

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 44 (1953)  
**Heft:** 17  
  
**Artikel:** Zur Theorie der Triodenoszillatoren mit koaxialen Resonatoren  
**Autor:** Hauri, E.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1059961>

### **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:** 16.01.2026

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

# BULLETIN

## DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

### Zur Theorie der Triodenoszillatoren mit koaxialen Resonatoren

Von E. Hauri, Killwangen (AG)

621.385.3.029.6 : 621.396.615.14

*Der Verfasser untersucht eine häufig angewendete Schaltung eines Mikrowellenoszillators mit Scheibentrioden und koaxialen Abstimmkreisen. Unter vereinfachten Voraussetzungen werden die Rückkopplungsbedingungen abgeleitet. Aus diesen lässt sich die praktisch besonders wichtige Breite des Schwingbereichs bei fest abgestimmtem Gitterkreis ermitteln, welche von den Röhreneigenschaften abhängig ist. Ebenfalls aus den Rückkopplungsbedingungen folgt ein allgemeines Kriterium für die sogenannte «Mode-Separation».*

*L'auteur discute le circuit souvent employé d'un générateur à ondes très courtes utilisant des tubes à disques scellés et des résonateurs coaxiaux. Les critères d'auto-oscillation sont déduits à partir de certaines conditions idéalisées. Ceux-ci permettent de trouver une qualité d'importance pratique de l'oscillateur dépendant des caractéristiques du tube, à savoir la largeur de la bande d'oscillation lorsque l'accord du circuit de grille est maintenu fixe. Des conditions d'auto-oscillation résulte également une règle générale relative à la séparation des modes d'oscillation.*

#### 1. Einleitung

Die immer weiter fortschreitende Ausnützung der kurzen und kürzesten Wellen durch die Nachrichtentechnik und für andere militärische und zivile Zwecke hatte nicht nur die Entwicklung neuer Röhrentypen — wie Magnetron, Klystron, Wanderwellenröhre — zur Folge, sondern auch die konventionelle Triode konnte für die Anwendung als Oszillator und Verstärker bei Frequenzen bis über 4000 MHz ( $\lambda = 7,5$  cm) brauchbar gemacht werden. Während die theoretischen Grundlagen für diese Fortschritte vor 1939 bereinigt waren [1]<sup>1)</sup>, erfolgte die praktische Realisierung solcher Trioden hauptsächlich unter dem Druck der Kriegsereignisse [2...10]. Besonders bemerkenswert ist die Entwicklung einer Triode für 4000 MHz speziell für die transkontinentale Richtstrahl-Relais-Kette New York—San Francisco [11]. Während die angloamerikanischen Trioden dieser Art die Glas-Metall-Technik verwendeten, zeichneten sich die deutschen Röhren durch die Benützung von keramischen Materialien anstelle von Glas aus. Nach ihrem Aussehen erhielten diese Röhren Namen wie «Lighthouse-Tubes», «Rocket-Tubes», «Pencil-Tubes»; wir werden im folgenden die deutsche Bezeichnung «Scheibentriode» verwenden, welche der amerikanischen Bezeichnung «Disk-Seal-Tube» (nach der Herstellungstechnik) entspricht. Die Scheibentrioden sind gekennzeichnet durch weitestgehende Verkleinerung der Elektrodenabstände (Gitter—Kathoden-Abstände von z. B. nur einigen Hundertsteln eines Millimeters); die Elektrodenzuführungen sind scheibenförmig ausgebildet, um die Zuleitungsinduktivität zu verkleinern. Diese Konstruktion ermöglicht den Einbau der Scheibentrioden in koaxiale Abstimmkreise, so dass die Röhre mit ihren Zuführungen und Elektrodenkapazitäten einen integrierenden Bestandteil des Resonators bildet.

Über die Eigenschaften der Scheibentrioden sowie über ihre Anwendung als Oszillator und Verstärker ist schon viel geschrieben worden [12...30];

der vorliegende Aufsatz soll daher nur zur Ergänzung der bestehenden Literatur dienen. Es werden darin unter idealisierten Voraussetzungen die Bedingungen zur kontinuierlichen Aufrechterhaltung von Schwingungen untersucht. Dann wird zuerst anhand eines vereinfachten Ersatzschemas die Breite des theoretisch erreichbaren Schwingbereichs ermittelt, worauf die Abweichungen unter praktisch vorliegenden Bedingungen diskutiert werden. Es kann dadurch eine bisher in der Literatur vorhandene Vorstellung berichtigt werden. Schliesslich wird noch ein neues allgemeines Kriterium für die sogenannte «Mode-Separation» gegeben und dessen praktische Anwendung anhand eines Beispiels erläutert. Ein Literaturverzeichnis gibt die hauptsächlichsten neueren Quellen über das gesamte Gebiet der Scheibenröhren-Technik an.

#### 2. Oszillatortheorie

Im folgenden wird nicht der sogenannte «Reentrant»-Oszillator behandelt (siehe dafür z. B. [6] und [25]), sondern die in Fig. 1 schematisiert dargestellte Schaltung. Der Oszillator besteht im wesentlichen aus drei konzentrischen Metallrohren, die

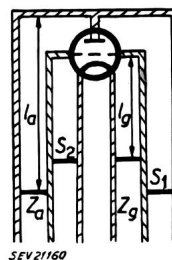


Fig. 1  
Triodenoszillator mit koaxialen Leitungen  
als Abstimmelemente  
(schematisierte Darstellung)

auf der einen Seite durch die Scheibentriode mit Kathode, Gitter und Anode abgeschlossen sind. Das äussere und das mittlere Rohr bilden zusammen eine koaxiale Leitung mit dem Wellenwiderstand  $Z_a$ ; das mittlere und das innere Rohr ergeben eine Leitung mit dem Wellenwiderstand  $Z_g$ . Diese beiden Leitungen — im folgenden Anoden- bzw. Gitterleitung genannt — sind an dem der Röhre entgegengesetzten

<sup>1)</sup> siehe Literaturverzeichnis am Schluss.

Ende mit Kurzschlußschiebern  $S_1$  und  $S_2$  abgeschlossen. Die Längen  $l_a$  und  $l_g$  sind bei niedrigeren Frequenzen kürzer als eine Viertelwellenlänge; bei kürzeren Wellen muss aus konstruktiven Gründen die Länge zwischen  $\lambda/2$  und  $3\lambda/4$ ,  $\lambda$  und  $5\lambda/4$  usw. gewählt werden. Die Formel für die Impedanz einer am Ende kurzgeschlossenen verlustlosen Leitung lautet:

$$\bar{Z} = jX = jZ_0 \operatorname{tg} \left( 2\pi \frac{l}{\lambda} \right) \quad (1)$$

d. h. wenn die Längen wie oben angegeben gewählt werden, sind die Impedanzen der beiden Leitungen von der Röhre her gesehen induktiv. Diese induktiven Reaktanzen bilden mit den — in Fig. 1 nicht eingezeichneten — Röhrenkapazitäten  $C_{ga}$  und  $C_{gk}$  zwei Schwingungskreise, welche durch die Röhre oder genauer gesagt durch den Elektronenstrom und die Anoden-Kathoden-Kapazität  $C_{ak}$  miteinander gekoppelt sind. Entsprechend den vorangehenden

