

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 16 (1943)
Heft: II

Artikel: III, Ultrakurzwellengenerator mit Phasenfokussierung
Autor: Lüdi, F.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111397>

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: 15.01.2026

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

III. Ultrakurzwellengenerator mit Phasenfokussierung

von F. Lüdi.

(A.G. Brown, Boveri & Cie., Baden.)

(9. II. 1943.)

Inhalt: Es wird die Kopplung eines Elektronenstrahls mit einem einfachen Schwingkreis berechnet und Anschwingstrom sowie Frequenzstabilität in Abhängigkeit seiner charakteristischen Daten festgestellt.

Einleitung.

Die bisherigen Berechnungen des Klystrons erfolgten meist in der Weise, dass in erster Linie der Elektronenmechanismus untersucht wurde. Die Wirkung des dichtemodulierten Elektronenstrahls auf den Resonator und die Rückkopplung wird dann mit Hilfe von Ersatzschemen weiter verfolgt.

Weil aber der Resonator gerade bei Klystrons eine ausschlaggebende Rolle für die Schwingungsanfachung spielt, ist es von Interesse, die Rechnung auf die Kopplung des Elektronenstrahls mit einem konkreten Resonator auszudehnen und Anschwingstrom sowie Frequenzstabilität in Abhängigkeit von seinen charakteristischen Konstanten zu bestimmen.

Als einfaches Beispiel wählen wir ein beidseitig abgeschlossenes koaxiales Rohrsystem, das in der Mitte (Spannungsbauch) von einem Elektronenstrahl diametral durchstossen wird. Dieses System ist gekennzeichnet durch Strahlungsfreiheit, durch einen Steuer-raum endlicher Dicke, einen feldfreien Kompressionsraum (innerer Rohrdurchmesser) und einen Auskopplerraum gleicher Dicke wie der Steuer-raum. Steuerspannung und Auskopplerspannung sind gleich gross und entgegengesetzt. Die erregte Wellenlänge ist gleich der doppelten Rohrlänge*).

*) Die Resultate der Rechnung wurden bereits im Dezember 1941¹⁾ publiziert und darüber ausführlich im Zürcher physikalischen Kolloquium vom Winter 1941 referiert. Die Veröffentlichung wurde zurückgestellt, da befriedigende experimentelle Ergebnisse noch fehlten und andere Entwicklungsarbeiten dringender waren.

Inzwischen wurde über interessante Ergebnisse eines ähnlichen Generators von Herriger und Döring berichtet, sodass der vorliegende Aufsatz nicht der konkreten Unterlagen entbehrt.

1. Voraussetzungen.

Fig. 1 zeigt den Axialschnitt durch das System. Wir operieren mit der linken Hälfte; die rechte bewirkt nur, dass der Verlustwiderstand verdoppelt wird. Die Durchtrittsöffnungen haben den Querschnitt F und entsprechen an der Stelle 2 der Auskoppler-

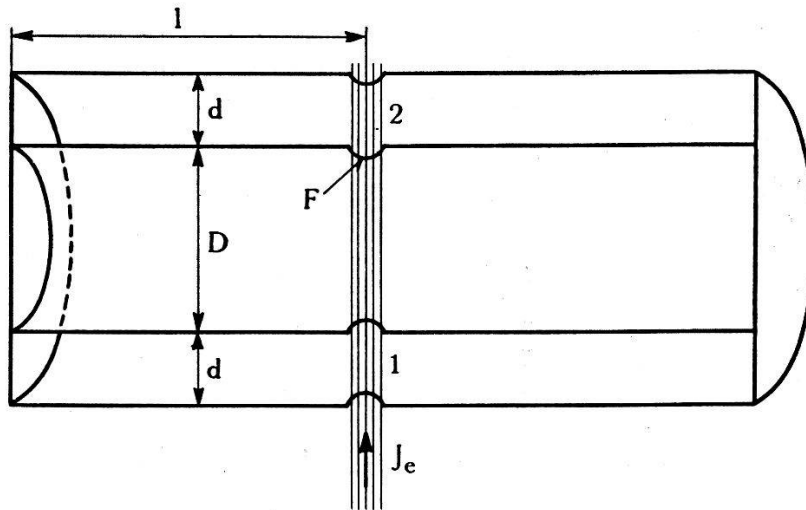


Fig. 1.

