröhren, so kann man den Nullpunkt oder Arbeitspunkt der Wechselspannung auf der J_A - V_G -Kurve beliebig wählen, je nachdem welche konstante Vorspannung man dem Gitter gibt. Man sollte nun annehmen, daß eine annähernd verzerrungsfreie Modulation der Hochfrequenz nur möglich ist, falls man den Arbeitspunkt in die Mitte der J_A - V_G -Kurve verlegt. Demgegenüber hat aber Schaffner^{*)} durch gleichzeitige oszillo-

graphische Aufnahmen der aufgetragten Niederfrequenz und der gleichgerichteten Hochfrequenz nachgewiesen, daß man ebenso gut den Arbeitspunkt ganz an den Anfang der Kurve legen kann, ohne sichtbare Verzerrungen zu erhalten. Arbeitet man dagegen vom oberen Teil der Kurve aus, d. h. bei hohen positiven Vorspannungen, so ist die Übertragung nicht mehr so gut, da in diesem Falle der verhältnismäßig hohe Gitterstrom des Steuerrohres schon einen wesentlichen Einfluß auf die Kurvenform der aufgetragten Wechselspannung ausübt.

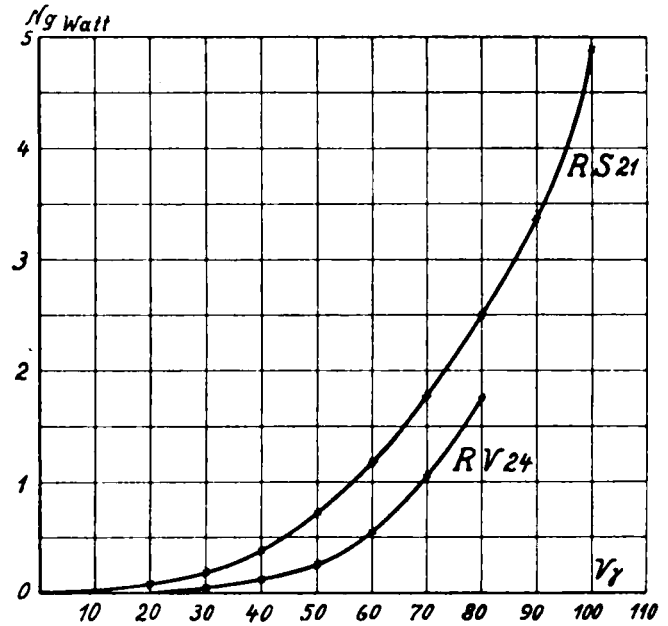


Fig. 28.

Von zwei Senderröhren gleicher Leistung wird diejenige die geringste Steuerleistung gebrauchen, deren Gitterstrom am kleinsten ist. Dies kann man durch kleinen Anodenstrom bei entsprechend großer Anodenspannung erreichen. So war es z. B. möglich, ein 1-KW-Rohr mit 10 000 Volt Betriebsspannung mittels zweier parallel geschalteter S- & H-Doppelgitterröhren, deren Kennlinie bei 90 Volt Anodenspannung schon ganz im negativen Gebiet liegt, so zu beeinflussen, daß man theoretisch mit der Steuerleistung Null die 1-KW-Hochfrequenzleistung aussteuern konnte. Praktisch liegen natürlich die Hauptverluste in dem Übertrager, der die Wechselstromquelle (Mikrophon usw.) an das Gitter der Senderöhre anpassen muß.

Wichtig ist noch, daß man, um eine Benachteiligung der hohen Tonfrequenzen zu vermeiden, den Gitterkondensator und damit die Zeitkonstante des aus C_g und R_g gebildeten Kondensatorkreises möglichst klein macht.

Zum Schluß möchte ich nicht versäumen, Herrn Professor Dr. Barkhausen und Herrn Dr. Heegner für wertvolle Anregungen sowie Herrn Dr. Meißner (Telefunken) für die freundliche Überlassung der Laboratoriumseinrichtungen meinen Dank auszusprechen.

(Eingegangen am 8. 12. 1925.)

^{*)} Telefunken-Zeitung 1924, Heft 37, S. 23.