Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 13 (1940)
Heft: II

Artikel: Der Ultrakurzwellengenerator mit Phasenfocussierung (Klystron)
Autor: Lüdi, F.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111053

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 10.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Der Ultrakurzwellengenerator mit Phasenfocussierung (Klystron)

von **F. Lüdi.**
Brown, Boveri & Cie., Baden (Schweiz).

(17. II. 1940.)

Einleitung: In letzter Zeit ist die Hochfrequenzverstärkung und die Erzeugung von elektromagnetischen Wellen bis ca. 1 dm auf Grund des Prinzips der Phasenfocussierung eines Geschwindigkeitsmodulierten Elektronenstrahls durch die erzielten grösseren Leistungen von Bedeutung geworden (1, 2). Theoretische Ansätze zur Behandlung gewisser Einzelfragen wurden von verschiedenen Seiten gegeben. Insbesondere wurde einerseits die Strommodulation aus der Geschwindigkeitsmodulation, anderseits der Phasentreffpunkt in Abhängigkeit von der Wechselspannung, der Beschleunigungsspannung und der Frequenz berechnet (2, 3).

Zweck der vorliegenden Untersuchung ist, einen allgemeinen analytischen Ausdruck für den modulierten Strom zu finden, der beide Aussagen umfasst. Auf Grund dieses Ausdruckes wird die am Induktor durch die Elektronenpakete induzierte Wechselspannung, und hieraus der Verstärkungsfaktor berechnet. Für eine Rückkopplungsschaltung wird ein Ausdruck für die Anschwingbedingung aufgestellt (Amplituden- und Phasenbedingung). Weiter wird die Begrenzung der Wechselspannungsamplitude und der maximale Wirkungsgrad des Generators untersucht.

§ 1. Allgemeine Beziehung zwischen Geschwindigkeitsmodulation und Dichtemodulation.

Der Verstärker bzw. der Generator sei schematisch in Fig. 1 angedeutet:

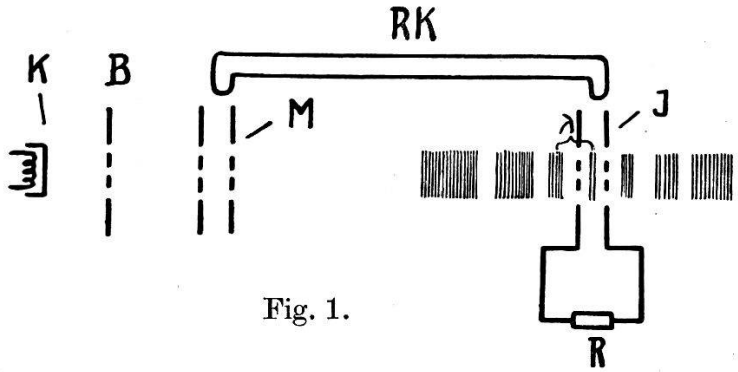

Fig. 1.

Ein von der Kathode emittierter Elektronenstrahl wird durch die Beschleunigungselektrode B auf eine Geschwindigkeit v_0 gebracht. Mit dieser Geschwindigkeit durchsetzt der Strahl ein Elektrodenpaar, den Modulator M, dessen angelegte hochfrequente Wechselspannung dem Elektronenstrahl eine Geschwindigkeits-

modulation erteilt. Nach einer durchlaufenden Wegstrecke l entstehen durch das gegenseitige Einholen Elektronenverdichtungen, die im Induktor I durch kapazitive Kopplung eine hochfrequente Wechselspannung induzieren. Der Induktor sei durch den komplexen Ersatzwiderstand $\mathfrak{R}$ geschlossen. Eine Rückkopplungsschleife RK führt im Fall des Generators einen Teil der Induktorwechselspannung an den Modulator zurück.

In diesem Paragraphen werde folgende Frage untersucht: Gegeben an der Stelle $x = 0$ die Verteilungsfunktion $f(x, t, v)$; wie gross ist die Dichte an der Stelle x? (Fig. 2). Der Modulator sei so

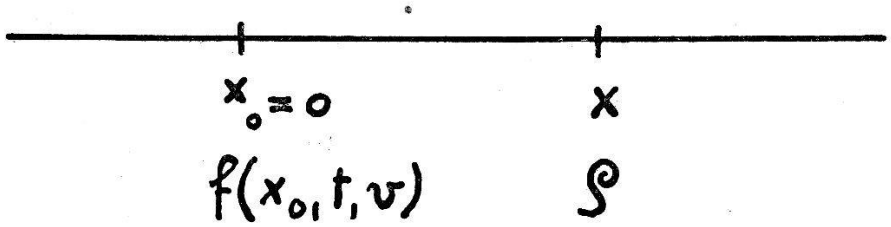

Fig. 2.

kurz, dass sein Wechselfeld während eines Elektronendurchgangs zeitlich konstant ist. Nach dem Modulator (x_0) hat man also eine solche Geschwindigkeitsverteilungsfunktion $f(x_0\, t, v)$, dass die Geschwindigkeit nur eine Funktion der Zeit an der Stelle $x = 0$ ist*). Für die modulierte Geschwindigkeit $v = v_0 + \Delta v$ gilt an der Stelle x die Kontinuitätsgleichung.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = 0. \tag{1}$$

f hat die allgemeine Lösungsform

$$f(x - v\,t, v). \tag{2}$$

Die Dichte ϱ an der Stelle x ist dann gegeben durch die Integration über sämtliche Geschwindigkeitswerte v. Sie entspricht der Integration in der molekülaren Wärmetheorie über sämtliche Geschwindigkeiten, um die Teilchendichte zu bestimmen. Dort ist das Verteilungsgesetz durch die MAXWELL-BOLTZMANN'sche Verteilungsfunktion gegeben. Von dieser Verteilungsfunktion kann man hier absehen, da die thermischen Geschwindigkeitsschwankungen klein sind gegen die durch das Wechselfeld am Modulator erzeugten. Es ist:

$$\varrho(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, t, v)\, dv = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x - v\,t, v)\, dv. \tag{3}$$

*) Die Behandlung dieser Frage verdanke ich einer Diskussion mit den Herren Prof. W. PAULI und Dr. M. FIERZ, Zürich, E.T.H.

Weil die Geschwindigkeiten der Elektronen erhalten bleiben (Nichtberücksichtigung der Zusammenstösse), so ist die Geschwindigkeit einer herausgegriffenen Elektronengruppe an der Stelle x zur Zeit t

$$g\left(t-\frac{x}{v}\right) \tag{4}$$

und man kann deshalb für die Verteilungsfunktion eine δ-Funktion einführen.

$$f(x, t, v) = \delta[v - g(t - x/v)] \tag{5}$$

$$f(0, t, v) = \delta[v - g(t)] \tag{5'}$$

d. h. weil zur Zeit $(t - x/v)$ nur eine bestimmte Geschwindigkeitsgruppe am Modulator ausgetreten ist und die Geschwindigkeit er-

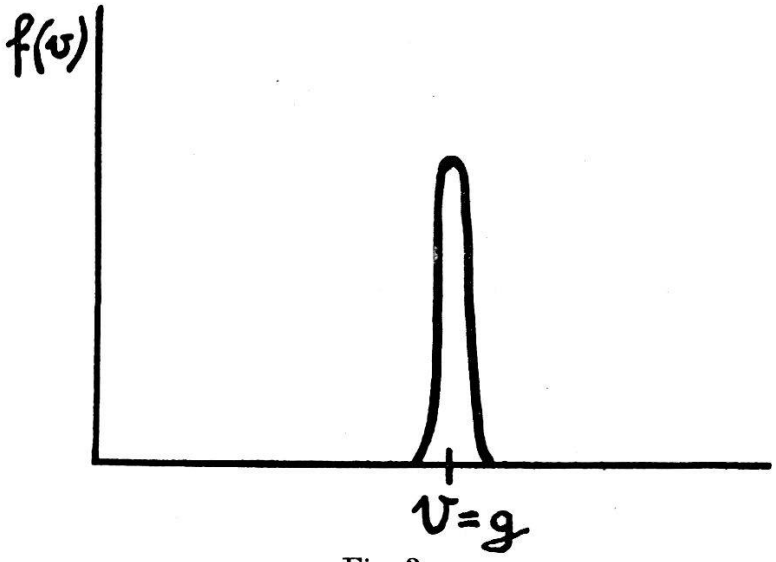

Fig. 3.

halten bleibt, so kann die Verteilungsfunktion an der Stelle x zur Zeit t für diese Geschwindigkeitsgruppe auf einen beliebig schmalen Geschwindigkeitsbereich zusammengedrängt werden, wobei die Verteilungsdichte beliebig gross wird und durch entsprechende Normierung infolge der endlichen Teilchenzahl festgelegt ist.

