

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 36 (1945)  
**Heft:** 2

**Artikel:** Ueber Kurzwellensender grosser Leistung  
**Autor:** Leng, L.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1060198>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 23.05.2025

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

	Zersetzungs- temperatur ° C
Phenoplaste . . . . .	280...350
Carbamidharze . . . . .	220...240
Hartpapier . . . . .	280...300
Plexiglas . . . . .	290...300
Buchenholz . . . . .	270...280
Tannenholz . . . . .	300...310
Hartgummi . . . . .	200...220
Roggenstroh . . . . .	260...270

Gummi: über ca. 200° C rasche Zersetzung unter Schmelzen.  
Polyvinylchloridderivate: über ca. 200° C rasche Zersetzung unter Schmelzen und HCl-Abspaltung.  
Zelluloid: bei 160° C Entzündung, Entzündungsgefahr besteht aber schon bei tieferen Temperaturen.

Dabei ist zu beachten, dass viele Stoffe schon bei Temperaturen, die weit unter dem Zersetzungspunkt liegen, erweichen und ihre mechanische Festigkeit verlieren.

## Ueber Kurzwellensender grosser Leistung

Von L. Leng, Solothurn \*)

621.396.71.029.58

Aus der Fülle der dieses Thema betreffenden Fragen wird zuerst die Neutralisierung von Grossleistungsstufen für kurze Wellen behandelt. Dann werden einige Forderungen für die Bauart der Grossleistungsrohren aufgestellt, denen neben den rein elektronentechnischen Problemen Aufmerksamkeit geschenkt werden sollte. Der Realisierung der Schwingkreise ist ein eigenes Kapitel gewidmet. Schliesslich werden im Anhang genaue Formeln für die Leistungen, die Neutralisierung und die Abstimmung abgeleitet.

Parmi les très nombreuses questions qui concernent ce sujet, l'auteur s'occupe tout d'abord de la neutralisation des étages de grande puissance pour les ondes courtes. Puis il énumère quelques-unes des exigences posées à la construction des tubes de grande puissance, en plus des problèmes purement électroniques. Un chapitre est consacré à la réalisation des circuits oscillants. Pour terminer, l'auteur établit des formules exactes pour les puissances, la neutralisation et la syntonisation.

### I. Einleitung

Ein wichtiger Vorteil der Kurzwellenübertragung wird darin gesehen, dass man mit relativ kleinen Senderleistungen gute Uebertragung auf grosse Entfernungen erzielt. Das schliesst aber nicht eine Entwicklungstendenz aus, die nach ständiger Vergrösserung der Senderleistung drängt, um die Uebertragungsgüte und Sicherheit zu erhöhen.

Das Bedürfnis nach Grossendern für Kurzwellen macht sich besonders beim Rundfunkdienst bemerkbar. Hier hat man nicht die Möglichkeit einer starken Strahlbündelung durch Richtantennen, da man grössere Gebiete bestreichen will. Ausserdem sind die Rundfunkempfänger meist nur mit primitiven Antennen ausgerüstet und in Städten aufgestellt, wo der Störspiegel hoch ist. Der Kurzwellen-Rundfunk ist zu einem wichtigen Faktor der internationalen Propaganda geworden. Jeder Staat sucht durch Aussendung grosser Hochfrequenzenergien seiner Stimme Gehör zu verschaffen und sich im Kampfe im Wellenraum durchzusetzen. Dies gilt für den Frieden, aber noch mehr für den Krieg, wo es sich ausserdem noch darum handelt, feindliche Störsender zu übertönen.

Ein anderes Mittel besteht wohl darin, viele mittlere Sender auf verschiedenen Wellen gleichzeitig arbeiten zu lassen. Die Knappheit des Wellenraumes setzt aber hier eine Grenze, und die Steigerung der Senderleistung bleibt immer im höchsten Grade interessant.

Es sind heute eine Reihe von Kurzwellensendern in der Grössenordnung von 100 kW Trägerleistung bei 100 % Modulation, also 400 kW Spitzenleistung, in Betrieb, die in der Frequenz bis auf 23 MHz (13 m) hinaufgehen. Die Entwicklung geht weiter, und zwar einerseits im Sinne von noch höheren Leistungen, und andererseits in dem Bestreben, ähnliche Leistungen auch dem Ultra-Kurzwellengebiet zugänglich zu machen, insbesondere für Fern-

sehsender, die im Frequenzbereich von 40 bis 45 MHz arbeiten. Da die Technik der Ultra-Kurzwellen in diesem Band nicht grundlegend verschieden ist von der der gewöhnlichen Kurzwellen, haben die in diesem Artikel gemachten Ausführungen für beide Bedeutung. Natürlich sind die Besonderheiten jedes Frequenzgebietes, ebenso die der Modulation zu berücksichtigen.