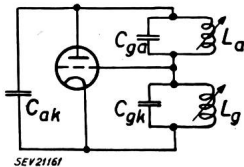


Fig. 2  
Ersatzschema für den Oszillator  
von Fig. 1

Bemerkungen ergibt sich das in Fig. 2 dargestellte Ersatzschema des Oszillators. Die Anoden- und die Gitterleitung sind durch variable quasistationäre Induktivitäten  $L_a$  bzw.  $L_g$  dargestellt, wodurch ihre Funktion deutlicher wird. In diesem Ersatzschema sind die Einflüsse der Zuleitungsinduktivitäten und der Elektronenlaufzeit sowie die Verluste vernachlässigt. Die Oszillatorschaltung wird vorteilhafterweise nach einer bekannten Methode durch Auf-

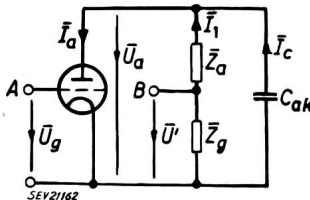


Fig. 3  
Auftrennung der Schaltung  
zwecks Berechnung von Fre-  
quenz und Rückkopplungs-  
bedingung

schneiden des Gitterkreises berechnet (siehe Fig. 3). Man denkt sich an das Gitter eine Wechselspannung  $\bar{U}_g$  gelegt und rechnet aus, welche Spannung  $\bar{U}'$  am Punkt B erscheint. Wenn  $\bar{U}'$  nach Betrag und Phase gleich  $\bar{U}_g$  ist, können die Punkte A und B miteinander verbunden werden, und die Schaltung wird von selbst schwingen. In Fig. 3 sind statt der Schwingungskreise Ersatz-Impedanzen gezeichnet; es gilt für diese:

$$\bar{Z}_a = \frac{1}{j\omega C_{ga}(1 - \omega_a^2/\omega^2)} \quad \text{und} \quad \bar{Z}_g = \frac{1}{j\omega C_{gk}(1 - \omega_g^2/\omega^2)} \quad (2)$$

wobei die Eigenfrequenzen der Kreise gegeben sind durch:

$$\omega_a = \frac{1}{\sqrt{L_a C_{ga}}} \quad \text{und} \quad \omega_g = \frac{1}{\sqrt{L_g C_{gk}}} \quad (3)$$

Mit den in Fig. 3 eingeführten Bezeichnungen ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\bar{I}_a = S\bar{U}_g + \frac{1}{R_i} \bar{U}_a \quad (4)$$

$$\bar{I}_a = \bar{I}_1 + \bar{I}_c \quad (5)$$

$$\bar{U}_a = -\bar{I}_c \frac{1}{j\omega C_{ak}} \quad (6)$$

$$\bar{U}' = -\bar{I}_1 \bar{Z}_g \quad (7)$$

$$\bar{U}_a = -\bar{I}_1 (\bar{Z}_a + \bar{Z}_g) \quad (8)$$

Durch Auflösen dieses Gleichungssystems — z. B. nach der Determinantenmethode — folgt:

$$\frac{\bar{U}'}{\bar{U}_g} = \frac{-S\bar{Z}_g}{1 + (\bar{Z}_a + \bar{Z}_g) \cdot \left( \frac{1}{R_i} + j\omega C_{ak} \right)} \quad (9)$$

Die Schwingbedingung ist wie schon erwähnt  $\bar{U}' = \bar{U}_g$  oder  $\bar{U}'/\bar{U}_g = 1$ . In (9) eingesetzt ergibt dies:

$$-S\bar{Z}_g = 1 + (\bar{Z}_a + \bar{Z}_g) \cdot \left( \frac{1}{R_i} + j\omega C_{ak} \right) \quad (10)$$

Werden nun wieder  $\bar{Z}_a$  und  $\bar{Z}_g$  durch die Ausdrücke von (2) ersetzt, so ergibt sich aus (10) eine komplexe Gleichung; wird noch die Barkhausensche Gleichung

$$SR_i = \mu \quad (11)$$

berücksichtigt, so folgt

a) aus dem Imaginärteil dieser komplexen Gleichung:

$$C_{ga} \left( 1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right) = -\frac{C_{gk}}{(1 + \mu)} \cdot \left( 1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) \quad (12)$$

b) aus dem Realteil:

$$\begin{aligned} -C_{gk} \left( 1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) C_{ga} \left( 1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right) = \\ = C_{ak} \left[ C_{ga} \left( 1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right) + C_{gk} \left( 1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (13)$$

Durch Einsetzen von (12) in (13) folgt:

$$\frac{C_{gk}}{C_{ak}} \cdot \left( 1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) = \mu \quad (14)$$

Gleichung (14) ist die eigentliche Rückkopplungsbedingung, welche weiter unten näher betrachtet wird. Setzt man (14) in (12) ein, so ergibt sich:

$$\omega^2 = \frac{\omega_a^2}{1 + \frac{\mu}{1 + \mu} \cdot \frac{C_{ak}}{C_{ga}}}$$

und durch Reihenentwicklung (Abbruch nach dem ersten Glied):

$$\omega = \omega_a \left[ 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu}{(1 + \mu)} \cdot \frac{C_{ak}}{C_{ga}} \right] \quad (15)$$

Gleichung (15) gibt die Frequenz  $\omega$  an, welche sich einstellt, wenn die Rückkopplungsbedingung gerade erfüllt ist. Man sieht, dass  $\omega$  etwas kleiner als die Eigenfrequenz  $\omega_a$  des Anodenkreises ist. Der Anodenkreis wirkt daher wie eine induktive Impedanz.

### 3. Die Rückkopplungsbedingung

Wir schreiben (14) in folgender Form:

$$C_{gk} \left( 1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) = \mu C_{ak} \quad (16)$$

Da auf der rechten Seite nur positive Grössen stehen, muss auch die linke Seite positiv sein, d. h.  $(\omega_g/\omega)$  muss kleiner als 1 sein. Wenn man also den Anodenkreis durch Wahl von  $L_a$  auf eine bestimmte Frequenz  $\omega_a$  abgestimmt hat, so ist noch nicht gesagt, dass der Oszillator schwingt; auch  $\omega_g$  muss durch geeignete Wahl von  $L_g$  ( $C_{ga}$  und  $C_{gk}$  sind ja durch die Röhre gegeben) richtig eingestellt werden. Andererseits kann man sich jedoch vorstellen, dass die Einstellung des Gitterkreises noch günstiger sein kann, als gerade zum Einsetzen von Schwingungen nötig ist; das würde bedeuten, dass (14) nur eine Grenzbedingung ist. Nach welcher Richtung die Grenze überschritten wird, lässt sich durch folgende Überlegung ermitteln. Man setzt

$$C_g' = C_{gk} \left( 1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) \quad (17)$$

Nach (2) ist also:

$$\bar{Z}_g = \frac{1}{j\omega C_g'}$$

Mit diesem  $\bar{Z}_g$  erhält das Schema von Fig. 2 die Form von Fig. 4. Zwischen Gitter und Anode liegt nach der oben gemachten Überlegung eine induktive Impedanz, dargestellt durch  $L_a'$ .  $C_{g'}$  und  $C_{ak}$  bilden einen Spannungsteiler, der einen Teil der zwischen

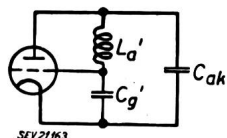


Fig. 4  
Kapazitive Dreipunktschaltung  
oder Colpitts-Oszillator

Gitter und Anode liegenden Spannung auf die Gitter-Kathoden-Strecke überträgt. Die Spannung zwischen Gitter und Kathode wird nach dem Gesetz für die kapazitive Spannungsteilung um so grösser, je kleiner  $C_{g'}$  ist. Bei Veränderung von  $C_{g'}$  wird nach *Unterschreitung* eines bestimmten Wertes die Schaltung um so besser schwingen, je kleiner  $C_{g'}$  ist. Aus dieser Überlegung lässt sich folgern, dass (16) in folgender Form geschrieben werden muss:

$$C_{gk} \cdot \left( 1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) \leq \mu C_{ak} \quad (18)$$

Durch Wiedereinführung von  $C_{g'}$  nach (17) kann (18) auch wie folgt angeordnet werden:

$$\frac{C_{ak}}{C_{g'}} \geq \frac{1}{\mu} \quad (19)$$

Andererseits ist (siehe [31] und [32]) die Barkhausen'sche Rückkopplungsformel für die Schaltung von Fig. 4 bekannt:

$$\bar{K} \approx \frac{C_{ak}}{C_{g'}} \geq \frac{1}{\mu} + \frac{1}{SR_a} \quad (20)$$

Die Gleichung (19) entspricht Gleichung (20), wenn  $R_a = \infty$  ist, was zutrifft, da verlustlose Kreise vorausgesetzt wurden.