Die Dichte ist also

$$\varrho(x,t) = \varrho_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \delta[v - g(t - x/v)]\, dv\,. \tag{6}$$

Man mache die Variablentransformation:

$$v - g\left(t-\frac{x}{v}\right) = y \qquad dv = \frac{dy}{\frac{dy}{dv}} \qquad \frac{dy}{dv} = 1 - g'\left(t-\frac{x}{v}\right)\cdot\frac{x}{v^2}, \tag{7}$$

dann wird:

$$\varrho(x,t) = \int \delta(y)\, dy \cdot \frac{\varrho_0}{1 - g'\left(t - \frac{x}{v}\right) \cdot \frac{x}{v^2}} = \left[\frac{\varrho_0}{1 - g'\left(t - \frac{x}{v}\right) \cdot \frac{x}{v^2}}\right] \tag{8}$$

$$v = g\left(t - \frac{x}{v}\right)$$

wobei $\int \delta(y)\, dy$ auf 1 normiert sei. Der Index der eckigen Klammer bedeutet, dass alle Werte der Klammer, wo $v = g$ ist, zu summieren sind. (Man erkennt hier eine gewisse Analogie mit den Retardierungsproblemen der Elektrodynamik, entsprechend der Ähnlichkeit zwischen Wellengleichung und Kontinuitätsgleichung (1).)

§ 2.

Um für Gleichung (8) eine Lösung zu bekommen, muss für $g(t)$ bei $x = 0$ ein bestimmter zeitlicher Verlauf angenommen werden. Da für so hohe Frequenzen, wie sie hier in Betracht kommen, nur Sinusschwingungen realisierbar sind, so erkennt man, dass die Lösung von (8) infolge der transzendenten Gleichung für v auf analytischem Wege nicht angegeben werden kann; jedoch lässt sich eine graphische Diskussion leicht durchführen, die alle wesentlichen Züge wiedergibt. Zu diesem Zwecke werde das v, y Diagramm aufgezeichnet. Für die Geschwindigkeitsmodulation $g(t)$ gilt bei sinusförmiger Wechselspannung beliebiger Amplitude am Austritt des Modulators ($x = 0$)

$$g(t) = v_0 (1 + \alpha \sin \omega t)^{\frac{1}{2}} \tag{9}$$

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{U_0} \qquad \alpha = \frac{u_0}{U_0}$$

wobei U_0 die Beschleunigungsspannung ist.

Damit wird y an der Stelle x zur Zeit t

$$y = v - v_0 \left(1 + \alpha \sin \omega \left(t - \frac{x}{v}\right)\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{10}$$

Für verschiedene Werte von α bekommt man folgende Diagramme, wobei wir uns nur für v-Werte in der Nähe v_0 zu interessieren brauchen.

Die Figuren für verschiedene Zeitwerte sind durch Parallelverschiebung der v-Geraden zu erhalten (punktierte Linie in Fig. 4). Weiter ist zu bemerken, dass grössere x-Werte (bei konstantem α) sich auswirken wie grössere α-Werte. Von besonderem Interesse ist Fig. 6. Dieser Fall kann bei genügend grossem x für noch so

kleines α erreicht werden. Er ist als horizontale Wendetangente charakterisiert durch

$$\frac{dy}{dv} = 0; \qquad \frac{d^2 y}{dv^2} = 0. \tag{11}$$

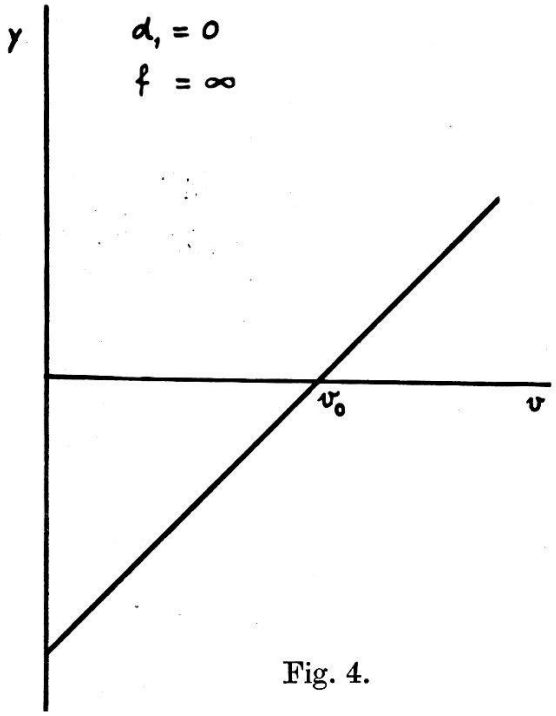

Fig. 4.

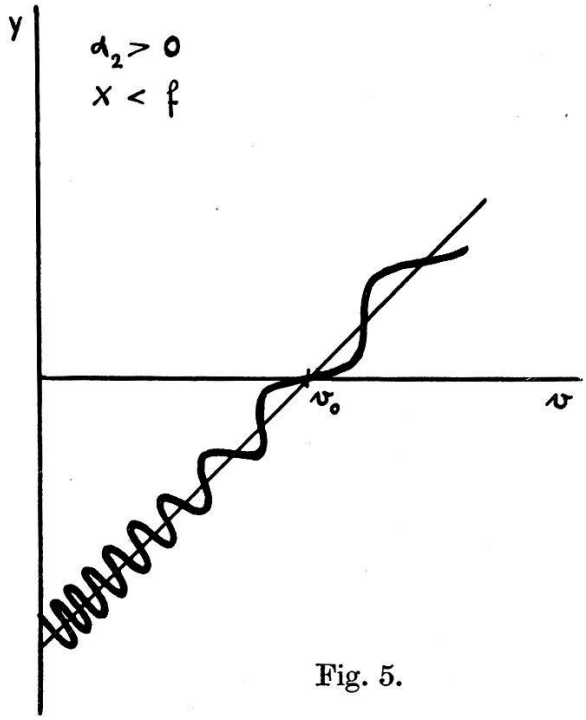

Fig. 5.

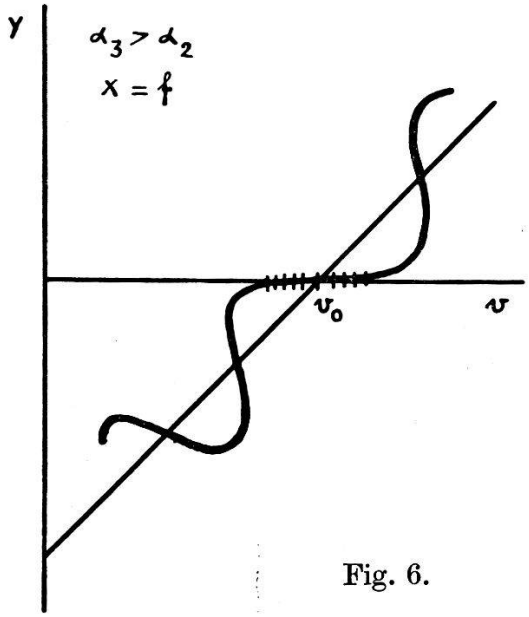

Fig. 6.

