

# ELEKTRISCHE NACHRICHTEN TECHNIK

BEGRÜNDET VON K. W. WAGNER

HERAUSGEGEBEN UNTER MITWIRKUNG VON

H. BARKHAUSEN · H. BUSCH · K. DOHMEN · A. ESAU · A. FRANKE  
W. HAHNEMANN · J. HARBICH · R. HARTZ · H. HECHT · K. HUBMANN  
H. JORDAN · F. LÜSCHEN · ERWIN MEYER · W. OHNESORGE  
C. RAMSAUER · M. REICH · H. RUKOP · K. WINNIG · J. ZENNECK

WISSENSCHAFTLICHE LEITUNG

F. MOENCH

---

BAND 15

*Zeitschrift für Fernstudien  
Technische Hochschule Berlin*



351

1938

---

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN W 9

# Das Verhalten der Habannröhre als negativer Widerstand.

(Mitteilung aus dem Institut für elektrische Schwingungslehre und Hochfrequenztechnik an der Technischen Hochschule Berlin.)

Von F. W. Gundlach, Berlin.

**Übersicht:** Das Verhalten der Habannröhre wird theoretisch und experimentell bei niedrigen und hohen Frequenzen untersucht. Nach theoretischen Betrachtungen über die Eigenschaften der Elektronenbewegung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern werden die Grundgrößen zur Kennzeichnung des Arbeitszustandes von Habannröhren festgelegt und ihre allgemeine Brauchbarkeit bewiesen. Die praktischen Untersuchungen befassen sich in der Hauptsache mit der Ermittlung der Schwinggrenzen und mit der Aufnahme der Schwingkennlinien, die die Leistungs- und Anpassungsverhältnisse zu erkennen gestatten und das unterschiedliche Verhalten bei niedrigen und hohen Frequenzen deutlich hervortreten lassen.

## A. Einleitung.

Habannröhren sind Magnetfeldröhren mit meist zylinderförmiger Anode und einem in Richtung der Anodenachse verlaufenden Magnetfeld, bei denen nach der Grundidee von E. Habann [1]<sup>1)</sup> der Anodenzyylinder durch Schlitze in einzelne Segmente geteilt ist. Das Wesentliche an der Arbeitsweise dieser Röhren ist das Entstehen eines negativen Widerstandes, bedingt durch die Elektronensteuerung nach den Anodensegmenten niederen Potentials hin. Die Habannröhren haben sich als Schwingungserzeuger besonders im Gebiet der kürzesten Wellen als vorzüglich brauchbar erwiesen, da sie große Leistungen bei guten Wirkungsgraden zu erzeugen gestatten.

Bereits eine große Reihe von Arbeiten hat sich mit der Untersuchung der Schwingungserzeugung mit Habannröhren beschäftigt (vgl. [2] bis [12]). All diese Arbeiten untersuchen in ihrem experimentellen Teil die Habannröhren zusammen mit Schwingungskreisen, wobei die Eigenschaften der Kreise in das Meßergebnis mit eingehen. Die vorliegende Arbeit versucht im Gegensatz dazu, die Habannröhren für sich allein theoretisch und experimentell eingehend zu untersuchen. Die Untersuchungen sind beschränkt auf den Frequenzbereich, in dem eine Elektronensteuerung nach dem Habannprinzip stattfindet, d. h. auf alle die Fälle, bei denen das Schlitzfenster der Anode für den Schwingmechanismus wesentlich ist. Die Ausnutzung der Eigenfrequenz der Elektronenkreisbewegung im Magnetfeld bleibt hier unberücksichtigt, weil sie nicht für die geschlitzten Röhren typisch ist, sondern sich auch bei ungeschlitzten Röhren durchführen läßt.

<sup>1)</sup> Die in [ ] gesetzten Zahlen beziehen sich auf das Schrifttum am Schluß der Arbeit S. 200.

## B. Theoretische Grundlagen.

Die Arbeitsweise der Habannröhren beruht auf der Elektronenbewegung in einem räumlich und zeitlich veränderlichen elektrischen Feld und einem räumlich und zeitlich unveränderlichen Magnetfeld. Es ist vorausgesetzt, daß das elektrische Feld in Richtung dieses homogenen Magnetfeldes keine Komponente besitzt. Eine Schrägstellung der Habannröhre im Magnetfeld wird im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht. Aus der Kenntnis der Elektronenbewegung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern läßt sich das Verhalten der Habannröhren in sämtlichen Frequenzbereichen leicht erklären.

### 1. Die Grundgleichungen für die Elektronenbewegung.

Die Grundgleichungen für die Elektronenbewegung sollen aufgestellt werden an Hand eines Koordinatensystems nach dem Schema der Abb. 1. Das beliebig gestaltete, räumlich und zeitlich veränderliche Feld, das durch das Potential  $\varphi = \varphi(x, y, \omega t)$  dargestellt sein möge, besitzt in den rechtwinkligen Koordinaten  $x$  und  $y$  die Komponenten der elektrischen Feldstärke

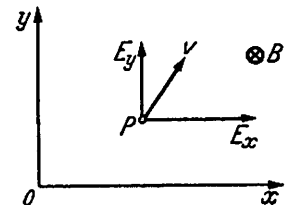


Abb. 1. Bezugssystem für die Aufstellung der Grundgleichungen.

$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}$  und  $E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}$ . Das homogene Magnetfeld  $B$  steht auf der Zeichenebene senkrecht (vom Beschauer weggerichtet). Für ein am Punkte  $P$  befindliches, mit beliebiger Geschwindigkeit  $v$  fliegendes Elektron sind die wirksamen Kräfte in den beiden Koordinatenrichtungen (vgl. z. B. [13]):

$$\left. \begin{aligned} P_y &= m \frac{d^2 y}{dt^2} = q E_y + q B \frac{dx}{dt}, \\ P_x &= m \frac{d^2 x}{dt^2} = q E_x - q B \frac{dy}{dt}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Hierin bedeuten:

$$\left. \begin{aligned} m &= \text{Masse des Elektrons} \\ q &= \text{Ladung des Elektrons} \end{aligned} \right\} \frac{q}{m} = -1,76 \cdot 10^{15} \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}^2}$$

$t$  = Zeit

$\omega$  = Kreisfrequenz des elektrischen Wechselfeldes.

Wenn im Entladungsraum größere Elektronenstromdichten auftreten, so ist der Einfluß der Raumladungen auf die Potentialverteilung zu berücksichtigen. Für

die spezifische Raumladungsdichte gilt (vgl. z. B. [1]):

$$\rho = \frac{S_x}{dx/dt} = \frac{S_y}{dy/dt} = \operatorname{div} \mathfrak{D} = \epsilon_0 \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right). \quad (2)$$

Hierbei ist:

$$\begin{aligned} \rho &= \text{spezifische Raumladungsdichte,} \\ S_x &= \text{Stromdichte in } x\text{-Richtung,} \\ S_y &= \text{Stromdichte in } y\text{-Richtung,} \\ \mathfrak{D} &= \text{Vektor der dielektrischen Verschiebung,} \\ \epsilon_0 &= \text{absolute Dielektrizitätskonstante} \\ &= \frac{1}{36\pi \cdot 10^{11} \text{ cm}}. \end{aligned}$$

Auf Grund der Gl. (1) und (2) eine vollständig exakte Lösung für die Elektronenbewegung im Entladungsraum der Habannröhren anzugeben, gelingt nicht. Für den Fall von vernachlässigbar kleinen Raumladungen lassen sich jedoch graphische und näherungsweise analytische Lösungsverfahren für den Verlauf der Elektronenbahnen durchführen.

## 2. Das graphische Konstruktionsverfahren für den Verlauf der Elektronenbahnen.

Das graphische Konstruktionsverfahren für den Verlauf der Elektronenbahnen setzt voraus, daß die Lage der Potentiallinien des elektrischen Feldes innerhalb des gesamten Entladungsraumes bekannt ist. Das Verfahren beruht darauf [4], daß man die Krümmung der Elektronenbahn an jedem Punkt berechnet und die Bahn aus kleinen Kreisstücken zusammensetzt. Zur Berechnung der Bahnkrümmung sei entsprechend

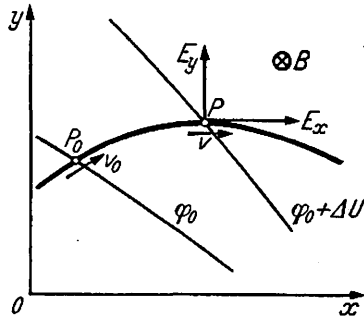


Abb. 2. Zur Berechnung der Elektronenbahnkrümmung.

Abb. 2 das Koordinatensystem der Einfachheit halber derart gelegt, daß für das am Bezugspunkt  $P$  befindliche Elektron die Bahnrichtung mit der  $x$ -Richtung zusammenfällt, also:

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dt} &= 0 \\ \frac{dx}{dt} &= v = \text{Gesamtgeschwindigkeit des Elektrons.} \end{aligned}$$

An einem etwas früher durchlaufenen Bahnpunkte  $P_0$  (auf der Potentiallinie  $\varphi_0$  gelegen) möge das Elektron die Geschwindigkeit  $v_0$  gehabt haben, die ausgedrückt werden soll durch das Potential  $U_0 = \frac{m}{2q} v_0^2$ . ( $U_0$  braucht nicht mit  $\varphi_0$  übereinzustimmen, weil sich die Potentialverteilung im Entladungsraum während des Elektronenfluges geändert haben kann.) Auf dem Wege  $P_0 \rightarrow P$  hat das Elektron den Potentialsprung  $\Delta U$

durchlaufen und folgenden Zuwachs an kinetischer Energie erhalten:

$$-\frac{m}{2} (v^2 - v_0^2) = q \Delta U.$$

Also ist:

$$v = \sqrt{\frac{-2q}{m} \sqrt{U_0 + \Delta U}}.$$

Nach Gl. (1) folgt:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{q}{m} E_y + \frac{q}{m} B v.$$

Es ergibt sich hieraus die Krümmung  $\kappa$  (entsprechend dem reziproken Krümmungsradius  $r$ ) am Punkte  $P$  der Elektronenbahn:

$$\kappa = \frac{1}{r} = \frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{d^2 y/dt^2}{(dx/dt)^2} = \frac{\frac{q}{m} E_y + \frac{q}{m} B \sqrt{\frac{-2q}{m} \sqrt{U_0 + \Delta U}}}{2 \frac{q}{m} (U_0 + \Delta U)}$$

oder

$$\kappa = \frac{1}{r} = \frac{E_y}{2(U_0 + \Delta U)} + \frac{B}{\sqrt{-\frac{2m}{q} \sqrt{U_0 + \Delta U}}}. \quad (3)$$

Die Bahnkrümmung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, nämlich 1. aus der Wirkung der elektrischen Feldstärke senkrecht zur Bahn<sup>2)</sup> und 2. aus dem Einfluß des Magnetfeldes.

Bei der Durchführung der graphischen Konstruktion verfährt man derart, daß man die Elektronenbahn von einem gegebenen Ausgangspunkte (z. B. Kathode) an entsprechend dem an dieser Stelle berechneten Krümmungskreis um ein kleines Stück extrapoliert, und dann für den neugewonnenen Punkt wiederum die Krümmung berechnet und abermals um ein weiteres Stück extrapoliert usw. Das Verfahren ist auch durchführbar bei zeitlich veränderlichen Potentialverteilungen. Man muß dann für das gesamte Feld die zu verschiedenen Zeitpunkten herrschende Potentialverteilung für gewisse Zeitintervalle aufzeichnen und bei der Bahnkonstruktion zu den entsprechenden Zeitpunkten (aus Fluggeschwindigkeit und zurückgelegter Bahnlänge berechenbar) von einem Potentialbild in das andere übergehen. Dies Konstruktionsverfahren ist bei seiner praktischen Durchführung ziemlich zeitraubend, stellt aber die einzige Möglichkeit dar, über den Elektronenflug in komplizierten Wechselfeldern einen klaren Überblick zu gewinnen.

## 3. Die Näherungslösung für den Verlauf der Elektronenbahnen.

Eine näherungsmäßige Lösung der Bewegungsgleichungen (1) des Elektrons erhält man durch folgenden Ansatz:

$$\begin{aligned} x &= r \cdot \sin \omega_0 (t - t_0) + x_L, \\ y &= -r \cdot \cos \omega_0 (t - t_0) + y_L. \end{aligned} \quad (4)$$

<sup>2)</sup> Der Einfluß des elektrischen Feldes auf die Bahnkrümmung wird oft vernachlässigt [4], was aber bei der genauen Konstruktion von mehrfach verschlungenen Elektronenbahnen nicht statthaft erscheint.

Dieser Ansatz enthält folgende Annahmen: Das Elektron durchläuft eine zyklidenähnliche Bahn; es beschreibt einen Kreis vom Radius  $r$  mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_0$ ; der Kreismittelpunkt schreitet längs der Koordinaten  $x_L$  und  $y_L$  fort; die von ihm durchlaufene Bahn sei als „Leitbahn“ bezeichnet. Wenn man näherungsweise annimmt, daß die Geschwindigkeitsänderungen beim Fortschreiten auf der Leitbahn derart klein sind, daß die Größen  $d^2x_L/dt^2$  und  $d^2y_L/dt^2$  gegen die zweiten Differentialquotienten von  $r \cdot \sin \omega_0(t-t_0)$  und  $r \cdot \cos \omega_0(t-t_0)$  vernachlässigt werden können, so erfüllt die Gl. (4) das Gleichungssystem (1). Beim Einsetzen ergeben sich als Bedingung die folgenden Zusammenhänge:

$$\omega_0 = \frac{q}{m} B \tag{5}$$

und

$$\frac{dx_L}{dt} = -\frac{E_y}{B} \quad \text{und} \quad \frac{dy_L}{dt} = \frac{E_x}{B} \tag{6}$$

oder

$$\frac{dy_L}{dx_L} = -\frac{E_x}{E_y} \tag{7}$$

Die Gl. (5) besagt folgendes: Die Elektronen umkreisen die magnetischen Induktionslinien im Rechtsschraubensinn (negative Elementarladung, vgl. das Bezugssystem in Abb. 1) mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_0$ , die nur durch das magnetische Feld bestimmt ist und nicht von der Größe des elektrischen Feldes abhängt. — Gl. (7) sagt folgendes aus: Die Leitbahn, der der Mittelpunkt des Elektronenkreises folgt, ist eine Potentiallinie des elektrischen Feldes. Mit welcher Geschwindigkeit der Kreismittelpunkt auf der Leitbahn fortschreitet, ergibt sich durch Umformung der Gl. (6):

$$v_L = \sqrt{\left(\frac{dx_L}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy_L}{dt}\right)^2} = \frac{1}{B} \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = \frac{E}{B} \tag{8}$$

oder in vektorieller Schreibweise:

$$v_L = \frac{[\mathfrak{E} \mathfrak{B}]}{|\mathfrak{B}|^2} \quad (\text{Vektorprodukt}). \tag{9}$$

Hierin ist:

- $v_L$  = Vektor der Fortpflanzungsgeschwindigkeit auf der Leitbahn,
- $v_L$  = Betrag der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Leitbahnrichtung,
- $E$  = Gesamtbetrag der elektrischen Feldstärke.