Die Oszillatoranordnung nach Fig. 1 ist in mehreren Schritten auf die Form von Fig. 4 zurückgeführt worden. Es ist in der Literatur gezeigt worden, dass diese Schaltung die geeignetste für sehr kurze Wellen ist (da sie bei gegebenen Röhrenkapazitäten die kürzeste Wellenlänge ergibt) und dass die durch die nicht vernachlässigbare Elektronenlaufzeit bewirkte komplexe Steilheit die Anfachung von Schwingungen unterstützt, solange der Laufzeitwinkel nicht allzu gross ist. Hauptsächlich in den beiden erwähnten Punkten ist der Oszillator nach Fig. 4 demjenigen nach Fig. 5 überlegen [2, 4, 18, 31]. Der Oszillator nach Fig. 4 ist unter dem Namen «kapazitive Dreipunktschaltung» oder «Colpitts»-Oszillator bekannt, während Fig. 5 die «induktive

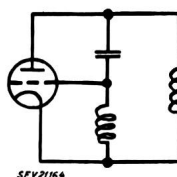


Fig. 5  
Induktive Dreipunktschaltung oder  
Hartley-Oszillator

Dreipunktschaltung», auch «Hartley»-Oszillator genannt, darstellt. Die beiden sind die möglichen Arten der sogenannten Spannungsteilerschaltung (siehe Fig. 6). Diese schwingt nur, wenn  $\bar{Z}_2$  und  $\bar{Z}_3$  gleichartige Impedanzen sind, d. h. beide entweder induktiv oder kapazitiv sind, während  $\bar{Z}_1$  im ersten Fall kapazitiv, im zweiten Fall induktiv sein muss. Diese Bedingungen sind offensichtlich in den Fig. 5 und 4 erfüllt.

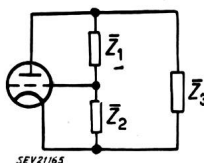


Fig. 6  
Ersatzschema der Spannungsteiler-  
oder Dreipunktschaltung

Dass die Elektronenträgheit bei der kapazitiven Dreipunktschaltung die Schwingungsanfachung unterstützt, kann übrigens auch durch die eingangs durchgeführte Rechnung bestätigt werden, wenn in Gleichung (10) statt der reellen Steilheit  $S$  als erste Näherung eine komplexe Steilheit  $\bar{S} = S - js$  eingesetzt wird. Statt (19) erhält man dann:

$$\frac{C_{ak}}{C_{g'}} \geq \frac{1}{\mu} \cdot \left( 1 - \frac{s}{\omega C_{g'}} \right) \quad (21)$$

d. h. der Rückkopplungsfaktor  $\bar{K} = C_{ak}/C_{g'}$  muss jetzt kleiner sein als mit phasenreiner Steilheit. [Bei der obigen Rechnung ist angenommen, dass  $R_i$  phasenrein ist und Gleichung (11) noch gilt.]

### 4. Breite des Schwingbereiches

Im folgenden Abschnitt soll betrachtet werden, was geschieht, wenn man die Resonanzfrequenz  $\omega_a$  des Anodenkreises verändert, während der *Gitterkreis* — also  $\omega_g$  — *fest eingestellt bleibt*. Da nach Gleichung (15)  $\omega_a$  praktisch identisch mit  $\omega$  ist, läuft das bei der Rückkopplungsbedingung (18) auf die Änderung von  $\omega$  hinaus. Die Gleichung (18) wird zweckmässigerweise in folgender Form geschrieben:

$$\left( 1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) \leq \mu \frac{C_{ak}}{C_{gk}} \quad (22)$$

Wenn beide Seiten von (22) gleich gross sind, ist die Schwingbedingung gerade erfüllt, wie früher gezeigt wurde (16). Die Anordnung schwingt aber auch, wenn der Wert der linken Seite von (22) abnimmt, da dies, wie schon erwähnt, einer Zunahme der Rückkopplung entspricht. Hingegen hören die Schwingungen auf, wenn  $\omega \leq \omega_g$  wird, da dann der Gitterkreis für die mögliche Schwingfrequenz induktiv wird. Da durch  $C_{ak}$  ein kapazitives  $\bar{Z}_3$  (siehe Fig. 6) gegeben ist, muss  $\bar{Z}_2$  ebenfalls kapazitiv sein. Es gibt also ein ganz bestimmtes Frequenzband, in dem der Oszillator schwingen kann; dessen Grenzen sind gegeben einerseits durch den Resonanzpunkt  $\omega = \omega_g$  und andererseits dann, wenn beide Seiten von (22) gleich gross sind; die betreffende Kreisfrequenz sei mit  $\omega_0$  benannt. Man findet für diesen Fall:

$$\frac{\omega_0}{\omega_g} = \frac{1}{\sqrt{1 - \mu \frac{C_{ak}}{C_{gk}}}} \quad (23)$$

Der Ausdruck  $\mu C_{ak}/C_{gk}$  ist eine reine Röhrenkonstante. Die Breite des Schwingbereiches wird offensichtlich um so grösser, je näher der Wert von  $\mu C_{ak}/C_{gk}$  bei Eins liegt. Die Röhren, bei denen dies der Fall ist, sind ausgesprochene Oszillatorröhren. In der nachfolgenden Tabelle I sind für einige typische Scheibentrioden die Werte von  $\mu$ ,  $C_{ak}$ ,  $C_{gk}$  sowie das resultierende Verhältnis  $\omega_0/\omega_g$  eingetragen. Wenn man  $\omega$  grösser als  $\omega_0$  macht, hören die Schwingungen wieder auf, da dann der Rückkopplungsfaktor  $\bar{K}$  zu klein ist.

Charakteristische Werte für typische Scheibentrioden  
Tabelle I

Röhre	$\mu$	$C_{ak}$ pF	$C_{gk}$ pF	$\mu C_{ak}/C_{gk}$	$\omega_0/\omega_g$
2C37	25	0,02	1,40	0,357	1,247
EC55	30	0,02	2,2	0,273	1,173
2C39	100	0,035	6,5	0,538	1,47
2C40	36	0,05	2,1	0,858	2,65
5765	25	0,03	1,3	0,578	1,54
5768	85	0,01	1,25	0,681	1,768
CV257	23	0,3	14	0,493	1,407

Der Ausdruck  $\mu C_{ak}/C_{gk}$  bedarf noch einer näheren Betrachtung. Wie aus der Tabelle hervorgeht, ist dessen Wert für alle angeführten Scheibentrioden kleiner als 1. Dies ist eine Folge der Röhrenkonstruktion, welche extrem kleine Anoden-Kathoden-Kapazitäten zur Folge hat. Nur der koaxiale Einbau der Scheiben-Röhren ermöglicht jedoch die volle Ausnutzung dieser Tatsache. Wenn man z. B. diese Röhren mit Paralleldraht-Leitungen als Abstimm-elemente benutzt, so ergeben sich Streukapazitäten von viel grösserer Ordnung als jene der angegebenen Werte, bewirkt durch die Oberfläche der scheibenförmigen Elektroden. Man erreicht dann auch nicht so hohe Frequenzen wie mit koaxialen Abstimm-elementen.