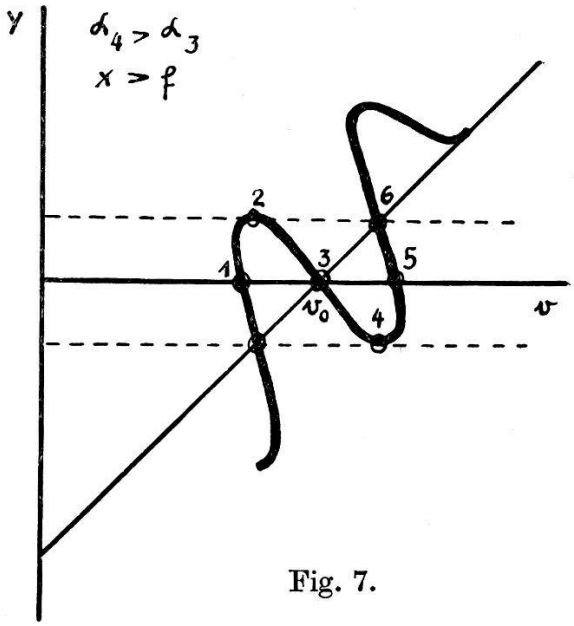

Fig. 7.

Da der Nenner in (8) gleich dy/dv ist, so bedeutet diese Stelle grösste Elektronenanhäufung. Sie wird nach Mayer und Kockel (4) als Phasenfocussierung zweiter Ordnung, nach Brüche und Recknagel als Phasentreffpunkt oder Brennpunkt mit der Brennweite $x = f$ gezeichnet; die beiden Gleichungen (11) bestimmen für eine sinusförmige Wechselspannung die Brennweite f.

Sie werden unter Berücksichtigung von (9), wobei $t - x/v = t_s$ (Startzeit) gesetzt ist.

$$\frac{dy}{dv} = 1 - \tfrac{1}{2}\frac{v_0 x}{v^2}(1 + \alpha \sin \omega t_s)^{-3/2} \cdot \alpha\, \omega \cos \omega t_s = 0$$

$$\frac{d^2 y}{dv^2} = \tfrac{3}{2}\frac{v_0}{v}(1+\alpha \sin \omega t_s)^{-1}\, \alpha \cdot \cos^2 \omega t_s + \frac{v_0}{v} \sin \omega t_s + \frac{2\, v_0}{\omega v^2} \cos \omega t_s = 0 \quad (12)$$

Hier machen wir eine Spezialisierung, auf deren Bedeutung wir später zurückkommen werden. Für kleine Wechselspannungen am Modulator $\alpha \ll 1$ weichen die modulierten Geschwindigkeiten v wenig von v_0 ab; das dritte Glied in der zweiten Gleichung (12) kann gestrichen werden. Mit diesen Näherungen $\alpha \ll 1$, $v \approx v_0$ werden die Gleichungen

$$\frac{dy}{dv} = 0 \quad : \quad 1 = \tfrac{1}{2}\frac{x}{v_0}\, \alpha\, \omega \cos \omega t_s$$

$$\frac{d^2 y}{dv^2} = 0 \quad : \quad \frac{2}{v_0\, \omega} \cos \omega t_s = -\sin \omega t_s \quad (13)$$

Sie müssen für ein bestimmtes t_s (Wendetangente) simultan erfüllt sein. Der zugehörige Ort $x = f$ (Brennweite) wird durch Elimination von t_s aus (13) erhalten. Es wird:

$$f = \frac{2\, v_0}{\alpha\, \omega} = \frac{2\sqrt{\frac{2\,e}{m}}\, U_0^{3/2}}{u_0 \cdot \omega} \quad (14)$$

ein Ausdruck, der mit demjenigen auf andere Art von Mayer und Kockel[4]) abgeleiteten übereinstimmt.

Für Distanzen x, die grösser als die Brennweite f sind, hat man die Verhältnisse der Fig. 7. Hier ist die Klammer (8) in einem bestimmten Zeitmoment für alle Schnitt- bzw. Berührungspunkte zu summieren. Die Elektronenanhäufung ist hier kleiner als im Brennpunkt, entsprechend den endlichen Häufungsstellen. Die Punkte 2 und 4 (und nur diese) bedeuten Phasenfocussierung 1. Ordnung bei Mayer und Kockel[4]) $dy/dv = 0$, die Schnittpunkte die Treffstellen bei Mayer[5]).

Für Distanzen x kleiner als die Brennweite f ist aus Fig. 5 ersichtlich, dass für jeden Zeitmoment der Schwingung die Klammer (8) nur aus einem einzigen Summand besteht. Bleiben wir bei

kleinen Wechselspannungen am Modulator $\alpha \ll 1$, so wird nach Entwicklung von (9)

$$g'\left(t-\frac{x}{v}\right) = \sqrt{\frac{2e}{m}}\sqrt{U_0}\cdot\tfrac{1}{2}\frac{u_0}{U_0}\,\omega\cos\omega\left(t-\frac{x}{v}\right) \tag{15}$$

und damit die Stromdichte $j\,(x, t)$ für $x < f$ wenn für $j_0 = -\varrho_0 v_0$ gesetzt wird.

$$j\,(x,t) = -\varrho\,(x,t)\cdot v_0 = \frac{j_0}{1-\frac{1}{2}\frac{u_0}{U_0}\frac{v_0\,\omega\,x}{v^2}\cdot\cos\omega\left(t-\frac{x}{v}\right)}. \tag{16}$$

Der Brennpunkt ist auch durch die Nullstelle des Nenners in (16) charakterisiert, wenn der cos gleich $+1$ ist, da sein Koeffizient nach Gleichung (14) den Wert $+1$ hat. Im Brennpunkt $l = f$ schwankt also die Stromdichte zwischen $j_0/2$ und ∞. Der Strom wird natürlich nicht unendlich, da die gegenseitige Abstossung der Elektronenfocussierung eine Grenze setzt. Aus (14) ist ersichtlich, dass die Brennweite f bei Beschleunigungsspannungen U_0 ca. 300 Volt und $u_0/U_0 = 1/10$ nur für sehr hohe Frequenzen in geometrisch brauchbare Dimensionen rückt. Für relativ kleine Wechselspannungen am Modulator lässt sich (16) für ein gegebenes l (Abstand Induktor—Modulator) entwickeln, wobei $v \approx v_0$ gesetzt wird

$$j\,(l, t) = j_0\left[1 + \frac{\Phi\,u_0}{2\,U_0}\cos(\omega t - \Phi)\right] \tag{17}$$

$$\Phi = \frac{\omega l}{v_0}\,\frac{\omega l}{\sqrt{\frac{2e}{m}}\sqrt{U_0}}.$$

Zum konstanten Strom überlagert sich also eine reine cos Schwingung; die Differenz $j\,(l, t) - j_0 = j_d$ stimmt mit dem Ausdruck von Metcalf & Hahn[1]) überein. Die Reduktion der Klammer (8) auf einen einzigen Summanden bedeutet, dass noch keine Überholungen der verschiedenen Elektronengruppen stattgefunden haben, diese vielmehr nur zusammengerückt sind. Wird u_0 grösser, so verzerrt sich die cos-Schwingung, jedoch erlaubt die Fourierentwicklung immer das Betrachten der ersten harmonischen, wobei die Amplitude entsprechend abzuändern ist.