kapazität $C_2 = \frac{F}{4\pi d}$. Sie werden im praktischen Fall durch Grenzübergang gleich Null, aber mit unendlich grosser Elektronenstromdichte gesetzt.

Der Verlustwiderstand des Resonators (Skinneffekt) werde als konstanter Parallelwiderstand an die Stelle 2 transformiert. Das System schwingt am besten in der Nähe der Resonanzstelle, und eine kleine Frequenzänderung beeinflusst den Verlustwiderstand nicht wesentlich. Der Wirkstrom, der durch den Parallelwiderstand bei 2 fließt, sei klein gegen den Blindstrom im Resonator, so dass der Feldaufbau wesentlich durch letzteren bedingt ist. Für die Rechnung sei das Feld vom inneren zum äusseren Rohr gerichtet und die Stromrichtung positiv (nach rechts) auf dem äusseren Rohr.

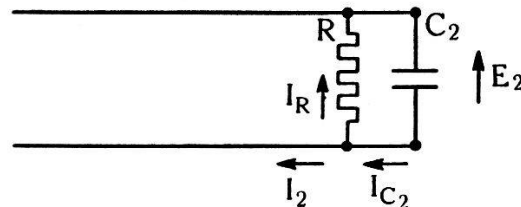


Fig. 2.

Wir haben dann ein einseitig offenes konzentrisches Lechersystem, das an einer Stelle (2) im Spannungsbauch mit einem Widerstand R belastet ist und von der induzierten EMK des Kondensators C_2 gespeisen wird, Fig. 2.

2. Die Kopplungsgleichungen.

Mit der Impedanz der $\lambda/4$ Lecherleitung wird die Verknüpfung von Spannungs- und Stromamplitude am offenen Ende

$$E_2 = I_2 j Z_0 \operatorname{tg} \beta l, \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1)$$

Z_0 = Wellenwiderstand

und mit der Belastung folgt, da $I_2 = I_{c_2} - I_R$ $I_R = \frac{E_2}{R}$

$$E_2 = \left(I_{c_2} - \frac{E_2}{R} \right) j Z_0 \operatorname{tg} \beta l \quad (2)$$

I_{c_2} muss mittels einer zweiten Gleichung, welche die eigentliche Kopplung zwischen Elektronenstrahl und Kopplungskapazität enthält, eliminiert werden.

Diese folgt nach früheren Arbeiten²⁾³⁾ im folgenden als I bzw. II bezeichnet aus

$$u_2 = - \mathfrak{E} \cdot d + E_1 b \sin \frac{\pi d}{A} \cdot \sin \left(\omega t - \frac{\omega l}{v_0} - \frac{\pi d}{A} \right) \quad (\text{I, 24})$$

bei sin-förmiger Steuerspannung an der Stelle 1

$$u_1 = E_1 \sin \omega t \quad (3)$$

mit Geschwindigkeitsmodulation bei unendlich dünner Steuerdicke

$$v = v_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{E_1}{E_0} \sin \omega t \right) \quad (4)$$

Das erste Glied rechts in (I, 24) ist die Spannung am Kondensator C_2 welche durch den angeschlossenen Kreis entsteht, das zweite Glied die durch die Elektronenpakete influenzierte Lehrlaufspannung, worin

$$b = \frac{4\pi \mathfrak{J}_e \cdot D}{\omega E_0}$$

d = Auskopplerdicke

$A/2$ = die Länge der sin-förmigen Elektronenverdichtung

l = Luftraum, im vorliegenden Fall = D

v_0 = Elektronengeschwindigkeit entsprechend Beschleunigungsspannung E_0 .

bedeuten.