Wenn der Wert von  $\mu C_{ak}/C_{gk}$  grösser als 1 ist, verliert Gleichung (23) ihren Sinn, da sich unter dem Wurzelzeichen eine negative Zahl ergibt. Dies ist selbstverständlich physikalisch nicht sinnlos, denn unter dieser Voraussetzung ist die Rückkopplungsbedingung (19) schon im vornherein erfüllt. Es ist dann nicht nötig, eine Induktivität parallel zu

$C_{gk}$  zu schalten, welche ja keinen andern Zweck hat als die Verkleinerung von  $C_{gk}$ , wie aus (17) hervorgeht. Ist aber kein  $L_g$  vorhanden, so hat der Gitter-Kathodenkreis auch keine Eigenfrequenz  $\omega_g$  mehr. Falls die Röhre einen Wert  $\mu C_{ak}/C_{gk} > 1$  aufweist, ist es im Gegenteil oft nötig, eine Kapazität parallel zu  $C_{gk}$  zu schalten, um den Oszillator optimal zu betreiben. Falls man nämlich bei tiefen Frequenzen den Oszillator nach den Gesichtspunkten für das optimale Arbeiten eines C-Verstärkers dimensioniert, so ergibt sich, dass näherungsweise

$$\frac{\mu}{2} \approx \frac{C_{gk}}{C_{ak}} \quad (24)$$

sein sollte (siehe z. B. [1c], Abschnitt 14.4). In Gleichung (24) bedeuten  $C_{gk}$  und  $C_{ak}$  nicht mehr unbedingt die reinen Röhrenkapazitäten, sondern die totale Kapazität zwischen den betreffenden Elektroden. Für einen Oszillator nach Fig. 2 mit einer Induktivität  $L_g$  gibt es entsprechend eine optimale Einstellung des Gitterkreises ( $\omega_g$ ), bei welcher der Oszillator seine maximale Leistung abgibt und welche irgendwo zwischen den oben abgeleiteten Grenzen des Schwingungseinsatzes liegt. Man könnte daran denken, eine zu (24) analoge Gleichung abzuleiten, welche von der Form

$$\frac{\mu C_{ak}}{C_{gk} \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2}\right)} \approx K' \quad (25)$$

sein müsste, wobei  $K'$  eine Zahl grösser als Eins wäre [z. B. mit  $K' = 2$  entspräche (25) der Gleichung (24) genau]. Unter den vorliegenden Bedingungen von endlich kurzer Elektronenlaufzeit, welche zudem variabel ist, da sich die Elektrodenspannungen zeitlich ändern, bereitet die Ermittlung des optimalen Wertes von  $K'$  etliche Schwierigkeiten.

In der vorangehenden Betrachtung wurde der Gitter-Kathodenleitwert infolge der Elektronenträgheit vernachlässigt. Nach Literaturangaben beträgt bei gebräuchlichen Scheibentrioden der äquivalente Eingangs-Widerstand zwischen Gitter und Kathode z. B. bei 2000 MHz nur zirka 30...50  $\Omega$  [12...14, 23]. In der Literatur wird an mehreren Stellen [18, 25, 30] die Ansicht vertreten, dass die Oszillatoren der hier beschriebenen Art deshalb einen gewissen Abstimm-bereich bei festem Gitterkreis ( $\omega_g$ ) hätten, weil der hohe Eingangsleitwert den Gitterkreis sehr stark dämpfe, so dass dieser eine grosse Bandbreite habe. Demgegenüber wurde im vorangehenden Abschnitt diese Erscheinung darauf zurückgeführt, dass auch der ungedämpfte Gitterkreis die Rückkopplungsbedingung über ein gewisses Frequenzband erfüllt und nicht nur bei einer einzigen Frequenz; dies kann prinzipiell bei allen und nicht nur bei kürzesten Wellenlängen der Fall sein. Es wird im folgenden noch gezeigt, dass die Verluste — zu denen der Eingangsleitwert sehr stark beiträgt — die Breite des Schwingbereiches herabsetzen, was auch rein physikalisch betrachtet sinnvoller erscheint. In der Barkhausenschen Rückkopplungsbedingung (20) für die kapazitive Spannungsteilerschaltung schreiben wir:

$$\frac{1}{\mu'} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{SR_a} \quad (26)$$



Falls  $R_a = \infty$  ist, bleibt  $\mu' = \mu$ ; für endliches  $R_a$  wird jedoch  $\mu' < \mu$ . Durch Einsetzen in (23) ergibt sich, dass bei festem  $C_{ak}/C_{gk}$  der Schwingbereich, d. h.  $\omega_0/\omega_g$  um so kleiner wird, je kleiner  $\mu$  ist. Andererseits sieht man ebenfalls aus (23), dass man den Schwingbereich vergrössert, wenn durch eine zusätzliche Kapazität die totale Kathoden-Anoden-Kapazität auf den Wert  $C_{ak}' > C_{ak}$  erhöht wird. Nur durch diese Massnahme gelingt es, gewisse Röhren als Oszillatoren brauchbar zu machen, besonders wenn etwa die Forderung besteht, dass der Oszillator über einen grösseren Frequenzbereich durch Einknopfabstimmung einstellbar sein soll. Um Röhrenstörungen und andere Störungen zufälligen Charakters auszugleichen, ist es erwünscht, dass der Schwingbereich nach (23) möglichst gross ist. Da die beiden Kurzschlußschieber  $S_1$  und  $S_2$  (siehe Fig. 1) gleichzeitig verstellt werden müssen, ergeben sich auch mechanische Probleme, z. B. jenes der Konstruktion eines geeigneten Antriebes.

Bis jetzt wurde zur Analysierung der Oszillatorschaltung mit quasistationären Induktivitäten  $L_a$  bzw.  $L_g$  gerechnet, wodurch die grundsätzlichen Eigenschaften deutlicher wurden und sich einfache Formeln ergaben. Im folgenden wird, ausgehend von den bisherigen Resultaten, das etwas abweichende Verhalten des Oszillators mit koaxialen Leitungen betrachtet.

Die Verwendung einer am Ende kurzgeschlossenen koaxialen Leitung bedeutet quantitativ die Einführung einer frequenzabhängigen Induktivität. Betrachtet sei z. B. der Gitterkreis mit einer induktiven Reaktanz der Leitung:

$$X_g = Z_g \operatorname{tg} \left( \frac{l_g}{v} \omega \right) \quad (27)$$

Gleichung (27) ist gleichwertig der Gleichung (1), da bekanntlich

$$\frac{l_g}{v} \omega = 2\pi \frac{l_g}{\lambda}$$

wobei die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen in der Leitung  $v$  gleich der Lichtgeschwindigkeit ist, wenn als Dielektrikum Luft dient. Aus (27) folgt:

$$\frac{dX_g}{d\omega} = \frac{l_g}{v} \cdot \frac{Z_g}{\cos^2 \left( \frac{l_g}{v} \omega \right)} \quad (28)$$

Bis jetzt galt:

$$X_g = \omega L_g \text{ und } \frac{dX_g}{d\omega} = L_g$$

An die Stelle der bisherigen Resonanzbedingung

$$\frac{1}{\omega C_{gk}} = \omega L_g$$

tritt nun:

$$\frac{1}{\omega C_{gk}} = Z_g \operatorname{tg} \left( \frac{l_g}{v} \omega \right) \quad (29)$$