Dadurch, daß die Vektoren  $\mathfrak{E}$ ,  $\mathfrak{B}$  und  $v_L$  ein rechtswinkeliges Dreieck bilden, ist der Richtungssinn des Fortschreitens längs der Äquipotentiallinie festgelegt. Bei nicht allzu stark inhomogenen elektrischen Feldern ist die Änderung der Leitbahngeschwindigkeit

$$\frac{dv_L}{dt} = \left[ \frac{d[\mathfrak{E} \mathfrak{B}]}{dt} \right] / |\mathfrak{B}|^2$$

im Verlaufe des Fortschreitens immer so klein, daß die oben gemachte Näherung die Verhältnisse nirgends stark verfälscht.

Wie groß der Radius  $r$  des Elektronenkreises ist und welcher Äquipotentiallinie das Elektron als Leitbahn folgt, ergibt sich aus der Lösung nicht; es

hängt dies von den Randbedingungen des Elektronenstarts ab.

Die Brauchbarkeit der Näherungslösung für die Elektronenbahnen soll an einigen Beispielen durch Vergleich mit exakten graphischen und rechnerischen Lösungen veranschaulicht werden. Abb. 3 zeigt graphisch konstruierte Elektronenbahnen (nach G. R. Kilgore [6]) für das Feld einer Zweischlitz-Habannröhre. Die beiden Bilder behandeln den Fall eines Elektronenstarts von der Kathode in zwei verschiedenen Richtungen. Es ist ersichtlich, daß die Zyklidenbahnen mit guter Genauigkeit den Äquipotentiallinien

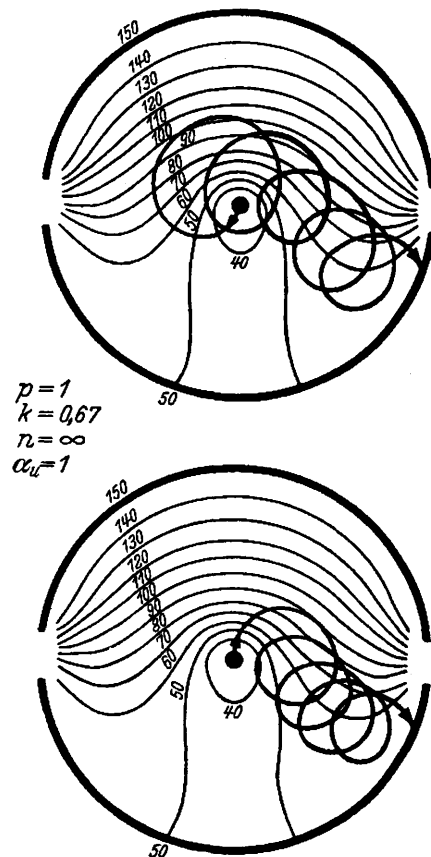


Abb. 3. Graphisch konstruierte Elektronenbahnen (nach Kilgore).

als Leitbahn folgen, und zwar unabhängig von der Startrichtung der Elektronen.

Ein weiteres Beispiel für die Elektronenbewegung ist der in Abb. 4 dargestellte Bahnverlauf eines Elektrons im rotationssymmetrischen elektrischen Feld einer Diode. Für den Fall der Potentialverteilung bei normalen Raumladungbedingungen ist die Bahn von A. W. Hull [14] exakt berechnet worden (stark ausgezogene Linie in Abb. 4). Weiterhin ist in Abb. 4 die Näherungskonstruktion der Elektronenbahn nach dem Leitbahnverfahren eingezeichnet. Die auf halbem Anodenradius liegende kreisförmige Potentiallinie (strichpunktiert) dient als Leitbahn, die einzelnen Stellungen des Kreismittelpunktes sind die Punkte 0 bis 6 auf dieser Bahn. Der Kreis, auf dem das Elektron umläuft, ist für die Augenblicksstellung 1 ge-

strichelt eingezeichnet. Die Lagen, die das Elektron im Verlaufe der Zeit nacheinander annimmt, sind dargestellt durch die Punkte 1 bis 5 dicht neben der ausgezogenen Kurve. Also auch in diesem Falle gibt die Näherungslösung die Verhältnisse mit sehr guter Genauigkeit wieder. Der Radius, bis zu dem sich das Elektron im Höchsthalle von der Kathode entfernen

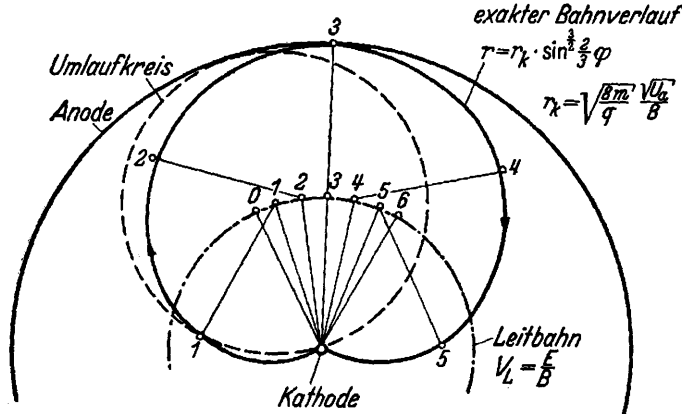


Abb. 4. Hüllsche Elektronenbahn in einer ungeschlitzten Röhre.

kann, ist aus der Näherungslösung nicht zu entnehmen. Die Hüllschen Berechnungen ergeben für diesen sog. „kritischen Radius“:

$$r_k = \sqrt{\frac{8m}{-q} \frac{\sqrt{U_a}}{B}} \quad (10)$$

Hierin bedeutet  $U_a$  das Potential am Umkehrpunkt des Elektrons.

Ein drittes Beispiel für den Elektronenverlauf veranschaulicht Abb. 5. Es ist hier in der linken Hälfte

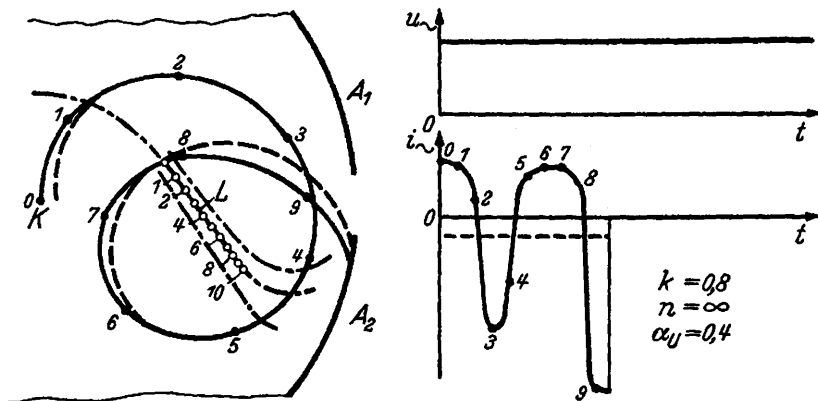


Abb. 5. Elektronenbahn und Influenzstrom bei einer Zweischlitzröhre.

der Abbildung der Ausschnitt einer Zweischlitz-Habannröhre mit der Kathode K und den beiden Anodenhälften  $A_1$  und  $A_2$  gezeichnet. Die ausgezogene Kurve ist eine nach dem graphischen Verfahren exakt konstruierte Elektronenbahn. Strichpunktiert sind drei Potentiallinien des elektrischen Feldes dargestellt, von denen die mittlere als Leitbahn L dient. Die aus der Näherungslösung eines Elektronenumlaufs um die Leitbahn sich ergebende Bahnkurve ist gestrichelt gezeichnet. Man erkennt, daß diese Bahn mit der exakt gefundenen Kurve mit sehr guter Genauigkeit übereinstimmt.

#### 4. Der Einfluß der Elektronenbewegung auf den Anodenstrom.

Die bisherigen Ausführungen ergeben lediglich den Bahnverlauf der Elektronen. Von besonderer Wichtigkeit für die Betrachtung der Arbeitsweise der Habannröhre ist die Wirkung des Elektronenüberganges auf den Anodenstrom. Ein Elektron, das von einer Kathode auf beliebigen Wegen zu einer Anode übertritt, liefert nicht etwa nur im Augenblick des Auftreffens einen Beitrag zum Anodenstrom, sondern infolge der Influenzwirkung während seines ganzen Weges. Dieser Umstand ist für die Betrachtung der Arbeitsweise bei niedrigen Frequenzen bedeutungslos, für hohe Frequenzen jedoch außerordentlich wichtig, weil der Elektronenübergang ein größeres Zeitintervall der elektrischen Wechselfeldperiode andauern kann. Wenn sich ein Elektron mit der Geschwindigkeit  $v$  unter dem Einfluß der elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}_s$  bewegt, so muß die zum Fortschreiten erforderliche Leistung durch den äußeren Kreis aufgebracht werden, d. h. in dem Kreis der zwischen den Elektroden liegenden Wechselspannung  $u_{\sim}$  muß ein Wechselstrom  $i_{\sim}$  bestehen. Für die elektrische Leistung gilt:

$$u_{\sim} \cdot i_{\sim} = q(v\mathcal{E}_s) \quad (\text{skalares Produkt}). \quad (11)$$

Aus den Beziehungen  $\mathcal{E}_s = -\frac{\partial \varphi_{\sim}}{\partial s} = -u_{\sim} \frac{d\varphi_{\sim}}{ds}$  und  $v_s = \frac{ds}{dt}$  ( $ds$  = Wegelement in Bahnrichtung) folgt:

$$u_{\sim} \cdot i_{\sim} = -q \frac{ds}{dt} \cdot u_{\sim} \cdot \frac{d\varphi_{\sim}}{ds}$$

oder

$$i_{\sim} = -q \frac{d\varphi_{\sim}}{dt} \quad (12)$$

Die Größe des Influenzstromes hängt also von der Geschwindigkeit ab, mit der sich während des Elektronenübergangs die relative Potentialverteilung  $\varphi_{\sim}/u_{\sim}$  ändert.

Wenn die Elektronenbahn in ihrem räumlichen und zeitlichen Verlaufe bekannt ist, so kann man den von einem Elektron im Anodenkreis beeinflussten Elementarstrom berechnen oder graphisch konstruieren. Ein Beispiel veranschaulicht die rechte Hälfte der Abb. 5. Es ist dort der zwischen den Anodensegmenten  $A_1$  und  $A_2$  beeinflusste Strom  $i_{\sim}$  im Verlaufe der Zeit aufgetragen. Die zwischen den Segmenten liegende Spannung  $u_{\sim}$  ist während des Elektronenfluges unverändert geblieben. Man erkennt, daß der Strom infolge des Elektronenumlaufes mit  $\omega_0$  eine Kreisfrequenz von der gleichen Größe erhält. Der Gleichstrommittelwert ist gestrichelt angedeutet; seine Größe, multipliziert mit der gesamten Flugzeit, ist gleich der Ladung des Elektrons. Die schnellen

...

Schwankungen des Stromes mit der Kreisfrequenz  $\omega_0$  sind bedeutungslos, weil für die Gesamtheit aller nacheinander aus der Kathode austretenden Elektronen sich die Wechselanteile infolge gegenseitiger Phasenverschiebung herausheben und nur die Gleichstrommittelwerte wirksam bleiben.

5. Die Grundgrößen für den Arbeitszustand der Habannröhren.

Die bisher erwähnten Grundlagen gelten ganz allgemein für Magnetfeldröhren, ohne Rücksicht auf eine besondere Gestaltung der Elektroden. Für die besonderen Formen der Habannröhren werden zweckmäßig einige weitere Grundgrößen festgesetzt, durch die sich der Arbeitszustand kennzeichnen läßt.

Die am meisten üblichen Habannröhren sind die zwei- und vierschlitzten, auf die sich auch die vorliegende Arbeit beschränkt. Meist wird zur Kennzeichnung nicht die Schlitzzahl, sondern die Schlitz-

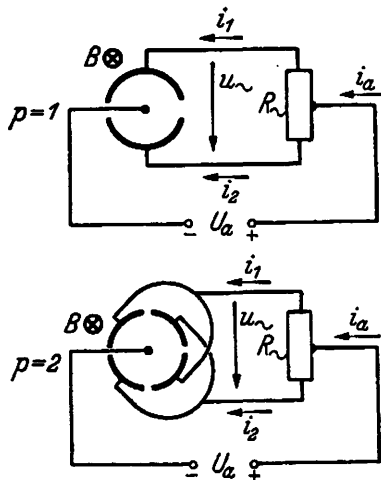


Abb. 6. Grundsaltbilder für Zwei- und Vierschlitzröhren.

paarzahl  $p$  angegeben. Die ausschließlich verwendete Betriebschaltung der Habannröhren ist die symmetrische Gegentaktschaltung nach E. Manns [15], die in Abb. 6 für eine Zwei- und eine Vierschlitzröhre dargestellt ist. Die Anodengleichspannung  $U_a$  wird symmetrisch in den Kreis zwischen den Anodensegmenten eingeführt. Zwischen diesen Segmenten herrscht am Außenwiderstand  $R_~$  die Anodenwechselspannung  $u_~$  (mit dem Effektivwert  $U$ ). Der Außenwiderstand  $R_~$  ist bei allen in der Praxis vorkommenden Schaltungen ein Schwingungskreis von hoher Güte, so daß die Wechselspannung stets als rein sinusförmig angenommen werden kann.

Die über die Anodensegmente fließenden Ströme sind mit  $i_1$  und  $i_2$  bezeichnet. Von Interesse für die Arbeitsweise der Schaltung ist der wirksame Anodenstrom:  $i_a = i_1 + i_2$  (mit dem Gleichstrommittelwert  $I_a$ ) und der wirksame Kreiswechselstrom  $i_~ = \frac{i_1 - i_2}{2}$ , dessen Richtung als positiv angenommen ist, wenn die Habannröhre eine Wechselleistung aufnimmt. (Der Faktor  $\frac{1}{2}$  erklärt sich daraus, daß die Spannung  $u_~$  über den ganzen Außenwiderstand  $R_~$  gerechnet wird,

während die Teilströme  $i_1$  und  $i_2$  nur über den halben Kreis fließen.) Infolge der Nichtlinearität der Röhre wird der Strom  $i_~$  fast stets starke Oberwellen aufweisen. Für alle Leistungs- und Anpassungsberechnungen genügt es jedoch, den Effektivwert des Grundwellenanteiles zu kennen:

$$I = \frac{\sqrt{2}}{T} \int_0^T \frac{i_1 - i_2}{2} \sin \omega t dt, \quad (13)$$

wobei  $\omega$  die Kreisfrequenz der am Kreise liegenden Wechselspannung und  $T$  die Dauer einer Periode bedeuten.

Für die meßtechnische Erfassung der Zusammenhänge ist es zweckmäßig, folgende Verhältnisgrößen einzuführen:

Spannungsaussteuerung:

$$\alpha_{u_~} = \frac{u_~}{U_a}$$

(Verhältnis des Augenblickswertes der Kreiswechselspannung zur Anodengleichspannung)

und

$$\alpha_U = \frac{U}{U_a}$$

(Verhältnis des Effektivwertes der Kreiswechselspannung zur Anodengleichspannung),

Stromaussteuerung:

$$\alpha_{i_~} = \frac{i_~}{I_0}$$

(Verhältnis des Augenblickswertes des Kreiswechselstromes zum Höchststrom  $I_0$ )

und

$$\alpha_I = \frac{I}{I_0}$$

(Verhältnis des Effektivwertes des Kreiswechselstromes zum Höchststrom  $I_0$ ),

Anodenstromaussteuerung:

$$\alpha_{I_a} = \frac{I_a}{I_0}$$

(Verhältnis des Anodenstromes zum Höchststrom  $I_0$ ).