Die Schwierigkeiten der Grossender für Kurzwellen konzentrieren sich auf die Hochfrequenz-Endstufe, die einen neutralisierten Hochfrequenz-Verstärker darstellt. Entsprechend der grossen Röhrenleistung werden die inneren Röhrenkapazitäten sehr bedeutend. Die inneren Selbstinduktionen sind nicht mehr vernachlässigbar, und es treten besondere Erscheinungen auf, die die Neutralisierung, d. h. die Entkopplung zwischen Erreger- und Belastungskreis sehr erschweren. Die Neutralisierung wird also zum Kernproblem und wir werden uns in erster Linie damit befassen. Daraus leiten sich einige Richtlinien für den zweckmässigsten Röhrenaufbau ab. Schliesslich werden einige Fragen, die die Schwingungskreise betreffen, behandelt.

### II. Die Neutralisierung

#### a) Das Ersatzschema der Triode

Die Triode ist nicht nur ein von Elektronenströmen durchflossenes Gebilde; sie ist auch Sitz von elektrischen und magnetischen Feldern. Für Frequenzen, die genügend unterhalb der Eigenfrequenzen der inneren Röhrenkreise liegen, kann man die elektromagnetischen Eigenschaften der Röhre durch ein aus konzentrierten Kapazitäten und Selbstinduktionen bestehendes Ersatzschema darstellen, obwohl es sich in Wirklichkeit um Felder im Raume handelt.

Fig. 1b zeigt dieses Ersatzschema, dessen Bedeutung sich durch Vergleich mit Fig. 1a erklärt. An Stelle der verteilten Kapazitäten werden deren Gesamtbeträge etwa in der Röhrenmitte konzentriert

\*) Eingang: 10. September 1943.

gedacht. Deswegen sind nur die halben Werte der der Gesamtlänge entsprechenden Induktivitäten in Rechnung zu stellen. Diese Annäherung ist klassisch und bedarf keiner näheren Erklärung.

Ueber die physikalische Bedeutung der Kathoden-, Gitter- und Anoden-Induktivität  $L_k, L_g, L_a$  ist eine Feststellung am Platze. Getrennt, wie sie im Ersatzschema erscheinen, haben sie keinen realen Sinn. Schliesst man z. B. einen Stromkreis über die Anode  $A$  und das Gitter  $G$ , so fliesst ein Strom

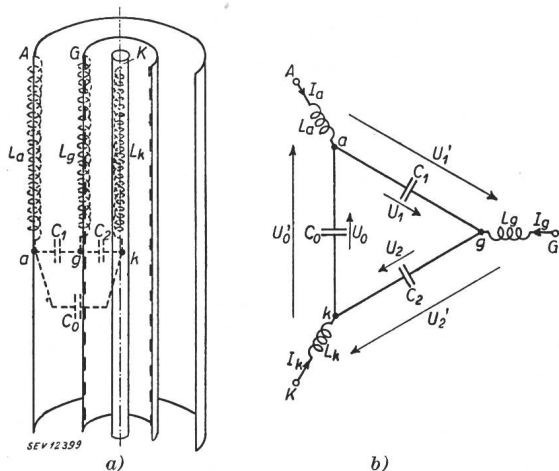


Fig. 1. Ersatzschema der inneren Reaktanzen einer Triode

längs des Anodenzylinders, schliesst sich kapazitiv zum Gitter und fliesst durch dieses hinaus. Die auf der Anode und auf dem Gitter fliessenden Ströme erzeugen einen magnetischen Kraftfluss, dessen Sitz hauptsächlich im Raum zwischen den beiden Elektroden ist, der aber durch die Gittermaschen ein wenig in den Gitter-Kathoden-Raum eindringt. Für den Strom von 1 A sei er  $L_{ag}$ . Im Ersatzschema ist dieser Kraftfluss durch die Summe der Induktivitäten  $L_a$  und  $L_g$  ausgedrückt, durch die der Strom in Serie fliesst so dass wir haben:

$$L_{ag} = L_a + L_g \tag{1a}$$

Analog für den Stromkreis G—K:

$$L_{gk} = L_g + L_k \tag{1b}$$

und für den Stromkreis K—A:

$$L_{ka} = L_k + L_a \tag{1c}$$

Messbar sind nur die kombinierten Induktivitäten  $L_{ag}$  usw. Man rechnet daraus  $L_a, L_g, L_k$ , indem man zuerst die halbe Summe von (1a) bis (1c) bildet:

$$L_a + L_g + L_k = \frac{1}{2} (L_{ag} + L_{gk} + L_{ka})$$

und davon der Reihe nach (1a), (1b) u. (1c) abzieht.