Der Ausdruck  $(1 - \omega_g^2/\omega^2)$  in den bisherigen Gleichungen wird also ersetzt durch:

$$1 - \frac{1}{\omega C_{gk} Z_g \operatorname{tg} (l_g \omega / v)} \quad (30)$$

Es dürfte wertvoll sein, an dieser Stelle auf eine am Anfang von Abschnitt 2 gemachte Bemerkung zurückzukommen. Aus (29) lässt sich die Länge der Leitung berechnen, welche bei einer bestimmten Frequenz  $\omega_g$  mit  $C_{gk}$  auf Resonanz abgestimmt sein soll; wird

$$\frac{\omega l_g}{v} = \Theta_g \quad (31)$$

gesetzt, so wird für den Resonanzfall

$$\Theta_{gr} = \operatorname{arctg} \left( \frac{1}{\omega_g C_{gk} Z_g} \right) \quad (32)$$

woraus sich  $l_g$  berechnen lässt. Das wirkliche  $l_g$  muss etwas grösser sein als der berechnete Wert, da der Gitterkreis kapazitiv sein muss. Nach (32) wird  $\Theta_{gr}$  um so kleiner, je grösser die Frequenz und der Wellenwiderstand sind. Bei Wellenlängen von etwa 20 cm und weniger sollte z. B. meistens der Kurzschluss ganz nahe bei der Röhre oder sogar innerhalb der Röhre liegen, was konstruktiv aus verschiedenen Gründen unmöglich ist. Man muss dann die Periodizität der tg-Funktion ausnützen und  $\Theta_{gr}$  um ganzzahlige Vielfache von  $\pi$  vergrössern, d. h.

$$\Theta_{gr}' = \Theta_{gr} + n\pi \quad (33)$$

Dies bedeutet mechanisch die Verlängerung der Leitung um ganzzahlige Vielfache einer halben Wellenlänge, d. h.

$$l_g' = l_g + n \frac{\lambda}{2} \quad (34)$$

Man nennt dies: «Übergang auf eine höhere Schwingungsart oder -modus»; man spricht z. B. vom  $3\lambda/4$ -Modus,  $5\lambda/4$ -Modus usw. In (33) und (34) ist  $n = 1, 2, 3$  usw.

Welchen Einfluss haben nun diese Tatsachen auf die Breite des Schwingbereichs? Zuerst sei die Gleichung (30) betrachtet. Da sich der Tangens stärker als linear mit der Frequenz ändert, ändert sich der Ausdruck unter dem Bruchstrich stärker als mit  $\omega^2$ . Wenn unter Berücksichtigung dieser Tatsache der Weg noch einmal beschritten wird, der früher zu Gleichung (23) geführt hat, so findet man, dass sich jetzt ein kleinerer Wert von  $\omega_0/\omega_g$  ergibt [der Wurzelindex in (23) ist jetzt grösser als 2]; d. h. die Verwendung der koaxialen Leitung statt der quasistationären «konzentrierten» Induktivität verkleinert den Schwingbereich. Hinzu kommt bei den kürzeren Wellen, dass nach Gleichung (28) die Änderung der Leitungsreaktanz mit der Frequenz proportional zur Leitungslänge  $l_g$  ist, d. h. wenn man eine höhere Schwingungsart anwenden muss, wird der Schwingbereich noch einmal beträchtlich verkleinert. Zur quantitativen Untersuchung dieser Erscheinungen bei Verwendung koaxialer Leitungen dient am besten das folgende *graphische Verfahren*.

Man geht aus von der Barkhausenschen Rückkopplungsbedingung (20), wobei jedoch auf der linken Seite die Kapazitäten  $C_{ak}$  und  $C_{g'}$  durch die entsprechenden Admittanzen ersetzt werden. In der sich so ergebenden Gleichung

$$\frac{\omega C_{ak}}{B_g} \geq \frac{1}{\mu'} \quad (35)$$

gilt für  $\mu'$  Gleichung (26), und für  $B_g$  ist die Summe der Admittanzen der Röhrenkapazität und der koaxialen Gitterleitung zu setzen, also:

$$B_g = \omega C_{gk} - \frac{1}{Z_g} \cotg \left( \frac{l_g}{v} \omega \right) \quad (36)$$

Für  $B_g$  besteht ferner die Bedingung:

$$B_g \geq 0 \quad (37)$$

da der Gitterkreis induktiv ist, sobald  $B_g$  negativ wird, und die Schaltung nicht schwingen würde. Die Grenze  $B_g = 0$  entspricht dem Resonanzpunkt  $\omega_g$ . Mit den Gleichungen (35) und (36) folgt:

$$\omega C_{ak} \mu' \geq \omega C_{gk} - \frac{1}{Z_g} \cotg \left( \frac{l_g}{v} \omega \right) \quad (38)$$

Gleichung (38) wird vorteilhafterweise in einem kartesischen Koordinatensystem mit  $\omega$  als Abszisse und der Admittanz  $B$  als Ordinate dargestellt. Die einzelnen Funktionen in Abhängigkeit von  $\omega$  sind zwei Gerade und eine Cotangens-Kurve (Fig. 7).

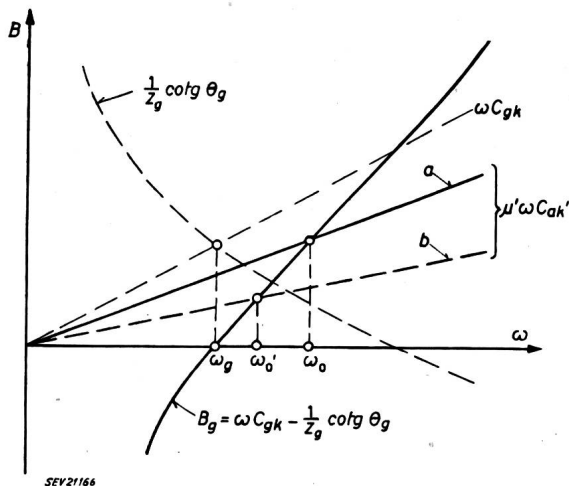


Fig. 7

Graphische Ermittlung des Schwingbereiches; Einfluss der Verluste und der Rückkopplungskapazität  
Erläuterungen siehe im Text

Die rechte Seite von (38) wird dargestellt durch eine Kurve, die zuerst negativ ist, im Punkt  $\omega_g$  (Resonanz) die Abszisse schneidet, um dann nach einem fast geraden Stück immer stärker gegen  $+\infty$  zu wachsen. Für die linke Seite von (38) sind zwei Geraden  $a$  und  $b$  gezeichnet, um den Einfluss der Verluste und der Anoden-Kathoden-Kapazität zu zeigen.

1. Einfluss der Verluste: Es sei für die Gerade  $a$ :

$B = \mu \omega C_{ak}$  und für die Gerade  $b$ :

$B = \mu' \omega C_{ak}$ , wobei  $\mu' < \mu$ , entsprechend einem verlustbehafteten Kreis. Die Kurve für  $B_g$  wird im ersten Falle bei der Frequenz  $\omega_0$  geschnitten, im zweiten Fall bei  $\omega_0'$ , wobei  $\omega_0' < \omega_0$ . Die Strecke von  $\omega_g$  bis  $\omega_0$  bzw.  $\omega_0'$  entspricht dem Schwingbereich. Es wird deutlich, dass Verluste einen kleineren Schwingbereich ergeben.