Hierbei ist unter dem Höchststrom  $I_0$  derjenige Strom verstanden, der bei Fehlen des Magnetfeldes als Anodenstrom in der nichtschwingenden Röhre fließt; je nach Betriebsfall ist also  $I_0$  gleich dem Sättigungsstrom der Kathode oder gleich dem durch Anodenradius  $r_a$  und Anodengleichspannung  $U_a$  bestimmten Raumladestrom:

$$I_r = \frac{2\sqrt{2}}{9\beta^2} \sqrt{\frac{-q}{m}} \cdot l \cdot \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{r_a} \quad (14)$$

(vgl. z. B. [16]).

Zwei weitere Grundgrößen, die für den Arbeitszustand der Habannröhren entscheidend sind und die bereits in einer früheren Arbeit [11] definiert wurden, sind:

die Krümmungszahl:

$$k = \frac{r_k}{r_a} = \frac{\sqrt{-8mq}}{r_a} \cdot \frac{\sqrt{U_a}}{B} = 0,672 \frac{\sqrt{U_a(V)}}{r_a(\text{mm}) \cdot B(\mu\text{Vs/cm}^2)} \quad (15)$$

und die Umlaufzahl:

$$n = \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{-q}{m} \frac{B}{\omega} = \frac{\lambda(\text{cm})}{107} B (\mu\text{Vs/cm}^2). \quad (16)$$

Hierbei bedeutet  $\lambda$  die zu  $\omega$  gehörige Wellenlänge.

Die Krümmungszahl ist ein Maß für die Stärke der Bahnkrümmung im Verhältnis zu den Röhrenabmessungen. Die Zahl hat den Wert 1, wenn bei einer ungeschlitzten Röhre (oder bei einer geschlitzten Röhre ohne Wechselspannung  $u_{\sim}$ ) die Elektronen die Anode im ersten Umlauf gerade eben noch erreichen; für  $k < 1$  verfehlen die Elektronen die Anode, weil der

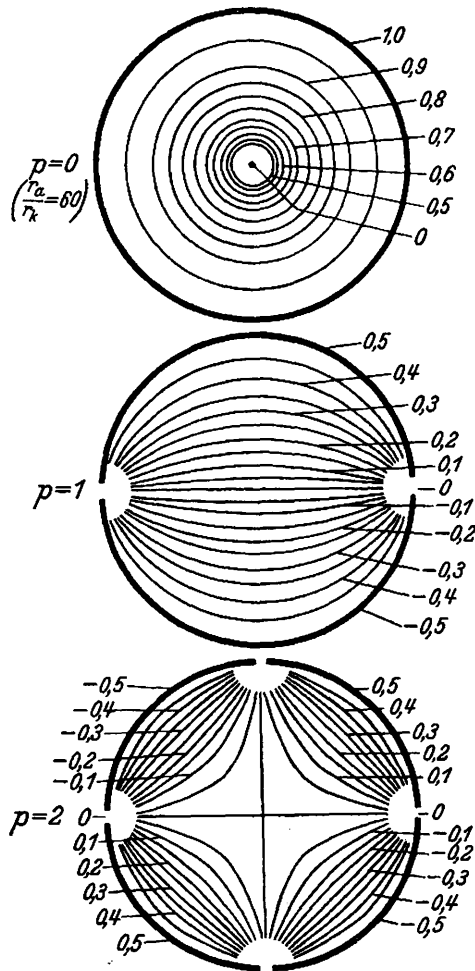


Abb. 7. Potentialverlauf im Entladungsraum von Magnetfeldröhren.

kritische Radius  $r_k$  nach Gl. (10) in diesem Falle kleiner ist als der Anodenradius.

Die Umlaufzahl gibt an, wie viele durch das Magnetfeld bedingte Elektronenläufe während einer Periode der am Außenkreis liegenden Wechselspannung stattfinden<sup>3)</sup>.

Die Krümmungszahl und die Umlaufzahl sind die wichtigsten Größen für die Kennzeichnung des Arbeitspunktes bei Habannröhren.

<sup>3)</sup> Die Umlaufzahl wird im Schrifttum oft Ordnungszahl genannt und nicht auf die Eigenfrequenz  $\omega_0$  bezogen, sondern auf die Zeitdauer für das Durchlaufen der Hullschen Bahn, vgl. z. B. [2].

Um die Elektronenbahnen im Entladungsraum der Habannröhren zu ermitteln, ist die Kenntnis der Potentialverteilung im Innern der Röhre bei verschiedenen, an die Anodensegmente gelegten Spannungen erforderlich. Für den Sonderfall eines raumladungsfreien Entladungsraumes ergibt sich die Potentialverteilung in einfacher Weise durch Überlagerung des Feldes der Anodengleichspannung  $U_a$  und des Feldes der Spannung  $u_{\sim}$  zwischen den Anodensegmenten [13]. Die Potentiallinien, die sich als Querschnitt der parallel zum Anodenzylinder verlaufenden Potentialflächen ergeben, sind in Abb. 7 dargestellt. Das obere Bild ( $p=0$ ) stellt den durch die Anodengleichspannung verursachten Potentialverlauf dar; die Potentiallinien, die für ein Verhältnis von Anodenradius zu Kathodenradius = 60 berechnet sind, stellen konzentrische Kreise um die Kathode dar. Der durch die Spannung  $u_{\sim}$  bei einer Zweischlitzröhre ( $p=1$ ) hervorgerufene Potentialverlauf ist im mittleren Bild dargestellt; die Potentiallinien sind Kreise, die sämtlich durch die Schlitze hindurchlaufen (abgesehen von kleinen Streuungen infolge der endlichen Schlitzbreite). Bei der Vierschlitzröhre ( $p=2$ ) (unteres Bild) sind die Potentiallinien durch die Schlitze laufende Kegelschnitte (sich schneidendes Geradenpaar, Hyperbeln, Parallelenpaar, Ellipsen, Kreis).

### 6. Die Ähnlichkeitsbedingungen für unveränderte Stromverteilung.

Um bei der großen Anzahl der vorhandenen Variablen einen klaren Überblick über die Arbeitsweise der Habannröhren zu erhalten, soll mit Hilfe der Grundgleichungen nach denjenigen Bedingungen gesucht werden, bei denen trotz Veränderung der Parameter (Spannungen, Magnetfeld, Röhrenabmessungen, Frequenz) die Elektronenbahnen in ihrer Form unverändert erhalten bleiben und somit die Stromverteilung innerhalb der Röhre unverändert bleibt. Dies ist immer dann der Fall, wenn die Elektronenbeschleunigungen  $d^2y/dt^2$  und  $d^2x/dt^2$  auf der ganzen Elektronenbahn vom Startpunkt an das gleiche Verhältnis zueinander behalten.

a) Verhältnisse bei sehr geringer Kathodenemission. Es sei angenommen, daß die im Entladungsraum auftretende Raumladung derart klein ist, daß der in Gl. (2) angegebene Einfluß auf die Potentialverteilung vernachlässigbar ist. In diesem Falle ist der in der Röhre mögliche Höchststrom  $I_0$  (vgl. oben) gleich dem Sättigungsstrom  $I_s$  der Kathode. Der Verlauf der Elektronenbahn ist festgelegt durch das Gleichungssystem:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{q}{m} \frac{\partial \varphi(\omega t)}{\partial y} + \frac{q}{m} B \frac{dx}{dt}, \\ \frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{q}{m} \frac{\partial \varphi(\omega t)}{\partial x} - \frac{q}{m} B \frac{dy}{dt}. \end{aligned} \right\} \quad (1a)$$

Vergrößert man nun alle an der Röhre liegenden Spannungen auf den  $a$ -fachen Betrag, d. h.  $U'_a = aU_a$ ,  $u'_{\sim} = au_{\sim}$ ,  $\varphi' = a\varphi$ ,  $\partial \varphi' = a \partial \varphi$ , ferner das Magnetfeld auf das  $b$ -fache, d. h.  $B' = bB$ , alle räumlichen

Abmessungen der Röhre auf das  $c$ -fache, d. h.  $r'_a = c r_a$ ,  $x' = cx$ ,  $y' = cy$ ,  $dx' = c dx$ ,  $dy' = c dy$ ,  $d^2 x' = c \cdot d^2 x$ ,  $d^2 y' = c \cdot d^2 y$ , weiterhin die Frequenz der Wechselspannung auf das  $d$ -fache, d. h.  $\omega' = d \cdot \omega$ , und nimmt man schließlich an, daß die zur Erreichung einer bestimmten Stelle erforderliche Elektronenflugzeit auf das  $e$ -fache gestiegen ist, d. h.  $t' = et$ ,  $dt' = e \cdot dt$ ,  $dt'^2 = e^2 \cdot dt^2$ , so ergibt sich eine neue Elektronenbahn nach den Beziehungen:

$$\frac{c}{e^2} \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{q}{m} \cdot \frac{a}{c} \cdot \frac{\partial \varphi(de\omega t)}{\partial y} + \frac{q}{m} \frac{bc}{e} B \frac{dx}{dt},$$

$$\frac{c}{e^2} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{q}{m} \cdot \frac{a}{c} \cdot \frac{\partial \varphi(de\omega t)}{\partial x} - \frac{q}{m} \frac{bc}{e} B \frac{dy}{dt}.$$

Soll diese neue Bahn der alten Bahn nach Gl. (1a) ähnlich sein, so müssen die Verhältnisse der Beschleunigungen zueinander unverändert bleiben, d. h. es muß gelten:

$$\frac{a}{c} \cdot \frac{bc}{e} = \frac{c}{e^2} \quad \text{und} \quad de = 1,$$

oder nach Eliminieren von  $e = 1/b$ :

$$a = b^2 c^2 \quad \text{und} \quad d = b,$$

oder nach Einführen der ursprünglichen Werte:

$$\frac{U'_a}{U_a} = \frac{B'^2}{B^2} \cdot \frac{r_a'^2}{r_a^2} \quad \text{und} \quad \frac{\omega'}{\omega} = \frac{B'}{B},$$

oder

$$\frac{\sqrt{U'_a}}{B' r'_a} = \frac{\sqrt{U_a}}{B r_a} = \text{konst.} \quad \text{und} \quad \frac{B'}{\omega'} = \frac{B}{\omega} = \text{konst.}$$

Berücksichtigt man hierin die Beziehungen (15) und (16), so folgt:

Verändert man an einer Habannröhre bei schwacher Kathodenemission die Spannungen, das Magnetfeld, die Röhrenabmessungen und die Frequenz derart, daß Krümmungszahl  $k$ , Umlaufzahl  $n$  und Spannungsaussteuerung  $\alpha_U$  unverändert bleiben, so bleiben die Stromverteilung in der Röhre und die absolute Größe von Kreiswechselstrom und Anodenstrom konstant. (17)

$$\alpha_{i_{\sim}} = \frac{i_{\sim}}{I_s} = \text{konst.}, \quad \alpha_{i_a} = \frac{i_a}{I_s} = \text{konst.},$$

$$I_s = \text{konst.}$$

b) Verhältnisse im Raumladungsgebiet.

Wenn starke Kathodenemission vorhanden ist, so muß der Einfluß der Raumladung auf die Potentialverteilung unbedingt berücksichtigt werden [siehe Gl. (2)]:

$$S_x \frac{dx}{dt} = S_y \frac{dy}{dt} = -\epsilon_0 \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right). \quad (2a)$$

Diese Beziehung gibt gegenüber dem obigen Fall der gesättigten Röhre eine zusätzliche Forderung für die in der Röhre auftretenden Stromdichten, während alle anderen Forderungen die gleichen bleiben. Setzt man die Veränderung aller Größen wie oben an und berücksichtigt zusätzlich, daß alle Stromdichten auf das  $f$ -fache ansteigen, d. h.  $S'_x = f S_x$ ,  $S'_y = f S_y$ , so ergibt sich aus Gl. (2a):

$$f \frac{c}{e} \cdot S_x \frac{dx}{dt} = f \frac{c}{e} \cdot S_y \frac{dy}{dt} = -\epsilon_0 \frac{a}{c^2} \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right).$$

Soll die durch die neue Gleichung bedingte Potentialverteilung dieselbe sein wie in Gl. (2a), so ergibt sich die Forderung:

$$\frac{fe}{c} = \frac{a}{c^2} \quad \text{oder} \quad fce = a, \quad fc = ab, \quad fc = a \frac{\sqrt{a}}{c}, \quad f = \frac{a^{\frac{3}{2}}}{c^2},$$

oder nach Einführung der ursprünglichen Größen:

$$\frac{S'_x}{S_x} = \frac{S'_y}{S_y} = \frac{U_a'^{\frac{3}{2}}}{U_a^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{r_a^2}{r_a'^2},$$

und somit für sämtliche in der Röhre auftretenden Ströme:

$$\frac{i'}{U_a'^{\frac{3}{2}} r'_a} = \frac{i}{U_a^{\frac{3}{2}} r_a} = \text{konst.}$$

(denn  $i \sim S \cdot r_a \cdot l$ , wobei  $l$  = Länge des Anodenzylinders) oder unter Berücksichtigung der Gl. (14):

$$i' I_r = i I_r = \text{konst.}$$

Somit folgt:

Verändert man an einer Habannröhre im Raumladungsgebiet die Spannungen, das Magnetfeld, die Röhrenabmessungen und die Frequenz derart, daß die Krümmungszahl, die Umlaufzahl und die Spannungsaussteuerung unverändert bleiben, so bleibt die Stromverteilung in der Röhre konstant, während die absolute Größe von Kreiswechselstrom und Anodengleichstrom nach dem  $u^{\frac{3}{2}}$ -Gesetz von den Spannungen abhängig ist. (18)

$$\alpha_{i_{\sim}} = \frac{i_{\sim}}{I_r} = \text{konst.}, \quad \alpha_{i_a} = \frac{i_a}{I_r} = \text{konst.},$$

$$I_r = \text{konst.} \cdot \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{r_a}.$$

c) Verhältnisse im Übergangsgebiet. Im Übergangsgebiet zwischen Sättigung und Raumladung, wo die Kathodenemission zu gering ist, um den bei den Betriebsanodenspannungen auftretenden Raumladestrom zu liefern, wo aber andererseits der Einfluß der Raumladung auf die Potentialverteilung noch beträchtlich ist, lassen sich keine allgemeinen Bedingungen für unveränderte Stromverteilung aufstellen.