Wir wählen für das weitere $d = (2n + 1) A/2$ (nach (I, 24) max. induzierte Spannung), was gleichbedeutend ist, dass die Durchtrittszeit durch Auskoppler- resp. Steuerelektrode gleich einem ungeradzahligen Vielfachen einer halben Schwingungsdauer $T/2$ des

Resonanzkreises beträgt. Ferner werde wegen der späteren komplexen Schreibweise statt Gleichung (4) eine cos-förmige Steuerungspannung benützt.

$$u_1 = E_1 \cos \omega t$$

Damit wird die Geschwindigkeitsmodulation bei endlicher Steuerdicke

$$v = v_0 \left(1 - \frac{1}{(2n+1)\pi} \frac{E_1}{E_0} \sin \omega t \right), \quad n = 0, 1, 2, 3, 4 \dots \quad (5)$$

vgl. II Gleichung (10), und

$$u_2 = -\mathfrak{E} \cdot d + E_1 b' (-1)^n \cdot \sin \left(\omega t - \frac{\omega D}{v_0} - (2n+1)\pi/2 \right) \quad (6)$$

$$b' = \frac{2}{(2n+1)\pi} \cdot \frac{4\pi \mathfrak{J}_e \cdot D}{\omega \cdot E_0}$$

Durch zeitliche Differentiation bekommt man daraus unter Berück-sichtigung von

$$d \cdot \frac{d\mathfrak{E}}{dt} = 4\pi \mathfrak{J} \cdot d = \frac{\mathfrak{J} \cdot F}{C_2} = \frac{J_{c_2}}{C_2}$$

$$\frac{du_2}{dt} = -\frac{J_{c_2}}{C_2} + \omega b' E_1 (-1)^n \cdot \cos \left(\omega t - \frac{\omega D}{v_0} - (2n+1)\pi/2 \right)$$

oder in komplexer Form mit:

$$u_1 = E_1 e^{j\omega t} \quad u_2 = E_2 e^{j\omega t} \quad J_{c_2} = I_{c_2} e^{j\omega t} \quad (-1)^n = e^{jn\pi}$$

$$j\omega E_2 = -\frac{I_{c_2}}{C_2} + \omega E_1 b' \cdot e^{-j\Phi}$$

$$\Phi = \frac{\omega D}{v_0} + (2n+1) \frac{\pi}{2} - n\pi = \frac{\omega D}{v_0} + \frac{\pi}{2} \quad (7)$$

Aus (2) und (7) folgt nun die Kopplung des Resonators mit dem Elektronenstrahl durch Elimination von I_{c_2} , so dass:

$$E_1 \cdot j B Z_0 e^{-j\Phi} \cdot \operatorname{tg} \beta l - E_2 \left[1 - \left(\omega C_2 - \frac{j}{R} \right) Z_0 \operatorname{tg} \beta l \right] = 0 \quad (8a)$$

und

$$E_1 + E_2 = 0 \quad (8b)$$

(8a) ist die Verknufung der erzeugten Resonator-Wechselspannung E_2 mit der Steuerspannung E_1 $\left(B = \omega C_2 b' = \frac{2}{(2n+1)\pi} \cdot \frac{J_e \cdot D}{E_0 \cdot d} \right)$ ist als positive Grösse einzusetzen, $J_e = F \cdot \mathfrak{J}_e$ Elektronenstrom)

(8b) ist die Rückkopplungsgleichung, in vorliegender Anordnung besonders einfach, weil $E_1 = -E_2$.

Die Gleichungen (8) entsprechen den Gleichungen (I 39, 40) loc. cit.

Durch geeignete Konstruktion könnte auch hier die Rückkopplung kleiner als 1 gemacht werden, wie dies für optimale Arbeitsweise nach II der Fall sein muss; denn im Steuerraum 1 soll ja noch keine Dichtemodulation stattfinden, und E_2 muss für max. Wirkungsgrad ungefähr E_0 sein.