§ 3. Berechnung der induzierten Wechselspannung am Induktor.

Für kleine Modulationsspannungen u und kleinen Abstand l (Fig. 8) gilt nach (17) für die im Induktor eintretende Wechsel-

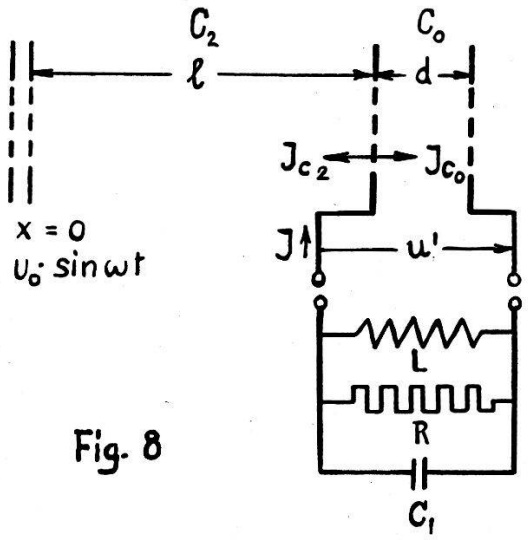

Fig. 8

stromdichte (positive Grössen in positiver x-Richtung)

$$j_d(x, t) = j(x, t) - j_0 = a x \cdot \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{v_0}\right) \tag{18}$$

$$a = \frac{j_0 \omega u_0}{2 v_0 U_0}$$

ausserdem gilt für jede Stelle x die Kontinuitätsgleichung

$$\operatorname{div} \mathfrak{r} = 0 \qquad \mathfrak{r} = j_x + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} \tag{19}$$

und damit:

$$j_d(x, t) = \mathfrak{r}(t) - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} \tag{20}$$

$\mathfrak{r}(t)$ ist eine räumliche Integrationskonstante und hängt von den äusseren Bedingungen ab. Aus (20) und (18) folgt durch Integration nach der Zeit von 0 bis t

$$\mathfrak{E}_x = 4\pi \int \mathfrak{r}\, dt - 4\pi a x \int \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{v_0}\right) dt = \mathfrak{E}_0(t)$$

$$- \frac{4\pi a x}{\omega} \sin\left(\omega t - \frac{\omega x}{v_0}\right) \tag{21}$$

und daraus die am Induktor induzierte Wechselspannung u' aus $\mathfrak{E}_x = -\frac{\partial u'}{\partial x}$ durch Integration von $x = l$ bis $x = l + d$

$$u' = -\int_l^{l+d} \mathfrak{E}_0(t)\, dx + \frac{4\pi a x}{\omega} \int_l^{l+d} \sin\left(\omega t - \frac{\omega x}{v_0}\right) dx$$

$$= -\mathfrak{E}_0 \cdot d + \frac{4\pi\, 2 v_0 a l}{\omega^2} \sin\left[\omega t - \frac{\omega (d + 2l)}{2 v_0}\right] \sin\frac{\omega d}{2 v_0} \tag{22}$$

hierbei ist ax/ω als langsam Veränderliche vor das Integralzeichen genommen*). Sei

$$v_0 = \nu \cdot \lambda\,, \qquad \frac{\omega}{v_0} = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{23}$$

wobei λ die Paketlänge der Elektronenverdichtungen ist, Fig. 1 und γ die Frequenz der Modulationsspannung; dann kann (22) auch geschrieben werden

$$u' = -\mathfrak{E}_0 \cdot d + b \sin\frac{\pi d}{\lambda} \sin\left(\omega t - \frac{\omega l}{v_0} - \frac{\pi d}{\lambda}\right) \tag{24}$$

$$b = \frac{4\pi j_0 u_0 l}{\omega U_0}$$

Für $\sin \pi d/\lambda = 1$ ist die induzierte Wechselspannung ein Maximum, d. h. wenn die Induktordicke d gerade ein ungeradzahliges Vielfaches einer halben Paketlänge λ ist

$$d = (2n + 1)\frac{\lambda}{2}. \tag{25}$$

Diese Bedingung ist mit (23) gleichbedeutend mit der Forderung, dass die Durchgangszeit $T' = d/v_0$ ein ungeradzahliges Vielfaches einer halben Schwingungsdauer $T/2 = \pi/\omega$ sei,

$$T' = (2n + 1)\frac{T}{2} \tag{26}$$

eine Forderung, die für die Energieabgabe verständlich ist; die Dicke d könnte allerdings auch kleiner sein, im Grenzfall unendlich dünn, die einzelnen Elektronen würden ihre Energie entsprechend der Potentialdifferenz ändern; aber zugleich würde die induzierende Raumladung zwischen den Induktorplatten und damit die Span-

*) Davon überzeugt man sich durch exakte Ausrechnung des Integrals. Die obige Vereinfachung ist erlaubt für $d \ll l$ und $\frac{v_0^2}{\omega} \ll \frac{v_0}{\omega}$ was bei $U_0 = 300$ Volt und $\omega = 2\pi \cdot 10^9$ der Fall ist.

nung am Induktor abnehmen; hierin unterscheidet sich der Induktor in seiner Wirkung vom Modulator, wo es nur auf die Geschwindigkeitsmodulation der Elektronen ankommt, und seine Dicke beliebig klein sein kann.

Aus (24) liest man die Leerlaufspannung am Induktor ab; ohne äusseren Kreis ist die Integrationskonstante $\mathfrak{r}(t)$ und damit $\mathfrak{E}_0 = 0$; mit der Bedingung (25) wird:

$$u'_{\text{Lehrlauf}} = -b \cos \omega t_s \qquad t_s = t - \frac{l}{v_0} \tag{27}$$

und nach (18)

$$j_d(l, t) = a\, l \cos \omega t_s. \tag{27'}$$

Die Leerlaufspannung ist also unabhängig von der Kapazität C_0 und befindet sich in Gegenphase zum Elektronenstrom, wie es sein muss ohne Leistungsentnahme.

§ 4. Induktor über Belastungskreis geschlossen.*)

Jetzt ist die Integrationskonstante $\mathfrak{r}(t) = J(t)/F$ verschieden von Null und durch den angeschlossenen Kreis mitbestimmt. Für einen Parallelschwingkreis wie in Fig. 8 angenommen (statt dessen könnte auch ein anderer beliebiger komplexer Widerstand benützt werden), gilt für den Zuflusstrom auf den Induktor:

$$J = J_L + J_{C_1} + J_R = \frac{(u)'}{R} + \dot{u}' C_1 + \int \frac{u'}{L} dt \tag{28}$$

und durch zeitliche Differentiation von (24)

$$u' = -\frac{J(t)}{C_0} + \omega b \sin \frac{\pi d}{\lambda} \cos \left(\omega t - \frac{\omega l}{v_0} - \frac{\pi d}{\lambda} \right) \tag{29}$$

wobei für $F/4\pi d = C_0$ gesetzt ist (F Indukatorfläche, C_0 Induktorkapazität).