Die abgeleiteten Ähnlichkeitsbedingungen gelten exakt. Wenn man die in Abschnitt B, 3 dargestellte Näherungslösung für den Verlauf der Elektronenbahnen zugrunde legt, lassen sich diese Bedingungen durch eine weitere, näherungsweise gültige Forderung erweitern. Die Stromverteilung im Entladungsraum der Habannröhren ist im wesentlichen durch den Verlauf der Leitbahnen, d. h. der Äquipotentiallinien bestimmt. Für eine größere Anzahl von Elektronen ist der mittlere Verlauf der zur Anode übergehenden Ladung durch die Leitbahn mit guter Genauigkeit festgelegt, während sich die einzelnen Elektronen je nach dem Radius ihrer Kreisbahn verhältnismäßig weit von der Leitbahn entfernen können. Nimmt man in Näherung an, daß die Stromverteilung sich derart vollzieht, als ob alle Elektronen unmittelbar auf der Leitbahn entlang liefen, so lassen sich die Ähnlich-



keitsbedingungen entsprechend Gl. (6) erweitern:

$$\frac{dx_L}{dt} = \frac{\partial \varphi(\omega t)}{\partial y_L} / B \quad \text{und} \quad \frac{dy_L}{dt} = -\frac{\partial \varphi(\omega t)}{\partial x_L} / B. \quad (6a)$$

Nimmt man an, daß sich die auftretenden Größen wie oben um ein bestimmtes Vielfaches ändern, so folgt:

$$\frac{c}{e} \frac{dx_L}{dt} = \frac{a}{bc} \frac{\partial \varphi(d\epsilon \omega t)}{\partial y_L} / B \quad \text{und} \quad \frac{c}{e} \frac{dy_L}{dt} = -\frac{a}{bc} \frac{\partial \varphi(d\epsilon \omega t)}{\partial x_L} / B.$$

Soll diese neue Leitbahn der Bahn nach Gl. (6a) entsprechen, so ergeben sich die Forderungen:

$$\frac{c}{e} = \frac{a}{bc} \quad \text{und} \quad d = \frac{1}{e},$$

oder nach Eliminieren von  $e$ :

$$bc^2 d = a,$$

oder nach Einführung der ursprünglichen Größen:

$$\frac{B'}{B} \left( \frac{r'_a}{r_a} \right)^2 \frac{\omega'}{\omega} = \frac{U'_a}{U_a},$$

oder

$$\frac{U'_a}{B' r'_a{}^2 \omega'} = \frac{U_a}{B r_a{}^2 \omega} = \text{konst.} \quad (19)$$

Führt man nunmehr noch die Beziehungen (15) und (16) ein, so folgt:

*Verändert man in einer Habannröhre die Spannungen, das Magnetfeld, die Röhrenabmessungen und die Frequenz derart, daß die Spannungsaussteuerung  $\alpha_V$  unverändert bleibt und daß zwischen Krümmungszahl  $k$  und Umlaufzahl  $n$  die Beziehung besteht:*

$$k^2 n = \text{konst.},$$

*so bleibt die Stromverteilung mit guter Annäherung konstant.*

Die exakten Ähnlichkeitsbedingungen (17) und (18) forderten, daß die Größen  $k$  und  $n$  einzeln für sich konstant sind; die näherungsmäßige Bedingung (20) verlangt dagegen nur, daß das Produkt  $k^2 n$  konstant bleibt. Die gute Übereinstimmung dieser Bedingung mit den praktischen Verhältnissen wird aus den unten mitzuteilenden Meßergebnissen hervorgehen.

## 7. Die Kennlinien der Habannröhren.

Auf Grund der Erkenntnisse über den Verlauf der Elektronenbahnen die Arbeitsweise der Habannröhren rechnerisch zu ermitteln, erscheint nicht gangbar; erstens ergeben sich keine einfachen analytischen Lösungen, und zweitens bleiben die Ergebnisse unsicher, weil der Einfluß der Raumladung nicht berücksichtigt werden kann. Man wird deshalb den genauen Kennlinienverlauf der Habannröhren aus Messungen entnehmen, bei deren qualitativer Deutung die theoretischen Grundlagen wertvoll sind. Bei der Durchführung der Messungen ergeben insbesondere die Ähnlichkeitsbedingungen (17), (18) und (20) eine außerordentliche Vereinfachung für die Auswahl der Parameter.

Entsprechend den Grundschaltungen der Habannröhren (vgl. Abschnitt B, 5) sind folgende Kennlinien von besonderer Wichtigkeit:

$$i_{\sim} = f(u_{\sim}) \quad \text{und} \quad i_a = f(u_{\sim}) \quad (21)$$

bei konstantem  $U_a$ ,  $B$  und konstantem Heizstrom  $I_h$

oder in Verhältnisgrößen (vgl. oben):

$$\alpha_{i_{\sim}} = f(\alpha_{u_{\sim}}) \quad \text{und} \quad \alpha_{i_a} = f(\alpha_{u_{\sim}}) \quad (21a)$$

bei konstantem  $k$  und konstantem Raumladungszustand.

Die Kennlinien nach Gl. (21) und Gl. (21a) sollen als „statische Kennlinien“ bezeichnet werden.

Für den praktischen Betrieb ist nur der Fall wichtig, daß die Wechselfrequenz  $u_{\sim}$  rein sinusförmig ist; beim Wechselstrom  $i_{\sim}$  ist nur der Effektivwert  $I$  der Grundwelle, siehe Gl. (13), von Bedeutung, und beim Anodenstrom  $i_a$  nur der Gleichstrommittelwert  $I_a$ . Die Röhrenkennlinien verlaufen dann nach der Beziehung:

$$I = f(U) \quad \text{und} \quad I_a = f(U) \quad (22)$$

bei konstantem  $U_a$ ,  $B$ ,  $\lambda$ ,  $I_h$

oder in Verhältnisgrößen:

$$\alpha_I = f(\alpha_U) \quad \text{und} \quad \alpha_{I_a} = f(\alpha_U) \quad (22a)$$

bei konstantem  $k$ ,  $n$  und konstantem Raumladungszustand.

Die Kennlinien nach Gl. (22) und Gl. (22a) sollen als „Schwingkennlinien“ bezeichnet werden.

Die statischen Kennlinien haben nur Bedeutung bei niedrigen Frequenzen, bei denen die Elektronenlaufzeit vernachlässigbar klein ist, wo also  $n = \infty$  gesetzt werden kann. Die Schwingkennlinien haben dagegen auch im Gebiet höchster Frequenzen eine Bedeutung, wobei allerdings ihre Form sich mit zunehmender Frequenz verändert.

Sind die Schwingkennlinien bekannt, so kann man aus ihnen die folgenden, für die Schwingungserzeugung wichtigen Größen entnehmen:

a) Wirkungsgrad:

$$\eta = \frac{UI}{U_a I_a} = \frac{\alpha_V \cdot \alpha_I}{\alpha_{I_a}}. \quad (23)$$

b) Von der Habannröhre aufgenommene bzw. abgegebene Wechselstromleistung:

$$N = U \cdot I = \alpha_V \cdot \alpha_I \cdot U_a I_0 = \alpha_V \cdot \alpha_I \cdot N_0, \quad (24)$$

wobei  $N_0 = U_a \cdot I_0$  die von der Röhre bei abgeschaltetem Magnetfeld aufgenommene Anodenverlustleistung ist.

c) Größe des zwischen den Anodensegmenten bzw. -segmentpaaren vorhandenen Wechselstromwiderstandes (bei Schwingungserzeugung gleich dem Resonanzwiderstand des angeschlossenen Schwingkreises):

$$R = \frac{U}{I} = \frac{\alpha_V}{\alpha_I} \cdot \frac{U_a}{I_0} = \frac{\alpha_V}{\alpha_I} \cdot R_0, \quad (25)$$

wobei  $R_0 = U_a / I_0$  den bei abgeschaltetem Magnetfeld von der Röhre gebildeten Belastungswiderstand der Anodenspannungsquelle darstellt.

**C. Das Verhalten der Habannröhren bei niedrigen Frequenzen.**

**1. Die statischen Kennlinien.**

Bei genügend niedrigen Frequenzen ist  $n = \infty$  zu setzen. Von den Ähnlichkeitsbedingungen (17) und (18) bleibt dann nur die Forderung bestehen, daß  $k$  und  $\alpha_V$  konstant gehalten werden müssen; die Bedingung (20) wird hier bedeutungslos.

LM 29 ( $p = 2, r_a = 5 \text{ mm}$ )  
 $I_h = 6,1 \text{ A}, I_r = 4 \text{ mA}, U_a = 15 \text{ V}$   
 $B = 0,6 \mu\text{Vs/cm}^2, k = 0,868$

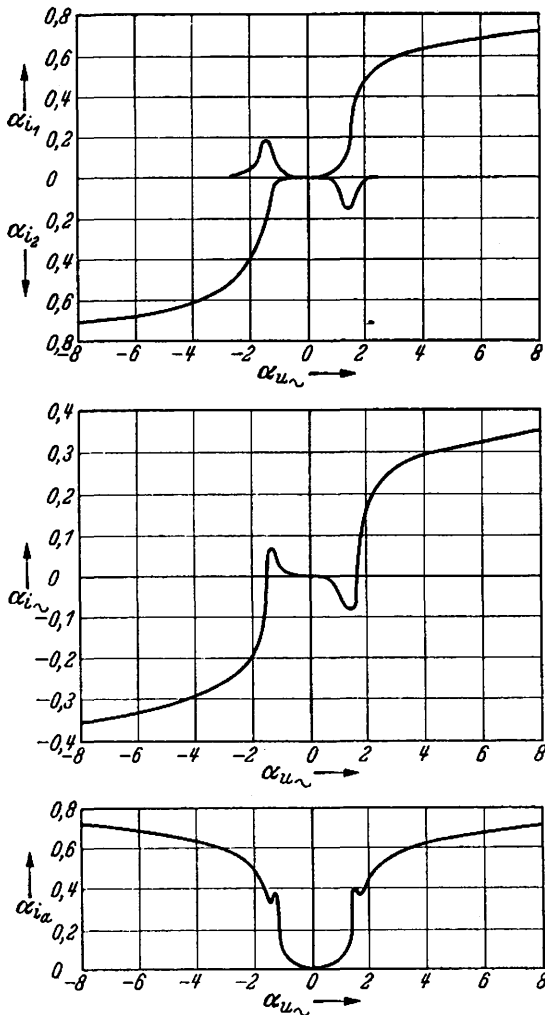


Abb. 8. Statische Kennlinien einer Vierschlitzröhre.

Im praktischen Betrieb werden  $U_a$  und  $B$  stets so bemessen, daß  $k < 1$  ist; nur dann ist Schwingungsanfängerung möglich. Bei ungeschlitzten Röhren würde für  $k < 1$  kein nennenswerter Stromübergang stattfinden, weil die als Leitbahnen dienenden Äquipotentiallinien kreisförmig um die Kathode laufen und den Elektronen das Fortschreiten zur Anode unmöglich machen; dabei baut sich zugleich eine starke Raumladung um die Kathode auf, die weitere Elektronen am Austritt verhindert. Bei geschlitzten Röhren dagegen ist wegen des Spannungsunterschiedes  $u_{\sim}$  zwischen den Segmenten eine andere Potentialverteilung

vorhanden. Die Elektronenbahnen schreien dann von der Kathode fort, wie Abb. 3 veranschaulicht. Typisch ist, daß die Leitbahnen zu den Anodensegmenten geringeren Potentials hin ausbuchten und dadurch eine Elektronensteuerung zum niedrigeren Potential hin verursachen; dies ist die Bedingung für das Entstehen eines negativen Widerstandes, der eine Schwingungsanfängerung ermöglicht.

Einzelheiten über die Stromverteilung ergeben sich aus den statischen Kennlinien; Abb. 8 zeigt als Beispiel die mit einer Braunschen Röhre aufgenommenen Kennlinien einer Vierschlitzröhre. Aufgetragen ist in Abhängigkeit von der Spannungsaussteuerung  $\alpha_{u_{\sim}}$  die Aussteuerung der beiden Anodensegmentströme  $\alpha_{i_1}$  und  $\alpha_{i_2}$  ( $\alpha_{i_2}$  ist der besseren Anschaulichkeit wegen umgeklappt gezeichnet), die Aussteuerung des Kreiswechselstromes  $\alpha_{i_{\sim}} = \frac{\alpha_{i_1} - \alpha_{i_2}}{2}$  und die Anodenstromaussteuerung  $\alpha_{i_a} = \alpha_{i_1} + \alpha_{i_2}$ . Bei  $\alpha_{u_{\sim}} = 0$  sind die Leitbahnen rotations-symmetrisch, es bildet sich eine starke Raumladung um die Kathode aus, alle Stromaussteuerungen sind praktisch auf Null heruntergedrückt. Steigt  $\alpha_{u_{\sim}}$  (gleichgültig ob nach der positiven oder negativen Seite), so setzt bei stärkerer Unsymmetrie eine immer stärker werdende Stromaussteuerung ein, wobei das Segment geringeren Potentials den stärkeren Strom erhält; die Wechselstromaussteuerung  $\alpha_{i_{\sim}}$  hat deshalb den Charakter einer fallenden Kennlinie. Für  $\alpha_{u_{\sim}}$  dicht vor 2 sinkt die Stromaussteuerung für das Segment geringeren Potentials wieder, um für  $\alpha_{u_{\sim}} > 2$  Null zu werden. ( $\alpha_{u_{\sim}} > 2$  bedeutet, daß das Segment geringeren Potentials unter das Potential der Kathode hinabgeht, so daß eine Elektronenaufnahme unmöglich wird); die negative Kennlinie von  $\alpha_{i_{\sim}}$  klappt dann wieder ins Positive zurück, die Anodenstromaussteuerung  $\alpha_{i_a}$  bekommt bei  $\alpha_{u_{\sim}}$  dicht vor 2 in ihrem Anstieg einen Höcker

Die statischen Kennlinien, die sich für verschiedene Werte von  $k$  ergeben, sind in Abb. 9 dargestellt. Im oberen Diagramm ist die Differenz der Anodensegmentströme  $i_1 - i_2$  aufgetragen, im unteren Diagramm die Summe der Anodensegmentströme  $i_1 + i_2$ , beide in Abhängigkeit von der Spannung  $u_{\sim}$  zwischen den Anodensegmenten. Beim Magnetfeld 0 ( $k = \infty$ ) hat die Kurve  $i_1 - i_2$  keinen fallenden Charakter, der Anodenstrom  $i_1 + i_2$  bleibt bei allen Spannungsaussteuerungen praktisch konstant. Bei zunehmendem Magnetfeld (d. h. bei sinkendem  $k$ ) geht die Kurve  $i_1 - i_2$  in ihrem mittleren Teil in eine fallende Kennlinie über (der Übersichtlichkeit halber sind in diesem Bereich im Diagramm nur zwei Kurven durchgezogen), während der Anodenstrom  $i_1 + i_2$  bei kleinen Spannungsaussteuerungen auf Null absinkt. Die vollkommene Ausbildung der negativen Kennlinie setzt erst bei  $k < 1$  ein. Bei starker Steigerung des Magnetfeldes (d. h. bei kleinen Werten von  $k$ ) wird die Fortbewegungsgeschwindigkeit der Elektronen längs der Leitbahn  $v_L = E/B$  immer geringer und die Zahl der gleichzeitig im Entladungsraum befindlichen Elektronen

immer größer. Dabei steigt die Raumlading stark an, und der zu den Anodensegmenten übergehende Raumladingstrom wird immer schwächer. Aus diesem Grunde verflachen die Kennlinien für kleinere Werte von  $k$  immer stärker. Für sehr kleine Werte von  $k$  bleibt der negative Charakter der Kurven unverändert, jedoch die Stromaussteuerungen werden derart gering, daß eine Ausnutzung der Kennlinien

LM 29 ( $p = 2, r_a = 5 \text{ mm}$ )  
 $I_h = 6,1 \text{ A}, U_a = 30 \text{ V}$

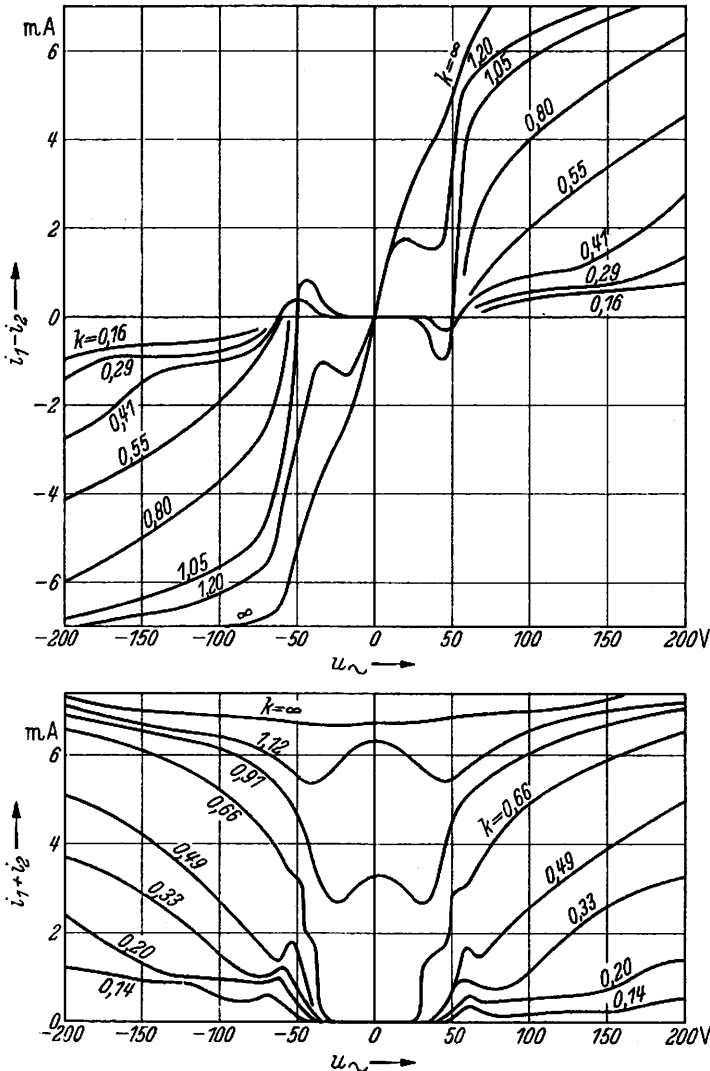


Abb. 9. Statische Kennlinien bei verschiedenen Werten der Krümmungszahl.

für die Schwingungserzeugung in diesem Gebiet unmöglich wird.