3. Amplituden- und Frequenzbedingung.

Aus (8a) und (8b) erhält man in geeigneter Form ($-1 = e^{j\pi}$, $\Phi' = \Phi - \pi$):

$$\frac{Z_0 \cdot B \cdot e^{-j\Phi'}}{\frac{Z_0}{R} - j(\cotg \beta l - \omega C_2 Z_0)} = 1 \quad (9)$$

Diese Gleichung enthält die Anschwingbedingung (Realteil) und die Frequenzbedingung (Imaginärteil). Sie gilt noch allgemein, wenn statt der einfachen Öffnungen im Auskoppler eine reale Kapazität vorhanden ist, etwa durch Einbuchtungen in den beiden Rohren hervorgebracht, um den Laufwinkel im Auskoppler zu verkleinern. Aus dem gleichen Grund können auch steuerseitig Einbuchtungen angebracht werden. Diese Kapazität geht aber nur im Nenner als Belastungskapazität (Wellenlängenvergrößerung) und nicht als Auskopplungskapazität im Zähler ein.

Für unseren Fall sei jedoch $C_2 \rightarrow 0$ gesetzt, was auch weitgehend für Einbuchtungen gilt, solange die Wellenlängenvergrößerung klein bleibt; die Grösse B bleibt unverändert, wenn die Elektronenstromdichte gegen unendlich geht, da ja das Produkt $F \cdot \mathfrak{J}_e = J_e$ massgebend ist.

Dann resultiert für den Realteil

$$\frac{Z_0 \cdot B \left(\cotg \beta l \cdot \sin \Phi' + \frac{Z_0}{R} \cos \Phi' \right)}{(\cotg \beta l)^2 + \left(\frac{Z_0}{R} \right)^2} = 1 \quad (10a)$$

und für den Imaginärteil

$$\cotg \beta l \cdot \cos \Phi' - \frac{Z_0}{R} \cdot \sin \Phi' = 0 \quad (10b)$$

Aus (10b) folgt:

$$\Phi' = \frac{\omega D}{v_0} - \frac{\pi}{2} = \arctan \left(\frac{R}{Z_0} \cotg \beta l \right) + 2m\pi \quad (11)$$

Man beachte: n bestimmt den Laufwinkel im Steuer- bzw. Auskopplerraum, m den Laufwinkel im Kompressionsraum.

Hieraus kann die Elektronengeschwindigkeit v_0 bestimmt werden, welche das System in einer $\lambda/4$ -Welle erregt (Resonanzfall: $\cotg \beta l = 0$); also

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} E_0} = \frac{2 \omega D}{(4m + 1)\pi} \quad (12)$$

Damit nimmt der Resonanznenner in (10a) den kleinsten Wert an, was zum kleinsten Anschwingstrom führt. Die Anschwingbedingung erhält mit dem Wert B die einfache Form: ($\tg \Phi = 0$)

$$\frac{2}{(2n + 1)\pi} \cdot \frac{J_e \cdot D R}{E_0 \cdot d} = 1 \quad (13)$$

Der Faktor $\frac{2}{2n + 1}$ rührt von der kleineren Geschwindigkeits-Aussteuerung bei endlicher Steuerdicke her.

4. Die Frequenzstabilität.

Hierfür ist Gleichung (11) zuständig. In Resonanznähe ist $\beta l = \frac{\pi}{2}$, so dass $\cotg \beta l$ durch

$$\frac{\pi}{2} - \beta l = \frac{\pi}{2} - \frac{\omega l}{w}$$

ersetzt werden kann (w = Lichtgeschwindigkeit); ist auch noch

$$\frac{R}{Z_0} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\omega l}{w} \right)$$

eine kleine Grösse gegen 1, was an einem späteren Beispiel verifiziert wird, so folgt aus (11)

$$\frac{\omega D}{v_0} - (4m + 1) \frac{\pi}{2} = \frac{R}{Z_0} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\omega l}{w} \right) \quad (14)$$

und nach ω aufgelöst:

$$\omega = \frac{\left(\frac{R}{Z_0} + 4m + 1 \right) \frac{\pi}{2} \frac{Z_0 w}{R l}}{1 + \frac{D Z_0 w}{v_0 R l}}$$