(28) und (29) ist ein simultanes Gleichungssystem, entsprechend der Kopplung des Induktors mit dem angeschlossenen Schwingkreis. Dadurch wird sowohl die Spannung u' als auch der Strom $I(t)$ erst bestimmt. Wir interessieren uns für die Spannung, eliminieren also $J(t)$. Hier ist eine Bemerkung vorauszuschicken:

Der Strom des äusseren Schwingkreises verteilt sich auf die Verschiebungsströme J_{C_0} und J_{C_2} (Fig. 8) auf die beiden Kapazitäten C_0 und C_2. Genau genommen ist also in (29) J_{C_0} zu setzen; da sich aber die Ströme wie die Kapazitäten verhalten, kann bei ent-

*) Diese Behandlung geschieht in Anlehnung an eine frühere Arbeit des Verfassers.

sprechender Dimensionierung J_{C_0} mit genügender Genauigkeit gleich J gesetzt werden. Die Elimination von J ergibt die Differentialgleichung für u' (die Punkte bedeuten zeitliche Differentialquotienten)

$$(\ddot{u})' + \frac{(u)'}{LC} + \frac{(\dot{u})'}{RC} + \frac{D}{C}\sin\left(\omega t - \frac{\omega l}{v_0} - \frac{\pi d}{\lambda}\right) = 0 \tag{30}$$

$$D = \frac{4\pi C_0 j_0 u_0 l \omega}{U_0} \sin\frac{\pi d}{\lambda}, \qquad C = C_0 + C_1.$$

Um Gleichung (30) zu lösen, benütze man vorübergehend die komplexe Schreibweise mit:

$$\sin(\omega t - \Phi') \sim i\, e^{i(\omega t - \Phi')} \qquad \Phi' = \frac{\omega l}{v_0} + \frac{\pi d}{\lambda} \tag{31}$$

also:

$$(\ddot{u})' + \frac{(u)'}{LC} + \frac{(\dot{u})'}{RC} = i\,\frac{D}{C}\, e^{i(\omega t - \Phi')}. \tag{32}$$

Die allgemeine Lösung ist die Summe der homogenen plus der inhomogenen Lösung von (32); da die homogene Lösung infolge der Dämpfung abklingt, interessiert man sich nur für die inhomogene; diese gibt für u_0 mit dem Lösungsansatz

$$u' = u_0'\, e^{i(\omega t - \Phi')} \tag{33}$$

$$u_0' = \frac{D}{C\left[\frac{\omega}{RC} - i\left(\frac{1}{LC} - \omega^2\right)\right]} \tag{34}$$

und wenn dieser Ausdruck auf $r \cdot e^{i\Theta}$ mit $r = |u_0'|$ umgerechnet und für D der Wert von (30) gesetzt wird:

$$u_0' = \frac{4\pi C_0 j_0 l \omega \sin\frac{\pi d}{\lambda}\, u_0}{U_0\left[\left(\frac{\omega}{R}\right)^2 + C^2\left(\frac{1}{LC} - \omega^2\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}} \tag{35}$$

$$\Theta = \text{arc. tg}\,\frac{RC\left(\frac{1}{LC} - \omega^2\right)}{\omega} \tag{36}$$

und endlich mit 36, 35 und 33 nach Übergang zum Realteil:

$$u' = \frac{4\pi C_0 j_0 l \omega \sin\frac{\pi d}{\lambda}\, u_0}{U_0\left[\left(\frac{\omega}{R}\right)^2 + C^2\left(\frac{1}{LC} - \omega^2\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}} \cos\left(\omega t - \frac{\omega l}{v_0} - \frac{\pi d}{\lambda} + \Theta\right) \tag{37}$$

als Verstärkungsfaktor definieren wir das Amplitudenverhältnis u_0'/u_0 nach (35)

$$V = \frac{4\pi C_0 j_0 l \omega \sin \frac{\pi d}{\lambda}}{U_0 \left[\left(\frac{\omega}{R}\right)^2 + C^2 \left(\frac{1}{LC} - \omega^2\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}} \tag{38}$$

er ist proportional der Kopplungskapazität C_0.

Für die Resonanzfrequenz ist der Verstärkungsfaktor am grössten und dafür ist auch $\Theta = 0$; ausserdem wird er ein Maximum bei Erfüllung der Bedingung (25), und Gleichung (37) heisst:

$$u' = u_0' \sin \omega t_s. \tag{39}$$

Bei Belastung tritt also im Resonanzfall zwischen Strom und Spannung eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ auf, vgl. Gleichung (27′) entsprechend maximaler Energieabgabe an den Schwingkreis. Es ist weiter zu bemerken, dass bei der unter § 3 gemachten Annäherung die Verstärkung linear mit der Eingangsspannung u_0 verläuft.

§ 5. Rückkopplung, Phasen und Amplitudenbedingung.

Durch Zurückführung eines Teils der Induktorspannung auf den Modulator wird eine Rückkopplung eingeführt; der Bruchteil der Amplitude sei ε die Phase φ. Wenn wir die Anschwingbedingung bei einer vorhandenen kleinen Störung (Brown'sche Schwankungen) untersuchen, so gilt sicher die unter § 3 gemachte Annäherung. Die Anschwingbedingung ist erfüllt, wenn die nach (37) nach Phase und Grösse an den Modulator zurückgeführte folgende Ungleichung für alle Zeiten erfüllt:

$$\varepsilon \frac{4\pi C_0 j_0 l \omega \sin \frac{\pi d}{\lambda} u_0}{U_0 \left[\left(\frac{\omega}{R}\right)^2 + C^2 \left(\frac{1}{LC} - \omega^2\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}} \cos\left(\omega t - \frac{\omega l}{v_0} - \frac{\pi d}{\lambda} + \Theta - \varphi\right) \geqq u_0 \sin \omega t. \tag{40}$$

Nachdem mit u_0 gekürzt ist, befinden sich auf der linken Seite im Faktor des cos. bis auf j_0 alles positive Grössen. Die Bedingung (40) zerfällt in eine Amplitudenbedingung

$$\frac{4\pi \varepsilon C_0 |j_0| l \omega \sin \frac{\pi d}{\lambda}}{U_0 \left[\left(\frac{\omega}{R}\right)^2 + C^2 \left(\frac{1}{LC} - \omega^2\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}} \geqq 1 \tag{41}$$

wobei jetzt j_0 dem absoluten Betrag nach zu nehmen ist, und in eine Phasenbedingung

$$-\cos\left(\omega t - \frac{\omega l}{v_0} - \frac{\pi d}{\lambda} + \Theta - \varphi\right) = \sin \omega t$$

welche mit Berücksichtigung der Werte für Θ, Φ' und λ verlangt

$$\frac{\omega l}{v_0} + \frac{\omega d}{2 v_0} + \varphi - \text{arc. tg} \cdot \frac{RC\left(\frac{1}{LC} - \omega^2\right)}{\omega} = (4m+3)\frac{\pi}{2} \tag{42}$$

dies ist die allgemeine Formel für die Frequenzabhängigkeit von v_0 respektive von der Beschleunigungsspannung U_0, denn die andern Grössen sind durch die Schaltung gegeben und nicht von Strom und Spannung abhängig. Nach Gleichung (25) ist für $n = 0$ das zweite Glied der linken Seite $\approx \pi/2$ und kann durch Konstruktion so gewählt werden; es ändert sich relativ zum ersten Glied nur im Verhältnis $d/2\,l$, sodass für die Frequenzabhängigkeit von v_0 mit genügender Genauigkeit gilt

$$\frac{\omega l}{v_0} + \varphi - \text{arc. tg}\,\frac{RC\left(\frac{1}{LC} - \omega^2\right)}{\omega} = (2m+1)\,\pi. \tag{43}$$

Die Frequenzstabilität ist umso grösser, je grösser R ist, d. h. nach unserem Ersatzschema, je kleiner die Verluste sind, eine Aussage, die auch bei andern Generatoren allgemein bekannt ist. Durch Wahl der Beschleunigungsspannung hat man es leicht in der Hand, die Resonanzfrequenz

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

zu erzeugen, bei welcher der Generator am günstigsten arbeitet. Für diese muss sein

$$\frac{l\,\omega_R}{v_0} + \varphi = (2m+1)\,\pi. \tag{44}$$

§ 6. Diskussion der Anschwingbedingung, Amplitudenbegrenzung.