Die experimentelle Aufnahme der statischen Kennlinien bereitet gewisse Schwierigkeiten, weil die Habannröhren außerordentlich leicht zu niederfrequenten oder hochfrequenten Schwingungen neigen. Die Aufnahme der Kennlinien erfolgte bei 50 Hz. Das niederfrequente Anschwingen wird begünstigt durch die Streuinduktivitäten der im Versuchsaufbau vorhandenen Transformatoren; Abhilfe läßt sich schaffen durch Anwendung von streuungslosen Ringtransforma-

toren. Besonders leicht neigen die Habannröhren zum Anschwingen bei sehr hohen Frequenzen (vgl. unten). Als Schwingkreise für die hohen Frequenzen wirken meist die Zuleitungen zu den Anodensegmenten. Abhilfe läßt sich dadurch schaffen, daß die Zuleitungen aus dünnem Widerstandsdraht hergestellt werden; dies bedingt für die als Hochfrequenzresonanzkreis wirkende Schleife eine außerordentlich starke Dämpfung, während der sehr geringe Spannungsabfall für die Messung der statischen Kennlinien belanglos ist. Eine weitere Dämpfung, insbesondere für das innerhalb des Röhrenkolbens befindliche, aus Anodensegmentkapazität und Halterungsinduktivität gebildete Resonanzsystem wurde dadurch erzielt, daß die gesamte Röhre mit einem Dielektrikum von sehr hoher Verlustzahl umgeben wurde; hierzu erwies sich Rizinusöl als besonders geeignet (Verlustfaktor über 10%), weshalb für die Messungen die Röhre in ein Rizinusbad eingetaucht wurde.

2. Die Schwingkennlinien.

Die Schwingkennlinien bei niedrigen Frequenzen lassen sich grundsätzlich aus den statischen Kennlinien graphisch konstruieren, indem man eine sinusförmige Wechselspannungskurve an der Stromaussteuerungslinie spiegelt und aus der entstandenen Stromkurve die Grundwelle herausanalysiert. Dies Verfahren ist jedoch so umständlich und ungenau, daß eine experimentelle Aufnahme vorzuziehen ist.

Die Schwingkennlinien wurden ebenfalls bei 50 Hz aufgenommen. Da von dem Kreiswechselstrom nur die Grundwelle gemessen werden soll, muß ein Resonanzsystem verwendet werden. Da der Aufbau elektrischer Schwingungskreise für 50 Hz gewisse Schwierigkeiten bereitet, wurde ein mechanisches System vorgezogen; es wurde zur Strommessung ein Vibrationsgalvanometer nach H. Schering u. R. Schmidt [17] verwendet, das durch Veränderung der Magnetfelderregung eine sehr genaue Resonanzabstimmung gestattet.

Ein Beispiel für die bei 50 Hz aufgenommenen Schwingkennlinien und die zugehörigen Anodenstromlinien zeigen die Abb. 10 und 11. Die Kurven sind gemessen an einer Zweischlitzröhre (LM 4, Telefunken) bei sehr schwacher Heizung (Sättigungsstrom 0,8 mA), so daß ein Arbeiten im Sättigungsgebiet in fast allen Fällen gewährleistet ist. Auf Grund der Ähnlichkeitsbedingung (17) hat das Ergebnis ganz allgemeine Bedeutung für alle beliebigen Zweischlitzröhren bei niedrigen Frequenzen und geringer Emission. Die kennzeichnenden Punkte für die Eigenschaften der Schwingkennlinien sind die folgenden:

a) Für  $k > 1$  verlaufen die Schwingkennlinien nur im positiven Bereich, in dem eine Schwingungsanfachung unmöglich ist.

b) Die höchstmögliche negative Stromaussteuerung  $\alpha_T$  ist konstant (etwa gleich  $-0,2$ ) bei den verschiedenen Werten von  $k$ ; ausgenommen sind die  $k$ -Werte dicht vor 1 (die Abweichung bei  $-0,302$

erklärt sich daraus, daß infolge zu kleiner Anodenspannungen nennenswerte Raumladungen auftreten).

c) Mit abnehmendem  $k$  wird der Bereich für  $\alpha_V$ , in dem  $\alpha_I$  negativ ist, immer größer.

d) Die Anodenstromaussteuerung  $\alpha_{I_a}$  wird bei kleinerem  $k$  immer geringer; weil aber andererseits die

Schwingkennlinien bei niedrigen Frequenzen wurden bei einer größeren Reihe von Zwei- und Vierschlitzröhren im Gebiete der Sättigung und der Raumladung aufgenommen; sämtliche gemessenen Kennlinien, auf deren Wiedergabe an dieser Stelle verzichtet werden muß, bestätigen die Brauchbarkeit der Ähnlichkeitsbedingungen.

LM 4 ( $p = 1, r_a = 5 \text{ mm}$ )  $I_s = 0,8 \text{ mA}$

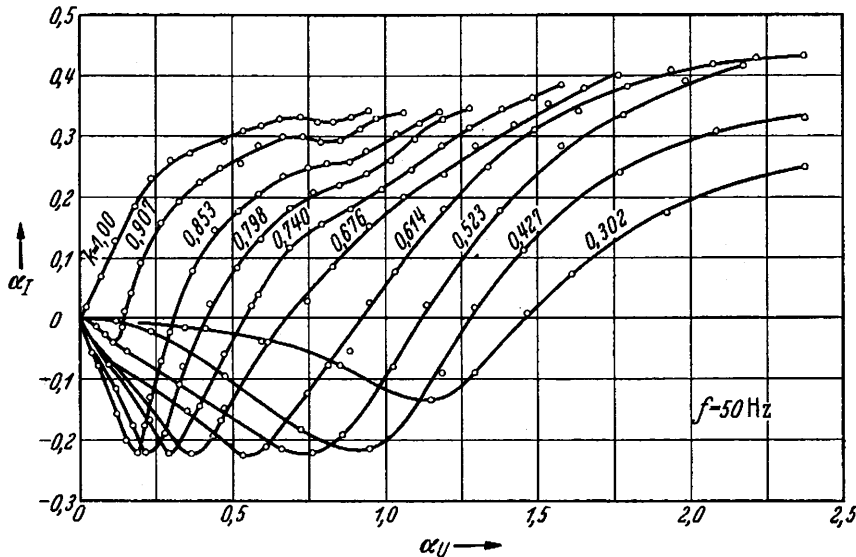


Abb. 10. Schwingkennlinien einer Zweischlitzröhre bei niedrigen Frequenzen.

Spitze der Stromaussteuerung  $\alpha_I$  konstant bleibt, wird der Wirkungsgrad in der Habannröhre immer besser mit kleiner werdendem  $k$  [vgl. Gl. (23)]. Dies liegt darin begründet, daß bei höherem Magnetfeld der Radius der Elektronenkreisbewegung um die Leitbahn kleiner wird, und daß deshalb die Elektronensteue-

Aus dem Verlauf der Kennlinien  $\alpha_I = f(\alpha_V)$  und  $\alpha_{I_a} = f(\alpha_V)$  erkennt man, daß für einen bestimmten Wert der Krümmungszahl  $k$  der Arbeitspunkt für den größtmöglichen Wirkungsgrad und die größte Schwingleistung ungefähr dort liegt, wo  $\alpha_I$  seinen negativen Höchstwert erreicht. Größter Wirkungsgrad und größte Nutzleistung fallen also bei den Habannröhren am „Optimalpunkt“, dem Punkte größter negativer Stromaussteuerung, praktisch zusammen.

LM 4 ( $p = 1, r_a = 5 \text{ mm}$ )  $I_s = 0,8 \text{ mA}$

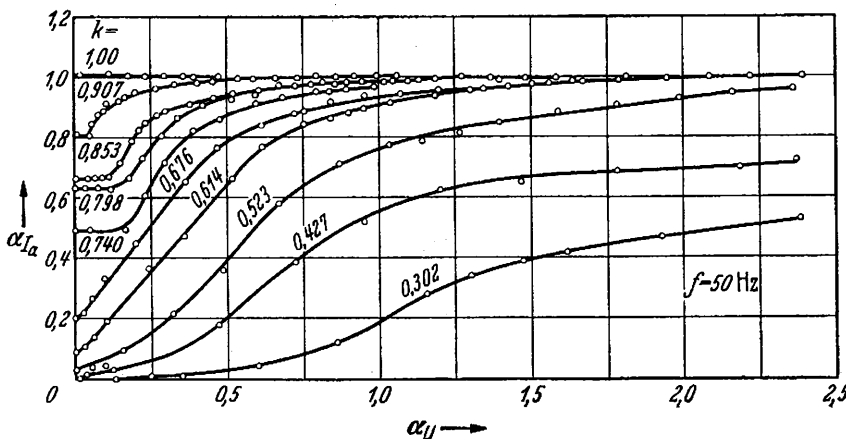


Abb. 11. Anodenstromlinien einer Zweischlitzröhre bei niedrigen Frequenzen.

rung auf die Segmente niederen Potentials immer sauberer wird, weil die Zahl der auf die positiveren Segmente fehllaufenden Elektronen abnimmt.

e) Wenn  $k$  den Wert 1 erreicht, ist  $\alpha_{I_a}$  bei allen Spannungsaussteuerungen unverändert gleich 1; es kann sich dann keine Raumladung mehr ausbilden, die eine Verminderung des Anodenstromes gegen den Kathodensättigungsstrom verursachen könnte.

Am Optimalpunkt hat der Kreiswechselstrom  $I = I_{opt}$  den höchsten Wert, und die Wechselspannung  $U = U_{opt}$  den niedrigsten Wert, den sie auf dem stabilen Ast der Schwingkennlinie überhaupt annehmen können. Der Widerstand  $R_{opt} = U_{opt}/I_{opt}$  ist daher der kleinste Resonanzkreiswiderstand, der sich mit der Habannröhre noch entdämpfen läßt. Verkleinert man den Resonanzkreiswiderstand unter den Wert  $R_{opt}$ , so müssen die Schwingungen abreißen; der Optimalpunkt ist also gleichzeitig auch der Abreißpunkt der Schwingungen. Macht man den Resonanzkreiswiderstand größer als  $R_{opt}$ , so ergibt sich stets eine stabile Schwingungserzeugung, allerdings mit kleinerer Nutzleistung und kleinerem Wirkungsgrad als am Optimalpunkt.

Um zu überblicken, wie der im Betrieb vorhandene Wert der Krümmungszahl  $k$  die Lage und die Eigen-

schaften des Optimalpunktes beeinflusst, sind in den Abb. 12 bis 15 die Eigenschaften des Optimalpunktes in Abhängigkeit von  $k$  für alle durchgeführten Meßreihen aufgetragen. Die Berechnung der Größen ist mit Hilfe der Formeln (23) bis (25) durchgeführt.

Die Spannungsaussteuerung  $\alpha U_{opt}$  am optimalen Arbeitspunkt (Abb. 12) ist bei  $k=1$  Null und nimmt bei kleiner werdenden Werten von  $k$  ständig zu.  $\alpha U_{opt}$  ist im Raumladungsgebiet größer als im Sättigungsgebiet.

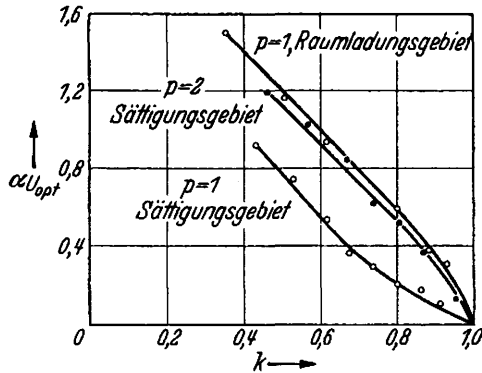


Abb. 12. Spannungsaussteuerung am Optimalpunkt.

gungsgebiet, und bei Vierschlitzröhren größer als bei Zweischlitzröhren.

Der optimal erreichbare Wirkungsgrad  $\eta_{opt}$  (Abb. 13) nimmt mit fallendem  $k$  ständig zu. Er ist im Raumladungsgebiet größer als im Sättigungsgebiet, und bei Vierschlitzröhren größer als bei Zweischlitzröhren. Wirkungsgrade von mehr als 50% sind leicht erreichbar.

Die optimal abgebbare Leistung  $N_{opt}$  (Abb. 14) steigt im Verhältnis zu  $N_0$  mit abnehmendem  $k$  an,

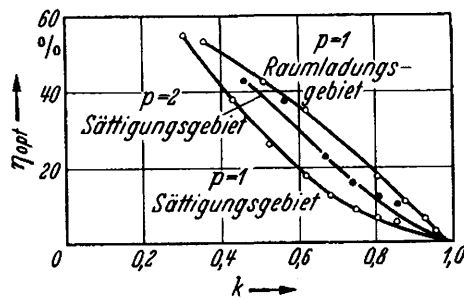


Abb. 13. Wirkungsgrad am Optimalpunkt.

und zwar im Sättigungsgebiet stärker als im Raumladungsgebiet.

Der am Optimalpunkt vorhandene Wechselstromwiderstand  $R_{opt}$  (Abb. 15) steigt im Verhältnis zu dem bei abgeschaltetem Feld wirksamen Gleichstromwiderstand  $R_0$  mit abnehmendem  $k$  ebenfalls an, und zwar im Raumladungsgebiet stärker als im Sättigungsgebiet und bei Vierschlitzröhren stärker als bei Zweischlitzröhren. Bei  $k=1$  geht  $R_{opt}$  bis auf Null herunter; weil bei einem Habansender Schwingungsanfachung immer nur dann möglich ist, wenn  $R_{opt}$  kleiner ist als der Resonanzwiderstand des angeschlossenen Schwingkreises, so ergibt sich, daß für  $k$  dicht bei 1 die Röhre stets anschwingen muß (vgl. hierzu

die Arbeit von E. Habann [10]). Je größer der Resonanzwiderstand des Schwingkreises ist, um so mehr kann man  $k$  verkleinern, ohne ein Abreißen befürchten zu müssen, und um so größer werden Nutzleistung und Wirkungsgrad.