2. Einfluss der Rückkopplungskapazität: Es sei für die Gerade  $a$ :

$B = \mu \omega C_{ak'}$ , und für  $b$ :

$B = \mu \omega C_{ak}$ , wobei  $C_{ak'} > C_{ak}$ , entsprechend einer künstlich vergrößerten Anoden-Kathoden-Kapazität. Durch ähnliche Überlegung wie unter 1 findet man für  $C_{ak'}$  einen grösseren Schwingbereich als für  $C_{ak}$ .

Schliesslich sei anhand eines praktischen Beispiels das Verhalten des Schwingbereichs untersucht, wenn im Gitterkreis in einem Fall  $a$  eine «konzentrierte» Induktivität, in einem Fall  $b$  eine koaxiale Leitung im  $\lambda/4$ -Modus oder in einem Fall  $c$  eine solche im  $3\lambda/4$ -Modus vorhanden ist. Als Beispiel sei die Röhre EC55 gewählt, deren Daten in Tabelle I schon erwähnt sind. Nachgetragen sei hier noch, dass  $C_{ga} = 1,1$  pF beträgt. Die Röhre arbeite im Gebiet von 2000 MHz, und für alle drei Fälle sei eine Gitterresonanzfrequenz  $\omega_g = 1900$  MHz gewählt. Das Ziel ist die Ermittlung der oberen Grenzfrequenz  $\omega_0$ . Für die Fälle  $b$  und  $c$  sei mit  $Z_g = 48 \Omega$  gerechnet, einem Wert, der sich hauptsächlich aus konstruktiven Gründen ergibt. Bei 1900 MHz ergibt sich  $\omega C_{gk} = 26,25 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1}$ . Durch diesen Wert ist vorgeschrieben im Fall  $a$  die Induktivität  $L_g$ , im Fall  $b$  die Länge  $l_g$  der koaxialen Leitung im  $\lambda/4$ -

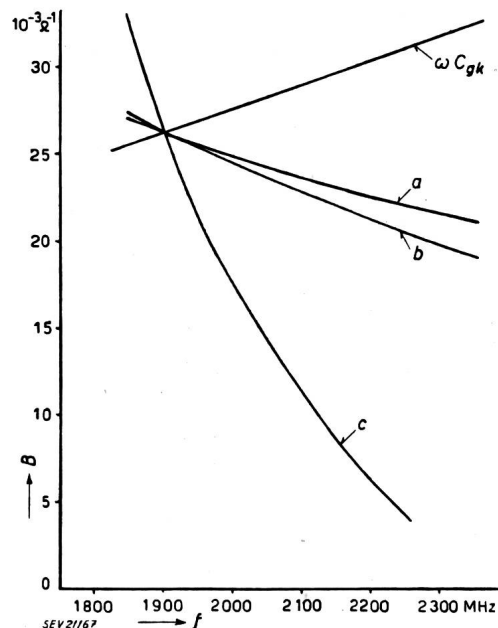


Fig. 8

Verlauf der verschiedenen Admittanzen im Gitter-Kathoden-Kreis mit Resonanz bei 1900 MHz  
Erläuterungen siehe im Text

Modus, im Fall  $c$  die Länge  $l_g' = l_g + \lambda/2$  der Leitung im  $3\lambda/4$ -Modus. Es ergeben sich folgende Daten:

- a)  $L_g = 3,18 \cdot 10^{-9}$  H
- b)  $\theta_{gr} = 38,45^\circ$ ;  $l_g = 1,685$  cm
- c)  $\theta_{gr}' = \theta_{gr} + 180^\circ = 218,45^\circ$   
 $l_g' = l_g + \lambda/2 = 9,57$  cm

Der Fall  $b$  würde erfordern, dass man einen Kurzschluss im Abstand 16,85 mm vom Gitter anbringt. Das ist konstruktiv unmöglich wegen den Dimensionen der Röhre. Der Fall wird aber trotzdem berechnet, um den prinzipiellen Unterschied festzustellen. Man bemerkt ferner, dass die Cotangens-Kurve im Falle  $c$  mehr als fünfmal steiler verläuft

als im Fall *b*, da  $l_g'$  um etwa diesen Faktor grösser als  $l_g$  ist. In Fig. 8 sind aufgetragen die Gerade  $\omega C_{gk}$ , sowie die Werte der Admittanzen,

im Fall *a*:  $1/\omega L_g$ ,

im Fall *b*:  $(1/Z_g) \cot \theta_g$ ,

sowie im Fall *c*:  $(1/Z_g) \cot \theta_g'$ ,

ausgehend von den obigen Werten von  $\theta_{gr}$  bzw.  $\theta_{gr}'$  für den Resonanzfall. Bei festem  $l_g$  bzw.  $l_g'$  ist nun  $\theta_g$  bzw.  $\theta_g'$  proportional der Frequenz. In Fig. 9 findet man die Gerade  $\mu\omega C_{ak}$  (ohne Verluste gerechnet) sowie

die Kurve *a*:  $\omega C_{gk} - 1/\omega L_g$ ,

die Kurve *b*:  $\omega C_{gk} - (1/Z_g) \cot \theta_g$ ,

die Kurve *c*:  $\omega C_{gk} - (1/Z_g) \cot \theta_g'$ .

Die drei Schnittpunkte ergeben wieder die oberen Grenzfrequenzen  $\omega_0$  bzw.  $f_0$ . Im Fall *a* ist  $f_0 = 2225$  MHz, im Fall *b* 2163 MHz, im Fall *c* 1968 MHz, woraus folgende Breiten des Schwingbereichs resultieren: Fall *a*: 325 MHz, Fall *b*: 263 MHz und Fall *c*: 68 MHz. Das Resultat im Fall *a* bestätigt die Tabelle I, denn es ist  $2225:1900 = 1,173$ , der dort angegebene Wert von  $\omega_0/\omega_g$  für die Röhre EC55.

Es sei hier noch einmal daran erinnert, dass die obigen Resultate und Formeln unter stark idealisierten Voraussetzungen gelten; vor allem sind die Elektronenlaufzeiterscheinungen vernachlässigt. Aus Gleichung (21) darf vielleicht gefolgert werden, dass

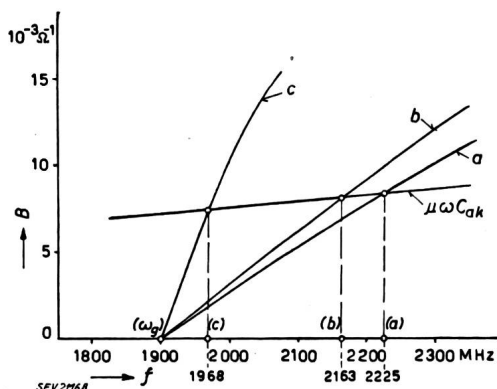


Fig. 9

Ermittlung des Schwingbereichs mit den Admittanzen von Fig. 8

der Schwingbereich grösser würde. Eine genaue Analyse unter den praktisch vorliegenden Bedingungen hätte unter Anlehnung an die Arbeiten [33, 34 und 35] zu geschehen, wobei vorerst die verschiedenen Röhrenkennwerte in Funktion der Frequenz rechnerisch oder experimentell zu ermitteln wären. Praktische Erfahrungen mit mehreren Röhrentypen bestätigen jedoch die prinzipielle Richtigkeit der obigen Ausführungen.