Aus (44) folgt für das Verhältnis zweier benachbarter Spannungswerte $(U_0)_{m+1}$ und $(U_0)_m$, welche die Resonanzfrequenz erzeugen:

$$\sqrt{\frac{(U_0)_{m+1}}{(U_0)_m}} = \frac{(v_0)_{m+1}}{(v_0)_m} = \frac{(2m+1) - \varphi/\pi}{(2m+3) - \varphi/\pi} \tag{45}$$

aus (23) und (25) folgt für $n = 0$ (man wird die Induktordicke d klein und damit die Kopplungskapazität C_0 möglichst gross wählen)

$$\frac{\omega_R}{v_0} = \frac{\pi}{d}$$

und mit (44), da φ/π in den wirklichen Fällen $\varphi/\pi < 1$ ist

$$m \approx \frac{l}{2\,d}$$

für die gebräuchlichen Konstruktionen ist m ungefähr 5, sodass nach (45) das Spannungsverhältnis sehr klein wird und man mit einer relativ geringen Spannungsänderung die Resonanzfrequenz wählen kann.

Bei der Resonanzfrequenz und gleichzeitigen Erfüllung der Bedingung (25) wird $\omega^2 = 1/LC$ und $\sin \pi\, d/\lambda = 1$, sodass für diese Daten die Anschwingbedingung (41) am günstigsten erfüllt wird.

Wir fragen jetzt, wodurch bei Anschwingung eine Amplitudenbegrenzung eintritt. Es gibt prinzipiell zwei Begrenzungsmöglichkeiten:

1. Bei einer kleinen Störung, welche zur Anschwingung führt, befindet sich der Brennpunkt noch weit hinter dem Induktor $f > l$. Mit Ansteigung der Induktorwechselspannung u_0' rückt der Brennpunkt nach Gleichung 14 an eine solche Stelle zwischen Modulator und Induktor, dass im Induktor die grösste Stromamplitude und damit die grösste Wechselspannung auftritt (siehe § 7). Bei weiterem Näherrücken des Brennpunktes an den Modulator würde die Wechselspannung wieder abnehmen. Diese Amplitudenbegrenzung entspricht dem Erreichen der mittleren Steilheit bei einem gewöhnlichen Hochfrequenzgenerator mit Triode.

2. Da die Induktorwechselspannung nach (37) proportional der modulierten Elektronenstromdichte ist, kann diese bei entsprechend grossem Strom schon vor dem Einfangen des Brennpunktes gleich der Beschleunigungsspannung werden; dadurch werden die Elektronen in der negativen Halbperiode zur Umkehr gezwungen.

Es ist dieselbe Begrenzung der Wechselspannung durch die Anodenspannung beim gewöhnlichen Generator mit Triode vor Erreichen der mittleren Steilheit.

Nun kommen wir auf die Spezialisierung für kleine Modulationswechselspannungen, § 2 zurück. Um einen grossen Wirkungsgrad zu erzielen, müsste die Wechselspannung am Induktor ungefähr gleich der Beschleunigungsspannung sein (die genauere Berechnung erfolgt im nächsten Paragraphen), damit die Elektronen

beim einmaligen Durchtritt durch den Induktor ihre ganze kinetische Energie abgeben. Dies ist ein wesentlicher Unterschied zur Bremsfeldröhre oder zum Magnetron, wo die kinetische Energie der Elektronen in mehreren aufeinanderfolgenden Perioden abgegeben werden kann. Aus diesem Grunde ist es von besonderer Bedeutung, Schwingkreise mit kleinen Verlusten zu verwenden (Hohlraumresonatoren). Eine grosse Wechselspannung wird nach Gleichung (35) bei gegebenen Konstruktionsdaten durch einen grossen Elektronenstrom erreicht. Bei einem Rückkopplungsfaktor $\varepsilon = 1$ ist die Voraussetzung $\alpha < 1$ bei $u_0' = U_0$ nicht mehr erfüllt, man müsste zur Berechnung der Brennweite auf den allgemeinen Ausdruck (12) zurückgreifen und bekäme einen wesentlich komplizierteren Ausdruck für dieselbe. Dies ist aber gar nicht erwünscht; man sieht ohne Rechnung, dass für $u_0' \approx U_0$ der Brennpunkt in den Modulator rücken würde, was aber nach der vorigen Darlegung nicht möglich ist, da sein Abstand $f > 0$ sein muss; mit andern Worten, die Wechselspannung erreicht bei $\varepsilon = 1$ die Beschleunigungsspannung nicht. Die Anschwingbedingung erfordert einen endlichen Abstand Modulator—Induktor, daher ist es zweckmässig, $\varepsilon < 1$ zu wählen. Das Interessante an diesem Generator ist das sichere Zusammenlaufen der Elektronen nach genügend langer Zeit; die grösste Dichte ist unabhängig von der Brennweite f, und diese stellt sich bei Erfüllung der Anschwingbedingung von selbst am richtigen Orte ein.

§ 7. Berechnung der Energieabgabe der Elektronen an das Wechselfeld.

Die Bewegungsgleichung für eine beliebig im Induktor verteilte Ladung Q/cm^2 mit der Masse M lautet (immer für das eindimensionale Problem)

$$M\ddot{x} = K$$

die Kraft K berechnet sich aus

$$K = \int_l^{l+d} \varrho_x \mathfrak{E}_x \, dx$$

und mit Berücksichtigung, dass die Ladungsdichte im eindimensionalen Fall der speziellen Divergenzgleichung

$$\varrho_x = \frac{1}{4\pi} \frac{d\mathfrak{E}_x}{dx}$$

genügt:

$$K = \frac{1}{4\pi} \int_l^{l+d} \mathfrak{E}_x \, d\mathfrak{E}_x = \frac{1}{4\pi} \tfrac{1}{2} (\mathfrak{E}_{l+d}^2 - \mathfrak{E}_l^2) = \frac{1}{4\pi} \tfrac{1}{2} (\mathfrak{E}_{l+d} + \mathfrak{E}_l)(\mathfrak{E}_{l+d} - \mathfrak{E}_l)$$

Hierin bedeutet $\frac{1}{2}(\mathfrak{E}_{l+d} + \mathfrak{E}_l) = \mathfrak{E}_0$ die mittlere Feldstärke in Gleichung (22); $1/4\,\pi\,(\mathfrak{E}_{l+d} - \mathfrak{E}_l)$ ist die Summe der auf beiden Platten induzierten Ladungen, welche gleich Q ist; also

$$K = \mathfrak{E}_0 \cdot Q$$

und mit dem Wert $\mathfrak{E}_0$ aus (22) wird die Bewegungsgleichung

$$M\ddot{x} = -\frac{Q\,u'}{d} + \frac{Q\,b}{d}\sin\frac{\pi\,d}{\lambda}\sin\left(\omega\,t - \frac{\omega\,l}{v_0} - \frac{\pi\,d}{\lambda}\right) \tag{46}$$

Für nicht zu grosse Raumladungen ist das zweite gegen das erste Glied zu vernachlässigen, es entspricht der Bildkraft und wurde schon in anderem Zusammenhang diskutiert[6]). Dann heisst (46) da $Q/M = e/m$ die spezifische Elektronenladung ist

$$\ddot{x} = -\frac{e}{m}\,\frac{u'}{d}\,. \tag{47}$$

Mit (47) wird die Energieberechnung eine Summation über alle Elektronen. Es ist zu bemerken, dass für die Bremsung eines Elektrons nicht nur die momentane Potentialdifferenz am Induktor massgebend ist, sondern ihre zeitliche Änderung, während des Elektronendurchgangs, da nach (26) bei günstigster Arbeitsweise die Elektronen eine halbe Schwingungsdauer ($n = 0$) zum Durchtritt benötigen sollen. Es wird also für die Energieabgabe oder -aufnahme wesentlich sein, in welcher Phase relativ zur Wechselspannung die Elektronen in den Induktor treten. Die Eintrittsphase nennen wir β, sie sei 0, wenn das Elektron gerade beim Spannungs-null-durchgang am Induktor eintrifft; dann heisst die Bewegungsgleichung (47) mit (39), wobei wir den günstigsten Fall, Resonanzfrequenz, und Durchtrittszeit gleich eine halbe Schwingungsdauer, betrachten.