Zusammenfassend läßt sich über die Schwingungserzeugung mit Habannröhren bei niedrigen Frequenzen

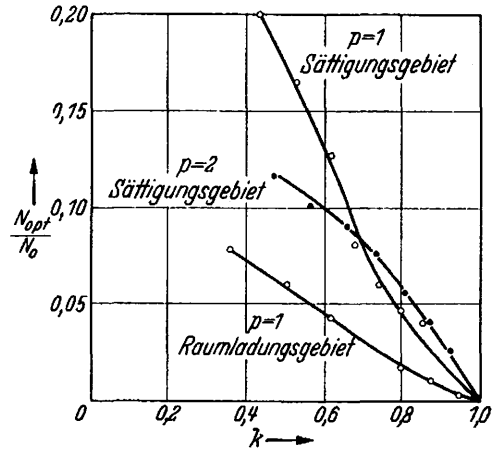


Abb. 14. Leistungsverhältnis am Optimalpunkt.

folgendes aussagen: Die Habannröhren sind für alle Werte der Krümmungszahl  $k$  unterhalb von 1 schwingfähig. Für den praktischen Betrieb ist eine Grenze des Schwingbereiches dadurch gegeben, daß die Resonanzwiderstände der angeschlossenen Schwingkreise nicht beliebig groß gemacht werden können. Je größer der Schwingkreis-Resonanzwiderstand ist, um so kleinere Werte der Krümmungszahl  $k$  können erreicht werden, und um so besser werden gleichzeitig

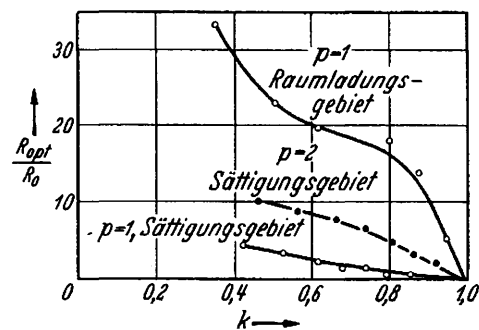


Abb. 15. Widerstandsverhältnis am Optimalpunkt.

die Wirkungsgrade. Für die untersuchten Habannröhren (LM 4, LM 29, Telefonen) müssen die Resonanzwiderstände für günstige Schwingungserzeugung mindestens eine Größenordnung von 100 k $\Omega$  erreichen.

#### D. Das Verhalten der Habannröhren bei hohen Frequenzen.

##### 1. Allgemeine Vorbemerkungen.

Bei hohen Frequenzen ändern sich die Eigenschaften der Habannröhren dadurch, daß während der Zeit des Elektronenüberganges zwischen Kathode und Anode eine nennenswerte Veränderung der Potentialverteilung im Entladungsraum eingetreten ist. Die Veränderung der Elektronenbahnen läßt sich nach

der graphischen Konstruktion entsprechend Abschnitt B, 2 ermitteln.

Abb. 5 zeigt eine Bahnkonstruktion für zeitlich unveränderten Spannungsunterschied  $u_{\sim}$  zwischen den Anodensegmenten  $A_1$  und  $A_2$ . Für die gleichen Bedingungen des Magnetfeldes und der Anodengleichspannung ist in Abb. 16 eine Bahnkonstruktion unter der Annahme durchgeführt, daß sich die Spannung  $u_{\sim}$

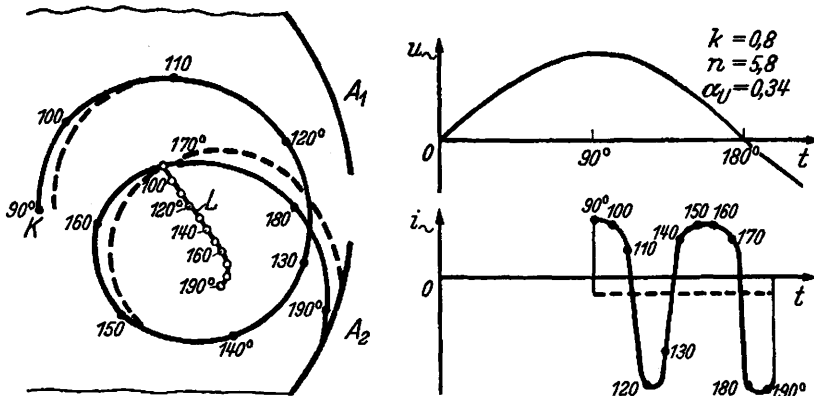


Abb. 16. Elektronenbahn und Influenzstrom bei hoher Frequenz (Start im Spannungsmaximum).

während des Elektronenfluges stark verändert ( $n=5,8$ ); dabei ist angenommen, daß der Elektronenstart im Augenblick des Höchstwertes der sinusförmigen Wechselspannung erfolgt. Durch Vergleich der Abb. 5 und 16 erkennt man, daß die Elektronenbahn (stark ausgezogene Kurven) sich verhältnismäßig wenig verändert hat; lediglich die Leitbahn  $L$  biegt bei Abb. 16 in ihrem unteren Ende um, weil bei der Phasenlage  $180^\circ$  infolge des Nulldurchgangs von  $u_{\sim}$  die Leitbahn

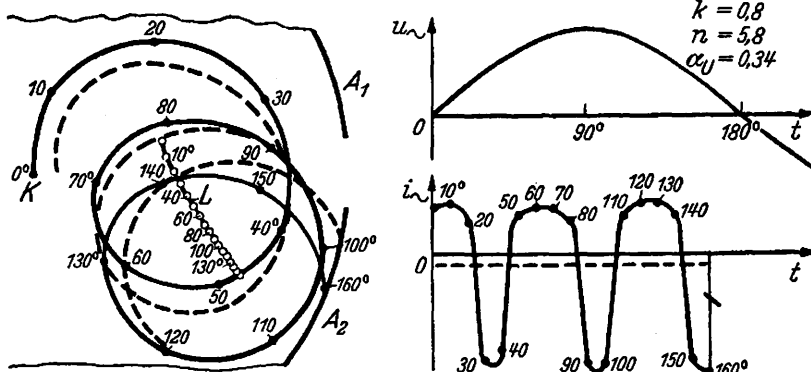


Abb. 17. Elektronenbahn und Influenzstrom bei hoher Frequenz (Start bei Spannung Null).

konzentrisch zur Kathode verlaufen muß. Wesentlich stärker verändert sich die Elektronenbahn, wenn man den Startaugenblick beim Nulldurchgang von  $u_{\sim}$  annimmt, wie dies in Abb. 17 geschehen ist. Hier hat die Leitbahn zu Anfang ( $0^\circ$ ) einen konzentrischen Verlauf, um dann im weiteren Zeitverlauf nach außen in Richtung auf  $A_2$  fortzuschreiten. In diesem Falle macht das betrachtete Elektron einen Umlauf mehr als bei den obigen Beispielen.

Ebenso wesentlich wie die Veränderung der Elektronenbahnen ist die Wirkung des influenzierten

Anodenstromes bei hohen Frequenzen. In den Abb. 16 und 17 sind in der rechten Bildhälfte die Spannungen  $u_{\sim}$  und die influenzierten Wechselströme  $i_{\sim}$  aufgetragen. Die Kurven des Stromes haben hier eine andere Bedeutung als im Gleichspannungsfall nach Abb. 5; es interessiert hier nicht der Gleichstrommittelwert der Stromkurve, sondern der konphas zur Wechselspannung wirksame Stromstoß. Beispielsweise kann

in Abb. 16 der von dem Elektron influenzierte Strommittelwert nicht so wirksam sein wie beim Gleichstromfall, da sich gegen Ende des Elektronenüberganges die Richtung der Spannung  $u_{\sim}$  bereits umgekehrt hat. Das schnelle Wechseln des Stromes mit  $\omega_0$  ist auch in diesem Gebiet der hohen Frequenzen bedeutungslos, da  $u_{\sim}$  keine Komponente von der Kreisfrequenz  $\omega_0$  aufweist. — Die Tatsache, daß in den Abb. 16 und 17 die Strommittelwerte gegen die Maximalwerte der Spannung phasenverschoben sind, darf nicht zu der Annahme führen, daß der Schwingmechanismus bei

hohen Frequenzen phasenbehaftet ist. Für die Vielzahl der nacheinander startenden Elektronen werden sich die Phasenverschiebungen der einzelnen Stromstöße zum Teil wieder herausheben.

Die Diagramme in Abb. 16 und 17 lassen ersehen, daß bei  $k=0,8$  und  $n=5,8$  die Ströme noch so verlaufen, daß eine Schwingungsanfächerung möglich ist. Wenn man jedoch  $n$  noch etwas weiter verkleinert, so hört die Möglichkeit der Schwingungsanfächerung bald auf, weil dann schließlich der Elektronenübergang eine noch längere Zeit in die entgegengesetzte Phase von  $u_{\sim}$  hinein dauert.

Die Untersuchung der Elektronenbahnen und die Messungen ergeben bei hohen Frequenzen noch eine zusätzliche Möglichkeit der Schwingungsanfächerung bei niedrigen Spannungsaussteuerungen, wo im Gebiet der niedrigen Frequenzen eine Schwingungserregung praktisch ausgeschlossen ist. Gerade diese besondere Art der Schwingungsanfächerung kennzeichnet die besondere Brauchbarkeit der Habannröhren im

Gebiete der kurzen Wellen. Bei niedrigen Frequenzen treten bei sehr niedrigen Spannungsaussteuerungen  $\alpha_U$  keine nennenswerten Stromaussteuerungen  $\alpha_I$  bei den Schwingkennlinien auf (vgl. Abb. 15 und 16). Bei niedrigen Frequenzen nämlich bilden die Leitbahnen bei geringen Spannungsaussteuerungen fast Kreise um die Kathode, die Elektronen kommen nur in sehr geringer Anzahl zur Anode herüber, und die Raumladung ist sehr hoch.

Bei hohen Frequenzen ändern sich diese Verhältnisse dadurch, daß die Leitbahnen der um die Kathode

umlaufenden Elektronen fortgesetzt ihre Form ändern. Dies kann den Bahnverlauf der Elektronen sehr stark abwandeln, wie die graphischen Konstruktionen in der Abb. 18 zeigen. Die Betriebsverhältnisse ( $k=0,8$  und  $n=5,8$ ) sind die gleichen wie in Abb. 16 und 17, es ist lediglich die Spannungsaussteuerung ( $\alpha_U=0,04$ ) erheblich geringer bemessen. Die beiden dargestellten Beispiele (Elektronenbahnkurven und darunter gezeichnete Diagramme für  $u_{\sim}$  und  $i_{\sim}$ ) behandeln zwei verschiedene Richtungen des Elektronenstarts von der Kathode, wobei die Startphase in beiden Fällen mit dem Momentanwert Null der Wechselspannung zusammenfällt. Im linken Konstruktionsbild der Abb. 18 verläuft die Elektronenleitbahn  $L$  unmittelbar beim Start in Form eines konzentrischen Kreises um die

hohen Frequenzen kann das Elektron eine erheblich längere Zeit im Felde bleiben und dadurch mehrere Wechselstromhalbwellen influenzieren. — Das rechte Konstruktionsbild der Abb. 18 zeigt eine andere Startrichtung des Elektrons. Hier liegt die Leitbahn in ihrer Umlaufphase nicht günstig zum Magnetfeld, so daß keine spiralförmige Bewegung nach außen auftritt. Stellenweise kommt in solchen Fällen das Elektron der Kathode außerordentlich nahe (zwischen  $150^\circ$  und  $160^\circ$ ). Die Bahn ist nicht bis zum Auftreffen des Elektrons konstruiert; meist prallt ein solches, nicht nach außen fortschreitendes Elektron auf die Kathode auf (oft mit sehr hoher Geschwindigkeit) und verursacht dadurch den bei Habannröhren vielfach beobachteten Rückheizeffekt [5].

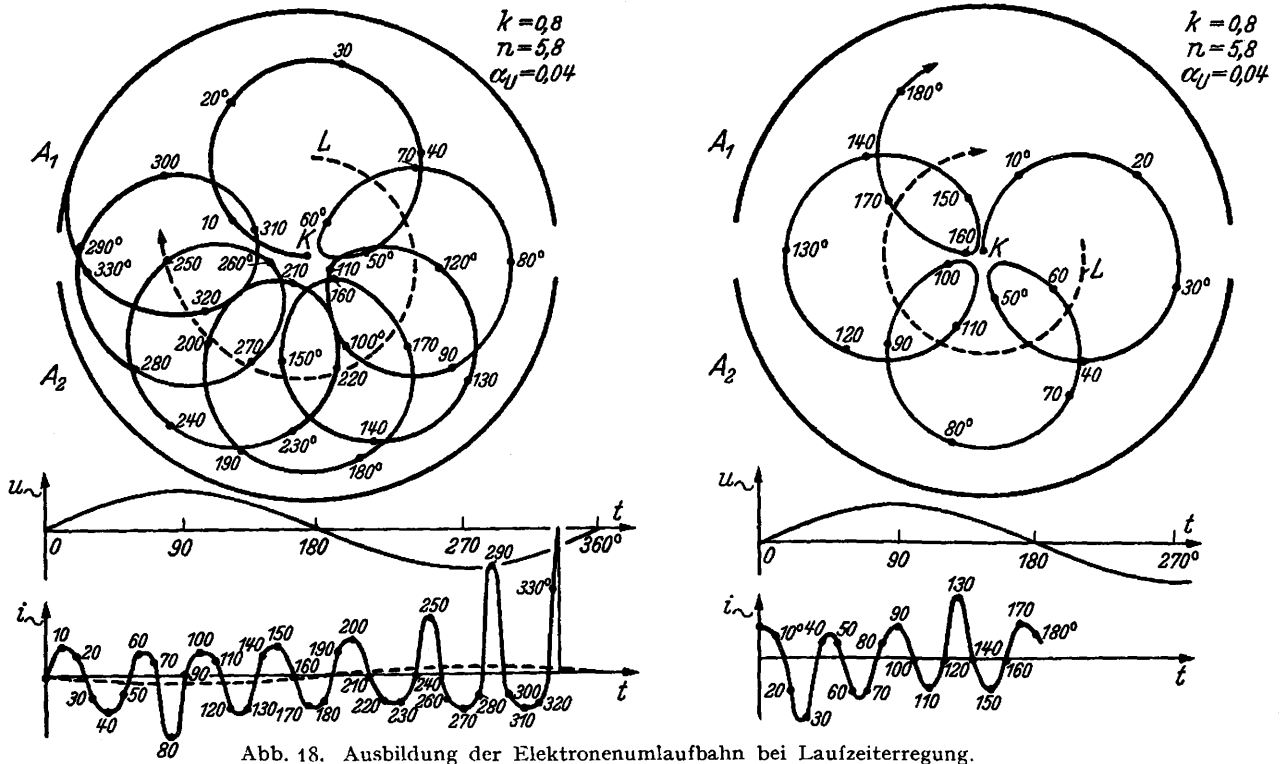


Abb. 18. Ausbildung der Elektronenumlaufbahn bei Laufzeiterregung.