Nun folgt ebenfalls aus dem konkreten Beispiel, dass

$$\frac{D Z_0 w}{v_0 R l} \gg 1,$$

so dass für ω die Näherungsformel in Abhängigkeit von den charakteristischen Grössen gilt:

$$\omega = \frac{\pi w}{2l} \left[1 + (4m + 1) \frac{Z_0}{R} \right] \left(1 - \frac{D Z_0 w}{v_0 l R} \right) \quad (15)$$

Hieraus folgt in erster Linie, dass im verlustfreien Fall, $R = \infty$

$$\omega = \frac{\pi w}{2l} \quad \text{oder} \quad \frac{\omega l}{w} = \beta l = \frac{\pi}{2}$$

die Frequenz unabhängig von der Elektronengeschwindigkeit, d. h. von der Beschleunigungsspannung E_0 und gleich der Resonanzfrequenz ist; man hat vollkommene Frequenzstabilität.

5. Berechnung eines Beispiels.

Um die geometrischen Dimensionen und die Betriebsspannung für eine gegebene Wellenlänge bei optimaler Wirkungsweise zu bestimmen, geht man folgendermassen vor:

Aus Gleichung (12) wird zuerst für eine gewünschte Frequenz, sowie für einen gegebenen inneren Rohrdurchmesser D und eine ungefähr vorgegebene Spannung (E_0) m berechnet. Dann wird m auf den nächsten ganzzahligen Wert aufgerundet und damit die korrigierte Anodenspannung neu bestimmt. Für diese ist der Laufwinkel $\frac{\omega D}{v_0}$ im Kompressionsraum ein Vielfaches von π , so dass die Resonanzfrequenz erregt wird. Mit v_0 wird weiter der Durchmesser des äusseren Rohres $D + 2d$ für einen gewünschten Laufwinkel im Auskoppler berechnet. Dann sind die geometrischen Daten und die Beschleunigungsspannung bestimmt. Aus den geometrischen Abmessungen erhält man den Parallelwiderstand nach einer bekannten Formel für einseitig kurzgeschlossene, koaxiale Schwingsysteme⁴⁾

$$R = \frac{\sqrt{\lambda} (D + 2d)/2}{l} \cdot \frac{l \ln(D + 2d)/D}{\frac{1 + (D + 2d)/D}{\ln(D + 2d)/D} + \frac{D + 2d}{l}} \cdot 10^6 \Omega \quad (16)$$

Die Grössen D, d, l sind die in der Fig. 1 eingezeichneten. Für die ganze Länge $2l$ sind die Verluste doppelt so gross, und es ist für R die Hälfte nach (16) zu nehmen.

Für $\lambda = 6 \text{ cm}$ ($\omega = 3,15 \cdot 10^{10}$), $D = 2 \text{ cm}$ und $v_0 = 1,7 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sek}}$ (800 Volt) wird $m = 5,65$. Auf $m = 6$ aufgerundet, ergibt sich die korrigierte Spannung zu $E_0 = 720 \text{ Volt}$. Die Bedingung für den Auskoppler- resp. Steuerraum

$$d = (2n + 1) \lambda / 2 = (2n + 1) v_0 T / 2 = (2n + 1) v_0 \frac{\pi}{\omega}$$

gibt mit den errechneten Grössen v_0 und E_0 für $n = 1$, $d = 0,48$ cm.