$$m\ddot{x} = -e\,\frac{u_0'}{d}\sin(\omega\,t_s + \beta) \tag{48}$$

hieraus folgt durch Integration

$$\dot{x} = v_0 + \frac{1}{\omega}\,\frac{e}{m}\,\frac{u_0'}{d}\cos(\omega\,t_s + \beta)\,. \tag{49}$$

Die Integrationskonstante v_0 ist die durch die Beschleunigungsspannung erreichte Geschwindigkeit. Die Energieänderung in der Zeit dt ist also

$$d\varepsilon = d\left(\frac{m\,\dot{x}^2}{2}\right) = m\,\ddot{x}\,\dot{x}\,dt \qquad (dt_s = dt)$$

und mit (48) und (49) wird diese während der Durchtrittszeit $= T/_2$

$$\varepsilon = \int_0^{T/2} d\varepsilon = -\int_0^{T/2} v_0 \frac{e\, u_0'}{d} \sin(\omega t_s + \beta)\, dt$$

$$- \int_0^{T/2} \frac{1}{\omega} \frac{e^2}{m} \left(\frac{u_0'}{d}\right)^2 \sin(\omega t_s + \beta) \cos(\omega t_s + \beta)\, dt$$

das zweite Integral wird Null für jede Eintrittsphase β, das erste bekommt den Wert:

$$\varepsilon = -\frac{v_0\, e\, u_0'}{\omega\, d}\, 2 \cos\beta$$

weil $d/v_0 = T/2 = \pi/\omega$ ist wird also

$$\varepsilon = -e\, u_0' \frac{2}{\pi} \cos\beta. \tag{50}$$

Negative Werte bedeuten Energieabgabe. u_0' hat nach (38) wegen j_0 einen negativen Betrag, sodass $e\, u_0' > 0$ ist. Energieabgabe findet für alle zwischen $\beta = -\pi/2$ und $\beta = +\pi/2$ in den Induktor eintretenden Elektronen statt. Die andern Elektronen nehmen Energie auf.

Für den selbsterregten Generator ist zu bemerken, dass u_0' nicht mehr durch (38) ausgedrückt werden kann, weil der Strom nicht mehr den einfachen cos-förmigen Verlauf von (18) hat, sondern durch den Verlauf (16) ausgedrückt werden muss. Bei guten Schwinggebilden wird sich trotzdem eine sinusförmige Wechselspannung mit der gleichen Phase ausbilden, deren Grundwelle die Amplitude u_0'' habe. Maximale Energieabgabe findet dann statt, wenn die Beschleunigungsenergie gleich der Bremsenergie wird ($\cos\beta = 1$)

$$e\, U_0 = \frac{2}{\pi} e\, u_0'' \qquad u_0'' = \frac{\pi}{2} U_0 \tag{51}$$

Natürlich gilt dies nur unter der Voraussetzung, dass die Durchtrittszeit der Elektronen allein durch die Geschwindigkeit v_0 bestimmt sei, was aber gerade bei voller Abbremsung nicht mehr der Fall ist. Gleichung (51) hat also mehr ideellen Wert.

Aus (39) und (27) resp. (16) ist ersichtlich, dass beim Spannungsnulldurchgang die Extremwerte der Elektronendichten in den Induktor eintreten; wobei nach den eben erfolgten Ausführungen grösste Energieabgabe ($\beta = 0$) resp. grösste Energieaufnahme ($\beta = \pi$) erfolgt.

In Fig. 9 seien diese Verhältnisse veranschaulicht, u'' ist die Wechselspannung am Induktor mit positiven Werten in positiver x-Richtung. j/e ist die am vorderen Gitter des Induktors im gleichen Zeitmoment eintretende Elektronenzahl pro Sek.

$$u = u_0'' \sin \omega t_s \tag{52a}$$

$$j/e = \left[\frac{j_0/e}{1 - p \cdot \cos \omega t}\right]_{y=0} \tag{52b}$$

$$p = \frac{\omega \alpha v_0 l}{2 v^2} \approx \frac{\omega \alpha l}{2 v_0}. \tag{52c}$$

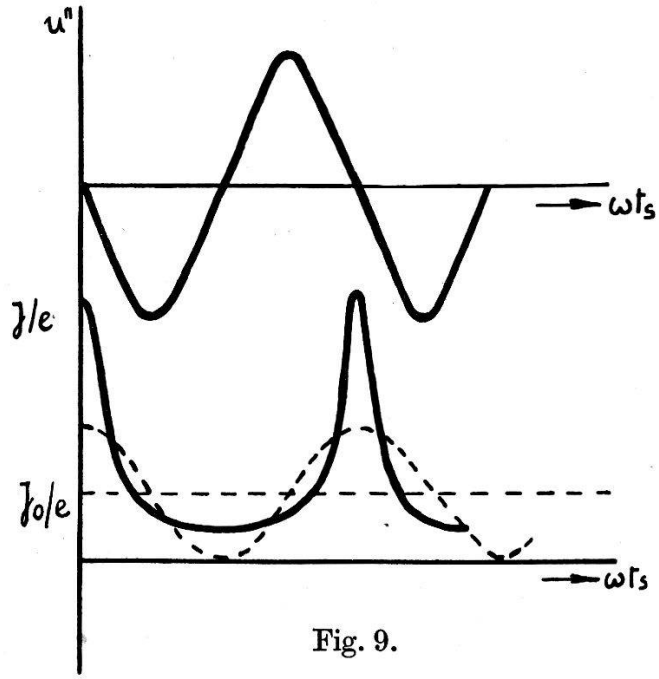

Fig. 9.

Zur Bestimmung der Energiebilanz ist über sämtliche Elektronen mit der Energieänderung

$$\varepsilon = -\frac{2e}{\pi} u_0'' \cos \beta$$

zu summieren.

Die Zahl der in der Zeit dt in den Induktor eintretenden Elektronen ist nach (52b)

$$dz = \frac{j_0/e}{1 - p \cos \omega \left(t - \frac{l}{v}\right)} dt.$$

Hier ist zu bemerken, dass anstelle von $t_s = t - l/v_0$ der exakte Wert $t_s' = t - l/v$ genommen werden muss, da diese kleine Abweichung gerade das Unendlichwerden des Energie-Integrals

verhütet (Abschwächung der Nullstelle im Nenner); bei allen bisherigen Berechnungen war diese Vorsicht nicht notwendig, weil keine Nullstellen im Nenner auftraten.