### 5. «Mode-Separation»

Wie schon oben erwähnt, ist man bei kürzeren Wellen gezwungen, auf höhere Schwingungsarten oder -modi überzugehen, weil die zur Resonanz erforderliche Leitungslänge aus konstruktiven Gründen nicht verwirklicht werden kann. Infolge der Impedanzeigenschaften der koaxialen Leitungen sind mehrfache Resonanzen möglich, und es kann

passieren, dass die Rückkopplungsbedingung bei mehr als einer Frequenz gleichzeitig erfüllt ist, wobei sich im allgemeinen die tieferen Frequenzen leichter erregen, was natürlich unerwünscht ist. Man muss daher die zur Verhütung dieses Zustandes nötigen Vorkehrungen treffen. In englischer Sprache ist dafür der Ausdruck «Mode-Separation» geprägt worden; da dem Verfasser in der deutschen Sprache keine Bezeichnung bekannt oder zu finden möglich war, die das Gleiche so kurz und treffend sagt, sei hier «Mode-Separation» beibehalten. Ausführungen hierüber siehe z. B. unter [17, 18, 21, 22].

Am Anfang dieser Arbeit sind die Oszillatoren des behandelten Typs auf das vereinfachte Schema von Fig. 2 bzw. 4 zurückgeführt worden. Die Impedanz zwischen Gitter und Kathode muss bei der Oszillatorfrequenz kapazitiv sein; die erregte Frequenz ist bestimmt durch den zwischen Gitter und Anode liegenden Schwingkreis; die Rückkopplung ist kapazitiv über  $C_{ak}$ . Da nach den zu Fig. 6 gemachten Bemerkungen  $\bar{Z}_2$  und  $\bar{Z}_3$  gleichartige Impedanzen sein müssen, damit Oszillatoren in der sogenannten Spannungsteilerschaltung schwingen, kann das folgende Kriterium für die «Mode-Separation» aufgestellt werden:

*Da eine kapazitive Rückkopplung gegeben ist, muss dafür gesorgt werden, dass der Gitter-Kathodenkreis bei möglichen — durch den Anoden-Gitter-Kreis verursachten — unerwünschten Neben-Frequenzen eine induktive Impedanz darstellt (siehe Fig. 10).*

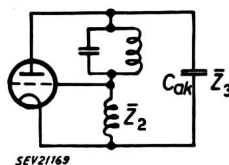


Fig. 10

Quasistationäres Schema für «Mode-Separation»

Da zwischen Gitter- und Kathode in unserem Falle ebenfalls ein Schwingkreis mit mehrfachen Resonanzen liegt, bedeutet dies, dass dessen Neben-Eigenfrequenz höher sein muss als die unerwünschte Eigenfrequenz des Gitter-Anoden-Kreises, welche in der Nähe liegt.

Dieses Prinzip erwies sich als wertvoll bei der Konstruktion eines Oszillators mit der Röhre EC55 im Gebiet von 2000 MHz, bei dem sowohl Gitter- wie Anodenleitung im  $3\lambda/4$ -Modus arbeiteten. Zum befriedigenden Betrieb mit dieser Röhre benötigt man eine zusätzliche Rückkopplungskapazität zur Vergrößerung von  $C_{ak}$ . Die meisten Röhren zeigten jedoch eine starke Neigung, auf der Grundwelle, also im  $\lambda/4$ -Modus, zu schwingen. Die Nachrechnung ergab folgendes:

Der auf 2000 MHz im  $3\lambda/4$ -Modus abgestimmte Anodenkreis hatte die Resonanzfrequenz im  $\lambda/4$ -Modus bei 665 MHz. Wenn man den Gitterkreis mit seinen etwas abweichenden Daten ebenfalls im  $3\lambda/4$ -Modus auf 2000 MHz abstimmt, so lag seine  $\lambda/4$ -Eigenfrequenz bei 620 MHz, also tiefer als diejenige des Anodenkreises. Er stellte also im  $\lambda/4$ -Modus eine kapazitive Reaktanz dar, wodurch die Bedingung für dessen Erregung erfüllt war. Dies war der Fall, trotzdem die in der Literatur erwähnte Bedingung der «Mode-Separation», dass der Aus-



druck  $C_{gk} Z_g / C_{ga} Z_a$  möglichst verschieden von 1 sein sollte, zutraf, denn es war:  $C_{gk} = 2,2 \text{ pF}$ ;  $C_{ga} = 1,1 \text{ pF}$ ;  $Z_g = 50 \Omega$ ;  $Z_a = 30 \Omega$ . Die Abhilfe wurde gefunden, indem der Gitterkreis statt durch den Kurzschlußschieber mit einer Kapazität  $C$  abgeschlossen wurde (siehe Fig. 11). Da die Kapazität  $C$  auf der Grundwelle weniger stark verlängernd wirkt als im  $3\lambda/4$ -Modus auf 2000 MHz, wird die Reso-

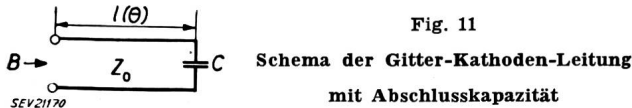


Fig. 11

Schema der Gitter-Kathoden-Leitung  
mit Abschlusskapazität

nanzfrequenz des Gitterkreises auf der Grundwelle höher geschoben. Die Formel für die Eingangsadmittanz des Kreises von Fig. 11 lautet:

$$jB = j \frac{1}{Z_0} \cdot \frac{\omega C Z_0 + \operatorname{tg} \theta}{1 - \omega C Z_0 \operatorname{tg} \theta} \quad (39)$$

Mit  $Z_g = 50 \Omega$  wurde zuerst der Wert von  $\theta_g'$  ermittelt, der Resonanz im  $3\lambda/4$ -Modus bei 2000 MHz ergab, und zwar für  $C = 20 \text{ pF}$  und  $10 \text{ pF}$ . Die Resonanzfrequenz des Gitterkreises im  $\lambda/4$ -Modus mit der gleichen Leitungslänge wurde dann für  $C = 20 \text{ pF}$  bei 700 MHz, für  $C = 10 \text{ pF}$  bei 757 MHz gefunden, welche beide höher sind als 665 MHz des Anodenkreises, d. h. für die Grundwelle sollte nun das Ersatzschema von Fig. 10 zutreffen, welches keine Schwingung zulässt. Das Experiment ergab in der Tat, dass das erwartete Resultat eintraf. Die Grundwelle war genügend stark vom  $3\lambda/4$ -Modus getrennt, denn wenn man die (örtlich verschiebbare) Kapazität auf optimale Leistung bei der erwünschten Frequenz einstellte, so musste  $l_g$  um mehr als 2 cm verlängert werden, um die Grundwelle zu erzeugen.