Kathode, um dann infolge des Potentialanstiegs am Anodensegment  $A_1$  und des Potentialabsinkens am Anodensegment  $A_2$  nach außen hin auszubauhen und sich um einen geringen Betrag von der Kathode zu entfernen. Nach Verstreichen der ersten Halbwelle der Wechselspannung ( $180^\circ$ ) ist die Leitbahn vor das Segment  $A_2$  fortgeschritten und hat wieder die Form eines Kreises um die Kathode. In der nächsten Halbwelle vertauschen sich die Potentialverhältnisse auf den Segmenten  $A_1$  und  $A_2$ , die Leitbahn baucht deshalb weiter nach außen aus, bis schließlich gegen Ende der Halbperiode das Elektron auf das Segment  $A_1$  auftrifft. Der vom betrachteten Elektron influenzierte Strom besitzt eine Grundwelle, die im Stromdiagramm gestrichelt eingezeichnet ist. Der Anteil, den das Elektron in diesem Falle zum gesamten Kreiswechselstrom liefert, ist erheblich höher als der Beitrag, den es bei niedrigen Frequenzen liefern kann. Denn bei

Aus den graphischen Bahnkonstruktionen folgt somit: Bei genügend hohen Frequenzen und bei kleinen Spannungsaussteuerungen nehmen die Leitbahnen die Form von Spiralen an, die sich je nach Startphase und Startrichtung der einzelnen Elektronen nach außen oder nach innen schrauben. Die nach außen laufenden Elektronen influenzieren einen kräftigen Wechselstrom; die nach innen laufenden prallen größtenteils auf die Kathode auf und verursachen eine Rückheizung. — Diese Art der Schwingungserzeugung, die ausschließlich bei hohen Frequenzen auftreten kann, ist durch die endliche Elektronenlaufzeit bedingt; sie soll deshalb im folgenden als „Laufzeiterregung“ bezeichnet werden.

Gegenüber dem Verhalten der Habannröhren bei niedrigen Frequenzen treten also bei hohen Frequenzen zwei neue Erscheinungen auf, nämlich die ausgeprägte Schwinggrenze und die Laufzeiterregung.

Schwinggrenze und Laufzeiterregung erfordern je ein ganz bestimmtes Verhältnis zwischen Fortschrittgeschwindigkeit auf der Leitbahn und Frequenz der Wechselfspannung. Deshalb muß die Schwinggrenze und ebenso die Laufzeiterregung in Arbeitsbereichen liegen, für die die Bedingung (20)  $k^2 n = \text{konst.}$  gilt, wobei der Wert der Konstanten in beiden Fällen ein anderer sein muß; die Zahlenwerte werden im folgenden experimentell bestimmt.

Alle durchgeführten Betrachtungen wurden für die Zweischlitzröhre durchgeführt. Bezüglich der Vierschlitzröhre ist festzustellen, daß die bei einer gewissen Frequenz zurückzulegenden Elektronenleitbahnwege etwa nur halb so groß sind wie bei der Zweischlitzröhre (gleiche Durchmesser der Anodenzylinder vorausgesetzt). Deshalb ist bei gleichen Leitbahngeschwindigkeiten die höchst erreichbare Frequenz für die Vierschlitzröhre doppelt so groß wie bei der Zweischlitzröhre, d. h. die kleinste Umlaufzahl hat bei der Vierschlitzröhre nur den halben Wert. Die Formeln für die Schwinggrenze und die Laufzeiterregung haben deshalb die allgemeine Form:

$$k^2 n p = \text{konst.} \quad (26)$$

### 2. Die Schwinggrenze.

Um die Lage der Schwinggrenze experimentell zu ermitteln, wurde an die zu untersuchende Habannröhre ein Lechersystem von möglichst hohem Resonanzwiderstand angeschlossen und auf verschiedene Frequenzen abgestimmt. Durch Verändern der Anodenspannung  $U_a$  und des Magnetfeldes  $B$  wurde nun der Bereich gesucht, in dem Schwingungen der

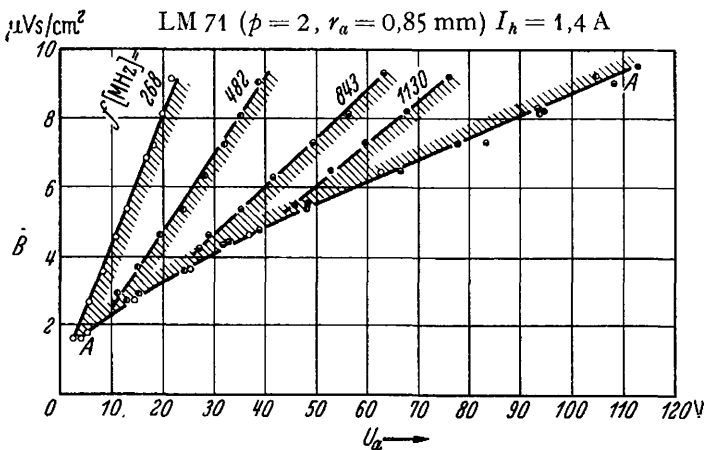


Abb. 19. Schwinggrenzen bei einer Vierschlitzröhre.

eingestellten Frequenz nachzuweisen waren. Ein gemessenes Beispiel für die Vierschlitzröhre LM 71 (Telefunken) zeigt Abb. 19. Hier sind die Bereiche von  $U_a$  und  $B$  eingezeichnet, in denen die Schwingungen einer bestimmten Frequenz festzustellen waren. Die eine Schwingbereichsgrenze, dargestellt durch die Linie  $A-A$ , ist bei sämtlichen Frequenzen die gleiche; sie hat näherungsweise die Form einer durch den Nullpunkt laufenden Parabel. Die zweite Schwingbereichsgrenze ist für die verschiedenen Frequenzen verschieden; die Grenzen sind durch den Nullpunkt ver-

laufende gerade Linien. Man erkennt, daß mit steigender Frequenz der Schwingbereich immer enger wird. — Diagramme nach Art der Abb. 19 wurden für eine große Zahl von Zwei- und Vierschlitzröhren aufgenommen; alle Diagramme zeigen grundsätzlich den gleichen Verlauf.

Entsprechend den Ähnlichkeitssätzen (17) und (18) müssen sämtliche gemessenen Kurven für die verschiedenen Frequenzen und für die verschiedenen Röhrentypen zusammenfallen, wenn man die Schwinggrenzen in Abhängigkeit von der Krümmungszahl  $k$

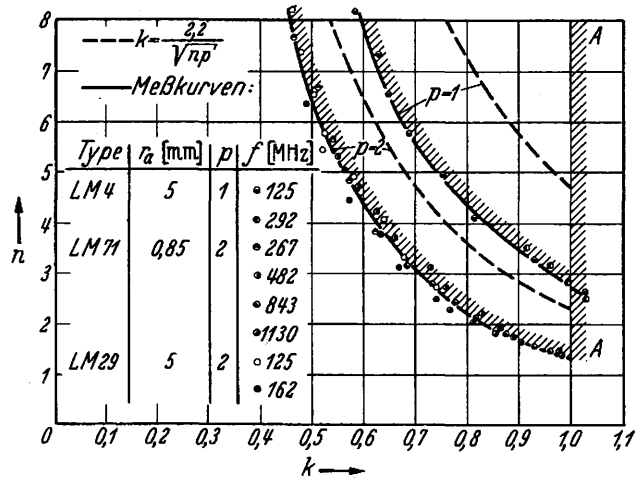


Abb. 20. Schwinggrenzen und Linien optimaler Laufzeiterregung bei Zwei- und Vierschlitzröhren.

und der Umlaufzahl  $n$  aufträgt. Dies bestätigt Abb. 20, in der die Umzeichnung für sämtliche gemessenen Fälle durchgeführt ist. Die parabelförmige Grenzlinie  $A-A$  nach Abb. 19 ist hier in die Gerade  $A-A$  bei  $k=1$  übergegangen (schraffiert angedeutet); die geradlinigen, für die verschiedenen Frequenzen geltenden Grenzen der Abb. 19 fallen in Abb. 20 auf eine einzige Parabel (stark ausgezogen) zusammen. Die Grenzparabeln sind lediglich für Zwei- und Vierschlitzröhren verschieden.

Stellt man für die Grenzparabeln die Gleichung auf, so ergibt sich mit vorzüglicher Genauigkeit:

$$k_{\text{grenz}} = \frac{1,7}{\sqrt{np}}, \quad (27)$$

oder bei entsprechender Umformung nach den Gl. (15) und (16):

$$p \lambda \frac{U_a}{v_a^2 B} = 690. \quad (28)$$

Dieses experimentelle Ergebnis bestätigt zugleich die Gültigkeit der näherungsweise aufgestellten Formel (26). — Der Schwingbereich eines Habannsenders reicht also von  $k=1$  bis  $k=k_{\text{grenz}}$ . Bei niedrigen Frequenzen geht  $k_{\text{grenz}}$  praktisch auf Null herunter und tritt deshalb nicht in Erscheinung.

### 3. Die Laufzeiterregung.

Das Gebiet der Laufzeiterregung ist dadurch ausgezeichnet, daß die Schwingungsanfänger bei kleinen Wechselfspannungen und großen Wechselströmen erfolgt; der Resonanzwiderstand kann deshalb verhältnismäßig klein sein, ohne daß ein Abreißen der



Schwingungen auftritt. Deshalb treten die Schwingungen bei hohen Frequenzen besonders leicht auf; dies ist bei statischen Messungen sehr störend (vgl. Abschnitt C, 1). Das Gebiet der Laufzeiterregung ist außerdem das Gebiet des höchstmöglichen Wirkungsgrades der Habannröhren, wie Messungen zeigten. Dies ist bereits in der Arbeit von F. Herriger und F. Hülster [8] derart ausführlich untersucht worden, daß auf die Wiederholung der Messungen verzichtet wurde. Das Ergebnis ist folgendes: Den höchstmöglichen Wirkungsgrad im Gebiet der Laufzeiterregung erhält man, wenn man die Krümmungszahl  $k$  und die Umlaufzahl  $n$  wählt entsprechend der Beziehung:

$$k_{\text{opt}} = \frac{2,2}{\sqrt{n p}} \quad (29)$$

oder

$$p \lambda \frac{U_a}{v_a^2 B} = 1100 \quad (30)$$

(vgl. [8] und [11], ferner Abb. 20). Die Größe des optimalen Wirkungsgrades im Laufzeitgebiet ist höher als bei niedrigen Frequenzen; Herriger und Hülster messen Wirkungsgrade bis zu 70%.

Die Erscheinung der Laufzeiterregung macht sich geltend, wenn die Frequenz genügend hoch ist. Wichtig ist es, die Grenze zu ermitteln, bei der keine Laufzeiterregung mehr auftritt, und an der die für niedrige Frequenzen gemessenen Schwingkennlinien gelten. Weil die Laufzeitkennlinien sich in stetem Übergange aus den bei niedriger Frequenz vorhandenen Schwingkennlinien ausbilden, kann diese Grenze nicht scharf ausgeprägt sein. Sie läßt sich ungefähr aus dem Verlauf der unten wiederzugebenden Schwingkennlinien abschätzen. Das Gebiet der Laufzeiterregung ist begrenzt, wenn die Krümmungszahl  $k$  folgenden Wert übersteigt:

$$k_L = \frac{2,6}{\sqrt{n p}}, \quad (31)$$

oder wenn die Anodenspannung größer wird als der Wert  $U_a$ , der sich aus folgender Beziehung ergibt:

$$p \lambda \frac{U_a}{v_a^2 B} = 1600. \quad (32)$$

#### 4. Die Schwingkennlinien.

Den vollständigen Überblick über das Verhalten der Habannröhren bei hohen Frequenzen erhält man ebenso wie bei niedrigen Frequenzen aus den Schwingkennlinien. Im Verlauf der Schwingkennlinien müssen sich zugleich sämtliche Eigenheiten der Schwinggrenze und der Laufzeiterregung zeigen.

Die Messung der Schwingkennlinien, die im Gebiet der Dezimeterwellen selbstverständlich nach völlig anderen Verfahren durchgeführt werden muß, ist in Abb. 21 dargestellt. Das Verfahren beruht auf folgendem: Ein Schwingkreis, dargestellt durch das Lechersystem  $L_2$ , wird künstlich gedämpft durch die Widerstände  $R_3$  und kann durch die angeschaltete Habannröhre  $H_2$  entdämpft werden. Der Schwingstrom  $I_2$  des Kreises wird gemessen durch eine über den Koppelbügel  $K_2$  angekoppelte Diode  $D_2$ . Der Kreis wird über eine Koppelleitung mit einem Hilfssender gekoppelt, der im Beispiel der Abb. 21 ebenfalls durch

einen Habanssender dargestellt ist.  $H_2$  ist die Röhre, deren Schwingkennlinien aufgenommen werden sollen; die Dämpfung durch  $R_3$  muß stets so groß sein, daß das Empfängersystem  $L_2$  nicht selbständig schwingt. Führt man vom Sender her Energie zu, so ist die Größe des Schwingstromes  $I_2$  ein Maß für die an der Habannröhre  $H_2$  liegende Hochfrequenzspannung. Wird dann  $H_2$  durch Öffnen des Anodenkreises mittels des Schalters  $S$  abgeschaltet, so ändert sich bei unverändert schwingendem Sender und bei unveränderter Kopplung der Schwingstrom  $I_2$  um einen bestimmten Betrag  $\Delta I_2$ .  $\Delta I_2$  ist ein Maß dafür, wie stark die Habannröhre  $H_2$  den Kreis entdämpft, bzw. welchen Nutzstrom sie an den Kreis abgibt. Führt man diese

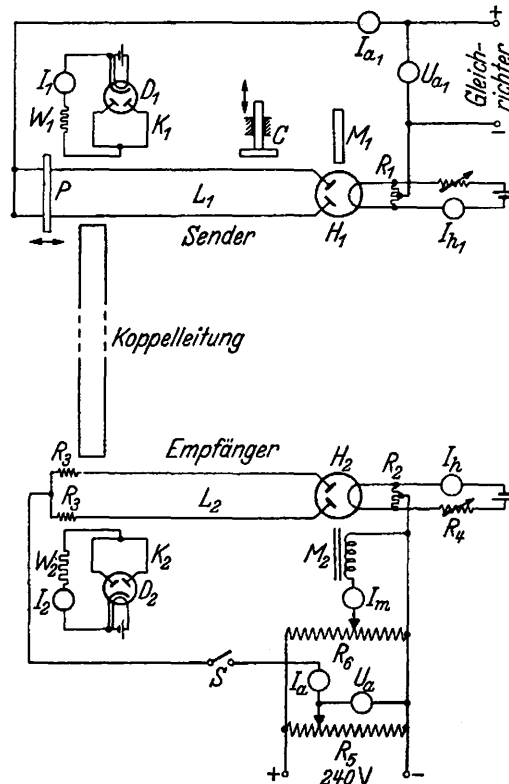


Abb. 21. Versuchsschaltung zur Aufnahme von Schwingkennlinien bei hohen Frequenzen.

Messung bei verschiedenen eingestellten Senderintensitäten durch, so stellt die Kurve  $\Delta I_2 = f(I_2)$  die Schwingkennlinie der Habannröhre in relativem Maßstab dar; Ströme und Spannungen in absoluten Größen zu messen, gelingt im Gebiete der Dezimeterwellen nicht. Wesentlich ist, daß die gesamte Meßreihe bei unveränderter Frequenz durchgeführt wird, so daß die Eigenschaften der Schwingkreise herausfallen.