Wir führen die neue Variable

$$t_s' = t - \frac{l}{v}$$

ein; mit

$$v = v_0 + \frac{v_0 \alpha}{2} \sin \omega t_s'$$

[vgl. (9)], $\alpha \ll 1$ wird

$$dt = \frac{dt}{dt_s'} dt_s' = 1 - p \cos \omega t_s' \, dt_s'$$

und

$$dz = j_0/e \cdot dt_s'$$

also die Energieänderung der Teilchenzahl dz (Gleichung (50), (51),

$$dE = \varepsilon \cdot dz = -j_0 U_0 \cos \omega t_s \cdot dt_s'$$

wobei für $\beta = \omega t_s$ nach Fig. 9 gesetzt ist; jetzt muss t_s noch durch t_s' ausgedrückt werden; es ist für kleine α

$$t_s' = t - \frac{l}{v} = t - \frac{l}{v_0 + \frac{v_0 \alpha}{2} \sin \omega t_s'} = t - \frac{l}{v_0} + \frac{\alpha l}{2 v_0} \sin \omega t_s'$$

also

$$t_s = t - \frac{l}{v_0} = t_s' - \frac{\alpha l}{2 v_0} \sin \omega t_s'$$

und

$$\omega t_s = \omega t_s' - p \sin \omega t_s' \tag{53}$$

damit

$$dE = -j_0 U_0 \cos (\omega t_s' - p \sin w t_s') \, dt_s' \tag{54}$$

und die Leistung

$$L = -j_0 U_0 \frac{1}{T} \int \cos (\omega t_s' - p \sin \omega t_s') \, dt_s' =$$

$$-\frac{j_0 U_0}{2 \pi} \int_0^{2\pi} \cos (\omega t_s' - p \sin \omega t_s') \, d(\omega t_s') . \tag{55}$$

Aus (53) ist ersichtlich, dass sowohl für ωt_s als auch für

$\omega t_s'$ die Grenzen von 0 bis 2π gehen. Das Integral in (55) ist die Besselfunktion 1. Art und 1. Ordnung, $2\pi J_s$ also

$$L = -j_0 U_0 \cdot J_1(p)$$

und der Wirkungsgrad nach Division durch die Beschleunigungsenergie $j_0 U_0$

$$\eta = J_1(p).$$

$J_1(p)$ verläuft ähnlich wie der sin (p). Das Maximum liegt bei $p = 1{,}84$

$$J_1(1{,}84) = 0{,}582$$

also wird der maximale Wirkungsgrad 58% (für die Resonanzfrequenz und Durchtrittszeit gleich einer halben Schwingungsdauer). Dieser Wert stimmt mit demjenigen von GEIGER[7]) und WEBSTER[8]) unabhängig gefundenen überein. Man erkennt, dass das Integral (55) mit demjenigen von WEBSTER zur Bestimmung des Fourierkoeffizienten der Grundwelle bei der Zerlegung des Stromes Gleichung (16) nach $\sum_n a_n \cos n\,\omega t_s$ übereinstimmt. $p = 1{,}84$ entspricht den beiden Stromspitzen in (16). Hier sei eine Bemerkung über die Spannungsberechnung nachgeholt.

Für grössere p verläuft der Strom nicht mehr cosförmig, wie in § 3 und 4 angenommen; man hat die Fourierzerlegung zu machen. Die Berechnung der Leerlaufspannung geschieht wie in § 3 Gleichung (22) mit derselben Voraussetzung über die langsame Veränderlichkeit der Besselfunktion, wie für x. Die Berechnung der Spannung am Schwingkreis geschieht ähnlich wie nach Gleichung (32), nur dass auf der rechten Seite eine Summe von harmonischen Gliedern steht. Infolge des Resonanznenners, Gleichung (35), überwiegt bei kleiner Dämpfung $R \gg 1$ das Glied, wo $\omega^2 = \frac{1}{LC}$ (in unserem Falle die Grundwelle) bei weitem die anderen Glieder; die Spannungsamplitude u_0' am Induktor wird

$$u_0' = \frac{4\pi\, 2 C_0 \cdot v_0 j_0\, 2 J_1(p) \sin \frac{\pi d}{\lambda}}{\left[\left(\frac{\omega}{R}\right)^2 + C^2\left(\frac{1}{LC} - \omega^2\right)^2\right]^{1/2}} \tag{35a}$$

ein Ausdruck, der für kleine p, $2 J_1(p) \to p$ in denjenigen von (35) übergeht. Der Brennpunkt wird wegen (14) und $u_0 = \varepsilon u_0'$ dort eingefangen wo u_0' bzw. $J_1(p)$ das Maximum erreicht. Das ist wegen (14) und (52c) bei

$$f = \frac{l}{1{,}84}. \tag{56}$$

*

Schlussbemerkung.

Während der Niederschrift dieses Aufsatzes bekam ich Kenntnis von den beiden Arbeiten des Herrn WEBSTER, welcher das gleiche Thema behandelt. Die Problemstellung ist dieselbe, jedoch weicht unsere Behandlung wesentlich von derjenigen von WEBSTER ab. Auch in den Resultaten unterscheidet sie sich in einigen Punkten.

So kommt hier das Einfangen des Brennpunktes zwischen Modulator und Induktor und damit die Amplitudenbegrenzung zum Ausdruck.

Die Berechnung der erzeugten Wechselspannung durch Kopplung des modulierten Elektronenstromes mit dem Schwingsystem geschieht dort nach einem Ersatzschema, indem die Kapazität als Verbraucher- statt als Kopplungskapazität auftritt. Nach unserer Rechnung wird das Ersatzschema durch Fig. 10

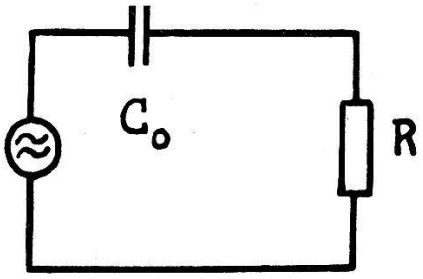

Fig. 10.

dargestellt. Die Leerlaufspannung am Generator ist nach § 3 Gleichung (27) unabhängig von der Kopplungskapazität. Strom und Spannung am System gehorchen zwei simultanen Gleichungen, die Kopplungskapazität tritt dabei im Zähler des Spannungsausdruckes auf. Sie kann auch ein Teil des Schwingkreises sein Gleichung (30).

Durch diese Behandlung kommt der Laufzeitcharakter im Induktor zum Ausdruck, welcher zur Bedingung (25) führt (Verhältnis der Induktordicke zur Elektronendurchgangszeit für günstigsten Arbeitspunkt). Man hat also zwei charakteristische Laufzeiten. Erstens die Laufzeit vom Modulator zum Induktor, welche die Elektronenanhäufungen erzeugt und zweitens die Laufzeit der so gebildeten Raumladung im Induktor, welche mit der Periode des Schwingkreises in einem bestimmten Verhältnis steht. Die zweite Bedingung ist das Analogon zum Verhältnis der Laufzeit der schwingenden Raumladung zur Periodendauer des Schwingkreises bei Bremsfeldröhre oder Magnetron.

In der Behandlung der meisten Autoren wird die Induktordicke als sehr dünn angenommen (Laufzeit im Induktor unendlich klein) und nur die Laufzeit vom Modulator zum Induktor als massgebend betrachtet.

Unsere Berechnung des Wirkungsgrades fusst daher sinngemäss auf der endlichen Laufzeit durch den Induktor, bei Berücksichtigung der Spannungsänderung des Elektronendurchganges.

Literaturverzeichnis.

[1]) W. C. Hahn und C. F. Metcalf, Proc. Inst. Radio. Eng. **27** (1939) S. 106.

[2]) R. H. Varian und S. E. Varian, J. of Applied Physics **10**, 1939, S. 321—327.

[3]) E. Brüche und A. Recknagel, Z. S. f. Phys. **108** (1938) S. 459.

[4]) B. Kockel und L. Mayer, Sonderdrucke aus dem „Jahrbuch der A.E.G.-Forschung", Sechster Band, Juni 1939, S. 72.

[5]) L. Mayer, Z. S. f. techn. Phys. **20**, (1939) S. 38.

[6]) F. Lüdi, H.P.A. **13** (1940) Heft 2.

[7]) D. L. Webster, Journ. of appl. Physics, Juli- und Dezember-Heft 1939. Seite 501 resp. 864.

[8]) M. Geiger, Die Telefunkenröhre, Heft 16, S. 177, Ang. 1939.

Siehe auch H. E. Hollmann, Historischer Überblick über die Entwicklung „Neue Laufzeitgeräte", F.T.M. Jan. 1940, Heft 1, S. 1.