Damit sind die Grössen für (16) bekannt:

$$\begin{aligned}\lambda &= 6 \text{ cm} \\ D &= 2 \text{ cm} \\ D + 2d &= 3 \text{ cm} \\ l &= 1,5 \text{ cm} \\ Z_0 &= 20 \, \Omega \text{ (Wellenwiderstand für obiges Durchmesser-} \\ &\quad \text{messerverhältnis)}\end{aligned}$$

und man erhält für Kupferrohre

$$R = 5,8 \cdot 10^0 \, \Omega$$

Dies führt mit (13) zu einem Anschwingstrom ($2n + 1 = 3$) von

$$J_e = 14 \text{ mA}$$

Bemerkung: Würde der Laufwinkel $\frac{\omega d}{v_0}$ im Steuer- bzw. Auskopplerraum von 3π auf π durch Einbuchtungen im äusseren Rohr herabgesetzt, so würde nur der Anschwingstrom dreimal kleiner ($n = 0$); die übrigen Daten bleiben gleich, wenn die Einbuchtung als Kapazitätsbelastung vernachlässigt wird.

Diese Anschwingströme sind natürlich unterste Grenzen. Durch Ankopplung eines äusseren Widerstandes, der für einen guten Wirkungsgrad 5–10mal kleiner sein muss als der Parallelwiderstand des Resonanzkreises, steigt der Anschwingstrom entsprechend.

Für die angeführten Daten wird nun ($v_0 \sim 0,1 w$, $D \sim l$)

$$\frac{DwZ_0}{v_0 l R} \sim 3,10^{-3} \ll 1$$

so dass die Darstellung (15) von ω erlaubt ist.

Bei einer 2-prozentigen Spannungsänderung (1% Geschwindigkeitsänderung) ergibt sich nach (15) eine Abweichung von der Resonanzfrequenz

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = 8,2 \cdot 10^{-5} \sim 0,1 \text{ ‰}$$

Das sind bei der betrachteten Frequenz ca. $5 \cdot 10^5$ Hertz. Mit diesem Wert wird

$$\cotg \beta l = 1,29 \cdot 10^{-4}$$

so dass $\frac{R}{Z_0} \cotg \beta l$ noch wesentlich kleiner als 1 und (14) ebenfalls legitimiert ist.

Man kann weiter fragen, wie gut die Anschwingbedingung (10a) bei dieser Frequenzabweichung noch erfüllt ist, d. h. um wieviel der Resonanznenner vom Wert $\left(\frac{Z_0}{R}\right)^2$ abweicht. Man bekommt

$$(\cotg \beta l)^2 \sim 0,1 \left(\frac{Z_0}{R}\right)^2$$

Der Anschwingstrom braucht also nicht wesentlich grösser zu sein als im Resonanzfall.

Es ist zu betonen, dass beim Klystron die charakteristischen Daten des Resonanzkreises eine viel grössere Rolle spielen als beim Magnetfeldgenerator, weil die Elektronen beim einmaligen Durchtritt durch das Wechselfeld die volle Wirkung von diesem erfahren müssen, was die Voraussetzung möglichst homogener Wechselfelder im Steuer- bzw. Auskopplerraum erfordert; darin liegt auch neben der Elektronenoptik eine gewisse Schwierigkeit.

Literaturverzeichnis.

- 1) F. LÜDI: Brown-Boveri Mitteilungen, Sonderheft der Hochfrequenztechnik, Dezember 1941.
- 2) F. LÜDI: Helv. Physica Acta, Vol. XIII, Fasc. Sec. 1940, S. 122.
- 3) F. LÜDI: Helv. Physica Acta, Vol. XIII, Fasc. Sextus 1940, S. 490.
- 4) F. BORGNIS: E. T. Z. Bd. 61 1940, S. 461.

Errata.

Zur Theorie der geschlitzten Magnetfeldröhre von F. Lüdi, Bd. XVI, Fasc. 1 (1943):

Seite 63: Gleichung (11) soll heissen $\xi = \zeta + K$.

Seite 72: unten muss stehen 12 cm statt 20 cm Wellenlänge.