Das Meßverfahren besitzt im Gebiete kräftiger Laufzeiterregung eine Grenze, weil es hier meist nicht gelingt, den Kreis  $L_2$  so stark zu dämpfen, daß eine Eigenschwingung des Empfängersystems unterbleibt. Würde man dagegen die Dämpfung des Systems außerordentlich stark erhöhen, so brauchte man einen Hilfssender, der eine sehr hohe Nutzleistung abgeben kann, damit die Messung auch in den Gebieten möglich wird, wo die Entdämpfung durch  $H_2$  niedrig ist.

Die bei einer Zweischlitzröhre (LM 4, Telefunken) gemessenen Schwingkennlinien zeigt Abb. 22. Es sind hier die bei 71 MHz gemessenen Schwingkennlinien den Schwingkennlinien bei 50 Hz gegenübergestellt. Aus dem Vergleich sind folgende Tatsachen zu entnehmen: Bei hohen Frequenzen hören ungefähr oberhalb der in Gl. (27) festgelegten Grenze die Schwingkennlinien auf, in das negative Gebiet hineinzulaufen (vgl.  $k=0,427$ ). Je mehr sich  $k$  von höheren Werten her dem Wert  $k_{\text{grenz}}$  nähert, um so stärker verflachen

LM 4 ( $p = 1, r_a = 5 \text{ mm}$ )  $B = 1,83 \mu\text{Vs}/\text{cm}^2$   $I_h = 6,0 \text{ A}$

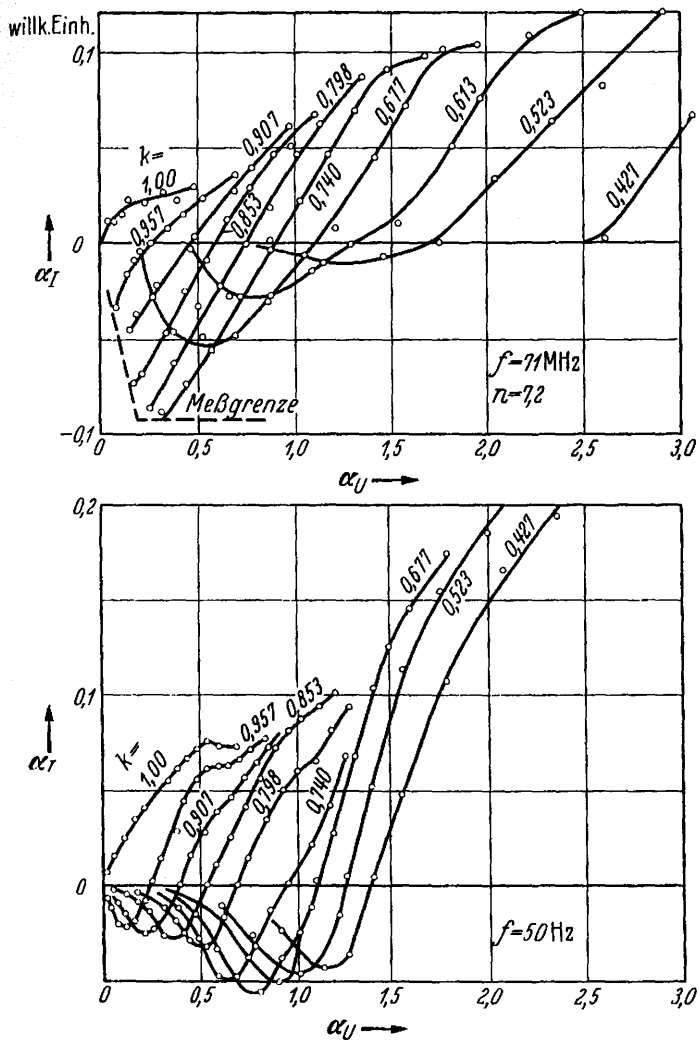


Abb. 22. Schwingkennlinien einer Zweischlitzröhre bei hoher und niedriger Frequenz.

die Schwingkennlinien (vgl.  $k = 0,523$  und  $0,613$ ). — Im Bereiche  $k = 0,740$  bis  $0,957$  steigen die Schwingkennlinien gegenüber den entsprechenden Kurven bei niedrigen Frequenzen außerordentlich stark an; hier wird die oben geschilderte Meßgrenze erreicht, und der Höchstwert des Anstieges kann nicht mehr gemessen werden. Es ist dies das Gebiet der Laufzeiterregung, in dem bei kleinen Spannungen große Ströme möglich sind. Die zu den Schwingkennlinien gehörenden Anodenstromlinien sind in Abb. 23 dargestellt. Man erkennt, daß im Gebiet der Laufzeit-

erregung der Anodenstrom bei kleinen Spannungsaussteuerungen bei weitem nicht so stark absinkt wie bei niedrigen Frequenzen; dies liegt daran, daß bei der Laufzeiterregung die Elektronen auf spiralförmigen Bahnen zum Anodenzyylinder weggeführt werden.

Es wurde eine größere Anzahl von Schwingkennlinien für verschiedene Werte von  $n$  bei Zwei- und Vierschlitzröhren aufgenommen; auf die Wiedergabe kann verzichtet werden, da sämtliche Kennlinien in gleicher Form das Verhalten der Habannröhren in den Arbeitsbereichen  $k_{\text{grenz}}$  und  $k_{\text{opt}}$  wiedergeben.

Zusammenfassend läßt sich über die Schwingungserzeugung mit Habannröhren bei hohen Frequenzen folgendes aussagen: Die Habannröhren sind schwing-

LM 4 ( $p = 1, r_a = 5 \text{ mm}$ )  $B = 1,83 \mu\text{Vs}/\text{cm}^2$   $I_h = 6,0 \text{ A}$

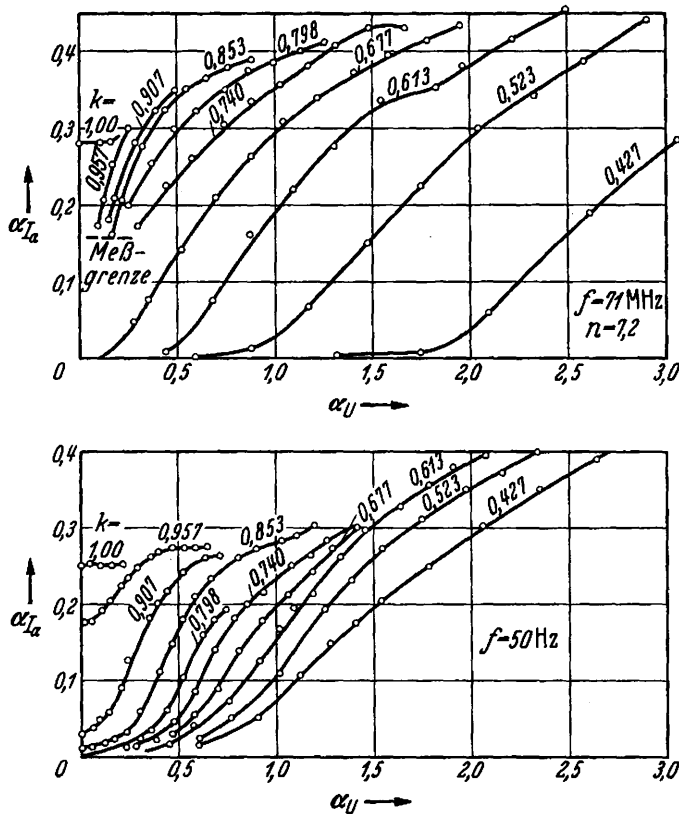


Abb. 23. Anodenstromlinien einer Zweischlitzröhre bei hoher und niedriger Frequenz.

fähig, wenn die Krümmungszahl zwischen  $k = 1$  und  $k_{\text{grenz}}$  (27) liegt. Kurz vor Erreichen der Schwinggrenze liegt bei  $k_{\text{opt}}$  (29) ein Optimum der Schwingungsanfachung, wo ein besonders günstiger Wirkungsgrad erzielt wird. Dort ist zugleich der kleinste Resonanzwiderstand vorhanden, der mit Habannröhren überhaupt noch entdämpft werden kann; bei normalen Röhren liegen diese Resonanzwiderstände größenordnungsmäßig bei  $10 \text{ k}\Omega$ .

**E. Zusammenfassung.**

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der theoretischen und experimentellen Untersuchung der Habannröhre in ihrem Verhalten als negativer Widerstand,

wobei die Messungen auf Zwei- und Vierschlitzröhren beschränkt wurden. Die Hauptergebnisse über die Eigenschaften der Habannröhre sind:

1. Die kennzeichnenden Größen für den Betriebszustand sind die Krümmungszahl  $k = \sqrt{-8m/q} \cdot \sqrt{U_a/B r_a}$  und die Umlaufzahl  $n = \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{-q}{m} B/\omega$ . Unabhängig von der absoluten Größe der Betriebsspannungen, des Magnetfeldes, der Röhrenabmessungen und der Betriebsfrequenz bleibt die Stromverteilung im Entladungsraum konstant, wenn  $k$  und  $n$  konstant gehalten werden.

2. Bei niedrigen Frequenzen ( $n \rightarrow \infty$ ) arbeiten die Habannröhren für den gesamten Bereich von  $k$  zwischen 0 und 1 als negative Widerstände. Der Wirkungsgrad bei Schwingungserzeugung wird um so größer, je kleiner die Krümmungszahl  $k$  ist; Wirkungsgrade von 50% sind leicht erreichbar. Ob ein Anschwingen erfolgt, hängt von der Größe des äußeren Resonanzwiderstandes ab; je größer der Außenwiderstand ist, um so kleiner kann  $k$  gewählt werden, und um so größer wird der Wirkungsgrad. Die erzeugten Schwingspannungen liegen in der Größenordnung der Anodengleichspannung.

3. Bei hohen Frequenzen reicht der Schwingbereich von  $k = 1$  bis zu der Grenze  $k_{\text{grenz}} = 1,7/\sqrt{n\phi}$ ; für  $k > k_L = 2,6/\sqrt{n\phi}$  ist der Mechanismus der Schwingungserzeugung der gleiche wie bei niedrigen Frequenzen. Zwischen  $k_L$  und  $k_{\text{grenz}}$  tritt bei  $k_{\text{opt}} = 2,2/\sqrt{n\phi}$  eine Laufzeiterregung ein, verursacht durch eine spiralförmige Elektronenleitbahn um die Kathode herum. Im Gebiet der Laufzeiterregung sind trotz kleiner Wechselspannungen infolge von Influenzwirkungen hohe Wechselströme möglich, so daß die Röhre auch bei kleinen Außenwiderständen zum Anschwingen neigt und einen vorzüglichen Wirkungsgrad aufweist (bis 70%).

Diese Ergebnisse wurden in der Hauptsache gewonnen durch folgende theoretische und experimentelle Untersuchungsverfahren:

Theoretische Untersuchungsverfahren:

1. Es wird das Verfahren der graphischen Konstruktion der Elektronenbahnen auf elektrische Wechselfelder ausgedehnt, wodurch man einen Überblick über die Elektronenbahnen in Hochfrequenzfeldern erhält.

2. Es wird eine allgemeine Näherungslösung für den Bahnverlauf der Elektronen aufgestellt, nach welcher die Elektronen in den Magnetfeldröhren Kreise durchlaufen mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_0 = \frac{q}{m} B$ , wobei der Kreismittelpunkt längs einer Äquipotentiallinie des elektrischen Feldes mit der Geschwindigkeit  $E/B$  fortschreitet.

3. Es werden Ähnlichkeitsbedingungen für den unveränderten Verlauf der Stromverteilung im Entladungsraum der Habannröhren abgeleitet, nach denen die Stromverteilung bei konstantem  $k$  und konstantem  $n$  unverändert bleibt. Näherungsweise bleibt die

Stromverteilung auch bei verändertem  $k$  und  $n$  konstant, wenn nur die Größe  $k^2 n$  konstant bleibt.

Experimentelle Untersuchungsverfahren:

1. Es werden an den Habannröhren Schwingkennlinien aufgenommen, die den Zusammenhang der zwischen den Anodensegmenten herrschenden sinusförmigen Wechselspannung mit der Grundwelle des im Anodenkreis fließenden Wechselstromes angeben. Bei niedrigen Frequenzen (50 Hz) wird die Grundwelle des Stromes mit einem Vibrationsgalvanometer bestimmt.

2. Es werden die Schwingkennlinien der Habannröhren im Bereich der Dezimeterwellen dadurch gemessen, daß die durch eine Habannröhre verursachte Entdämpfung bzw. Dämpfung eines Schwingkreises bestimmt wird.

Herrn Prof. Dr. Faßbender möchte ich für die stete Förderung meiner Arbeit und die Genehmigung, sämtliche Untersuchungen am Institut für elektrische Schwingungslehre und Hochfrequenztechnik der Technischen Hochschule Berlin durchführen zu dürfen, meinen ergebensten Dank aussprechen.

#### F. Schrifttum.

- [1] E. Habann, Eine neue Generatorröhre. Jb. drahtl. Telegraphie **24**, 115, 135 (1924). — [2] E. S. C. Megaw, An investigation of the magnetron-short-wave oscillator. J. Inst. electr. Engr. **72**, 326 (1933). — [3] W. Runge, Schwingungserzeugung mit dem Magnetron. Telefunkenztg. **15**, 69, 5 (1934). — [4] K. Fritz, Zur Schwingungserzeugung mit der Habannröhre. Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. **46**, 16 (1935). — [5] O. Pfetscher u. W. Puhlmann, Über Habann-Generatoren großer Leistung für Ultrakurzwellen. Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. **47**, 105 (1936). — [6] G. R. Kilgore, Magnetron oscillations for the generation of frequencies between 300 and 600 megacycles. Proc. Inst. Radio Engr. **24**, 1140 (1936). — [7] K. Posthumus, Oscillations in a split anode magnetron. Mechanism of generation. Wirel. Engr. **12**, 126 (1935). — [8] F. Herriger u. F. Hülster, Die Schwingungen der Magnetfeldröhren und ihre Erklärungen. Telefunken-Röhre Heft 7 u. 8, 71, 221 (1936). — [9] F. Fischer u. F. Lüdi, Die Posthumusschwingungen im Magnetron. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. **28**, 277 (1937). — [10] E. Habann, Eine alte Generatorröhre als Kurzwellensender und -empfänger. Lorenz-Berichte Heft 1/2, 55 (1937). — [11] F. W. Gundlach, Neuere Untersuchungen über Dezimeterwellensender mit Schlitzanoden-Magnetrons. Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. **48**, 201 (1936). — [12] F. W. Gundlach, Die Habannröhre und ihre Verwendung zur Erzeugung von Dezimeterwellen. Elektrotechn. Z. **58**, 653 (1937). — [13] O. Groos, Einführung in Theorie und Technik der Dezimeterwellen. Leipzig 1937. — [14] A. W. Hull, The effect of a uniform magnetic field on the motion of electrons between coaxial cylinders. Physic. Rev. **18**, 1, 31 (1921). — [15] E. Manns, Anordnung zur Erzeugung hochfrequenter Schwingungen mittels Röhren, die zwei Zylinderhälften als Anoden und einen Glühfaden in der Mitte besitzen. DRP. 450989. — [16] H. Barkhausen, Lehrbuch der Elektronen-Röhren, Bd. 1. Leipzig 1931. — [17] H. Schering u. R. Schmidt, Ein Vibrationsgalvanometer mit elektromagnetischer Abstimmung für niedrige Frequenzen. Z. Instrumentenkde. **38**, 1 (1918).

(Eingegangen am 10. März 1938.)