#### Literatur

- [1] Siehe z. B. die zusammenfassende Darstellung in folgenden Büchern:  
a) Spangenberg, K.: Vacuum Tubes, Kap. 16; New York: McGraw-Hill 1948.  
b) Harvey, A. F.: High Frequency Thermionic Tubes; 3. Aufl., Kap. 2; London: 1946.  
c) Sarbacher, R. J. und W. A. Edson: Hyper and Ultra-high Frequency Engineering, Kap. 12; New York: 1946.  
d) Klinger, H. H.: Einführung in die Schwingungserzeugung elektrischer Ultrakurzwellen; Leipzig: Hirzel 1944.
- [2] Bell, J., M. R. Gavin, E. G. James und G. W. Warren: Triodes for Very Short Waves-Oscillators. J. Instn. Electr. Engr. Part. IIIA, Bd. 93(1946), Nr. 5, S. 833...846.
- [3] Foster, J.: Grounded-Grid Amplifier Valves for Very Short Waves. J. Instn. Electr. Engr. Part. IIIA, Bd. 93(1946), Nr. 5, S. 868...874.
- [4] Discussion on «Grounded-Grid Amplifier Valves for Very Short Waves» [3] and «Triodes for Very Short Waves-Oscillators» [2]. J. Instn. Electr. Engr. Part. III, Bd. 94(1947), Nr. 31, September, S. 364...368.
- [5] McArthur, E. D.: Disk-Seal Tubes. Electronics Bd. 18(1945), Nr. 2, Februar, S. 98...102.
- [6] Hamilton, Donald R., Julian K. Knipp und J. B. Horner Kuper: Klystrons and Microwave Triodes; M.I.T. Rad. Lab. Ser. Bd. 7, S. 170...198. New York: McGraw-Hill 1948.
- [7] Deviatkov, N. D., M. D. Gurevich und N. K. Khokhlov: A Metal Triode for Ultra-High-Frequency Operation. Z. techn. Phys., USSR Bd. 11(1941), Nr. 8, S. 756...761; übersetzt in Proc. I.R.E. Bd. 32(1944), Nr. 5, Mai, S. 253...256.
- [8] Rose, G. M., D. W. Power und W. A. Harris: Pencil-Type UHF Triodes. RCA Rev. Bd. 10(1949), Nr. 3, September, S. 321...338.
- [9] Severin, Hans: Schwingungserzeugung bei Zentimeterwellen. Techn. Mitt. PTT Bd. 29(1951), Nr. 12, Dezember, S. 466...476.

- [10] Bennet, W. P., E. H. Eshbach, C. E. Haller und W. R. Keye: A New 100 Watt Triode for 1000 Megacycles. Proc. I.R.E. Bd. 36(1948), Nr. 10, Oktober, S. 1296...1302.
- [11] Morton, J. A. und R. M. Ryder: Design Factors of the Bell Telephone Laboratories 1553 Triode. Bell Syst. techn. J. Bd. 29(1950), Nr. 4, Oktober, S. 496...530.
- [12] Whinnery, J. R. und H. W. Jamieson: Study of Transit-Time Effects in Disk-Seal Power Amplifier Triodes. Proc. I.R.E. Bd. 36(1948), Nr. 1, Januar, S. 76.
- [13] Lavoo, Norman T.: Transadmittance and Input Conductance of Lighthouse Triode at 3000 Megacycles. Proc. I.R.E. Bd. 35(1947), Nr. 11, November, S. 1248...1251.
- [14] Robertson, Sloan D.: Electronic Admittances of Parallel-Plane Electron Tubes at 4000 Megacycles. Bell Syst. techn. J. Bd. 28(1949), Nr. 4, Oktober, S. 619...646.
- [14a] Robertson, Sloan D.: Passive Four-Pole Admittances of Microwave Triodes. Bell Syst. techn. J. Bd. 28(1949), Nr. 4, Oktober, S. 647...655.
- [15] Diemer, G. und K. S. Knol: Measurements on Total-Emission Conductance at 35-cm and 15-cm Wavelength. Philips Res. Rep. Bd. 4(1949), Nr. 5, S. 321...333.
- [15a] Diemer, G.: Passive Feedback Admittance of Disc-Seal Triodes. Philips Res. Rep. Bd. 5(1950), Nr. 6, Dezember, S. 423...434.
- [15b] Diemer, G. und K. Rodenhuis: Optimum Geometry of Microwave Amplifier Valves. Philips Res. Rep. Bd. 7(1952), Nr. 1, Februar, S. 36...44.
- [16] Rodenhuis, K.: The Limiting Frequency of an Oscillator Triode. Philips Res. Rep. Bd. 5(1950), Nr. 1, Februar, S. 46...77.
- [17] Ballantine, R. J. und E. G. James: Oscillator Circuits for Wide-Range Tuning. J. Instn. Electr. Engr. Part. IIIA, Bd. 94(1947), Nr. 14, S. 596...602.
- [18] Very High-Frequency Techniques; compiled by the staff of the Radio Research Laboratory, Harvard University. Bd. 1, Kap. 13...18; New York: McGraw-Hill 1947.
- [19] Kamphoefner, F. J.: Feedback in Very-High-Frequency and Ultra-High-Frequency Oscillators. Proc. I.R.E. Bd. 38(1950), Nr. 6, Juni, S. 630...632.
- [20] Karplus, Eduard: Wide-Range Tuned Circuits and Oscillators for High Frequencies. Proc. I.R.E. Bd. 33(1945), Nr. 7, Juli, S. 426...441.
- [21] Reich, H. J.: Mode Separation in Oscillators with Two Coaxial-Line Resonators. Proc. I.R.E. Bd. 36(1948), Nr. 10, Oktober, S. 1252...1255.
- [22] Sutro, P. J.: Theory of Mode Separation in a Coaxial Oscillator. Proc. I.R.E. Bd. 34(1946), Nr. 12, Dezember, S. 960...962.
- [23] Murakami, T.: A Study of Grounded-Grid, Ultra-High-Frequency Amplifiers. RCA Rev. Bd. 12(1951), Nr. 4, Dezember, S. 682...701.
- [24] Gurevitch, A. M.: Cavity Oscillator Circuits. Electronics Bd. 19(1946), Nr. 2, Februar, S. 135...137.
- [25] Gurevitch, A. M. und J. R. Whinnery: Microwave Oscillators Using Disk-Seal Tubes. Proc. I.R.E. Bd. 35(1947), Nr. 5, Mai, S. 462...473.
- [26] Jamieson, H. W. und J. R. Whinnery: Power Amplifiers with Disk-Seal Tubes. Proc. I.R.E. Bd. 34(1946), Nr. 7, Juli, S. 483...489.
- [27] Hines, M. E.: A Wide-Range Microwave Sweeping Oscillator. Bell Syst. techn. J. Bd. 29(1950), Nr. 4, Oktober, S. 553...559.
- [28] Bowen, A. E. und W. W. Mumford: A New Microwave Triode: Its Performance as a Modulator and as an Amplifier. Bell Syst. techn. J. Bd. 29(1950), Nr. 4, Oktober, S. 531...552.
- [29] Ulbricht, G.: Die Richtfunk-Verbindungsanlage IDA 22. Telefonen Ztg. Bd. 24(1951), Nr. 92, Oktober, S. 143...162. [Siehe: S. 149...150].
- [30] Liot, L.: Sur une caractéristique particulière des tubes à diques scellés 2 C 40 et 2 C 43. Radio franç. Bd. -(1950), Nr. 2, Februar, S. 9...13.
- [31] Barkhausen, Heinrich: Lehrbuch der Elektronenröhren und ihrer technischen Anwendung. Unv. Nachdruck der 4. Aufl., Bd. 3: Rückkopplung, §§ 1.8; Leipzig: Hirzel 1943.
- [32] Rothe, Horst und Werner Kleen: Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter, Kap. 4; Leipzig: Becker und Erler 1941.
- [33] Zuhrt, Harry: Die Leistungsverstärkung bei ultrahohen Frequenzen und die Grenze der Rückkopplungsschwörungen. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik Bd. 49(1937), Nr. 3, März, S. 73...87.
- [34] König, Herbert: Selbsterregung von Triodenschaltungen im Ultra-Kurzwellengebiet. Wiss. Veröff. Siemens-Werk. Bd. 20(1941/42), Nr. 1, S. 10...27.
- [35] Zuhrt, Harry: Die Verstärkung einer Dreielektrodenröhre mit ebenen Elektroden bei ultrahohen Frequenzen. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik Bd. 47(1936), Nr. 2, Februar, S. 58...64; Nr. 3, März, S. 79...88.

Adresse des Autors:

Ernst Hauri, Dipl. El. Ing. ETH, Killwangen (AG).