$$L_k = \frac{1}{2} (-L_{ag} + L_{gk} + L_{ka}) \tag{2a}$$

$$L_a = \frac{1}{2} (L_{ag} - L_{gk} + L_{ka}) \tag{2b}$$

$$L_g = \frac{1}{2} (L_{ag} + L_{gk} - L_{ka}) \tag{2c}$$

Um zu einem klaren Bild zu kommen, denken wir uns an Stelle des Gitters einen vollwandigen Zylinder. Ein Strom von 1 A im Anoden-Gitter-Kreis erzeugt im Raum zwischen diesen Elektroden einen magnetischen Kraftfluss  $L_{ag}$ , analog im Gitter-Kathoden-Kreis einen solchen von der Grösse  $L_{gk}$  in dem vom Gitter- und Kathodenzyylinder begrenzten Raum. Man schliesst nun den Stromkreis zwischen Kathode und Anode. Da das Hochfrequenzfeld in das Innere von Metallen nicht eindringen kann,

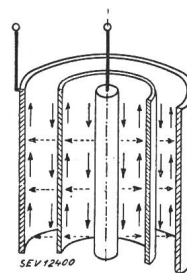


Fig. 2. Leitungs- und Verschiebungsströme einer Triode unter dem Einfluss der Anodenspannung

muss der Strom wie in Fig. 2 angedeutet fließen, wo die vollen Pfeile den Leitungsstrom in den Elektroden, die gestrichelten den Verschiebungsstrom im Dielektrikum bedeuten. Der Leitungsstrom fliesst also in einem bestimmten Augenblick die Kathode hinunter, die Innenwand des Gitters hinauf, die Aussenwand hinunter und über die Anode nach oben. Man erkennt, dass zwischen Anode und Gitter derselbe magnetische Kraftfluss besteht, wie bei Schluss des Stromkreises A—G, also  $L_{ag}$ , zwischen Gitter und Kathode derselbe wie bei Schluss des Stromkreises G—K, also  $L_{gk}$ , zusammen daher:

$$L_{ka} = L_{ag} + L_{gk}$$

Setzt man dieses Resultat in (2a) bis (2c) ein, so findet man:  $L_k = L_{kg}$ ;  $L_a = L_{ag}$  und das wichtigste Resultat:  $L_g = 0$ .

Eine solche idealisierte Röhre hat also keine Gitterinduktivität. Diese entsteht einmal dadurch, dass das Gitter maschenförmig ist, so dass der magnetische Kraftfluss vom Anoden-Gitter-Raum in den Gitter-Kathoden-Raum durchtritt und umgekehrt. Doch auch dieser Umstand erzeugt nur eine verschwindend kleine Gitterinduktivität. Wesentlich vergrössert wird sie durch die inaktiven Gitterteile, die zur Gitterherausführung dienen. Der Röhrenkonstrukteur muss darauf sein spezielles Augenmerk richten, da hier viel zur Verkleinerung der Gitterinduktivität  $L_g$  gemacht werden kann (siehe Kap. III).

Wir gehen nun zur Frage der Neutralisierung selbst über. Wegen der inneren Induktivitäten reicht die klassische Neutralisierung mittels Neutrodynkondensator nicht aus. Wir besprechen zwei Systeme, die für induktive Röhren anwendbar sind, nämlich:

1. Die erweiterte Neutrodynschaltung.
2. Den invertierten Hochfrequenzverstärker.

Wir setzen für das folgende fest, dass die Spannungen zwischen den Klemmen der Triode  $A, G, K$  «äussere» Spannungen ( $U_0, U_1, U_2$ ), zwischen den Punkten  $a, g, k$  «innere» Spannungen genannt wer-

den sollen ( $U_0, U_1, U_2$ ). Es sind diese, welche die Elektronenströme bestimmen (siehe Fig. 1b).

b) Die erweiterte Neutrodynschaltung<sup>1)</sup>

Wir setzen Gegentaktschaltung voraus, die wohl einzig für Kurzwellen-Großsender in Frage kommt.

Fig. 3a zeigt das Schema, das sich von dem klassischen nur durch das Vorhandensein der inneren

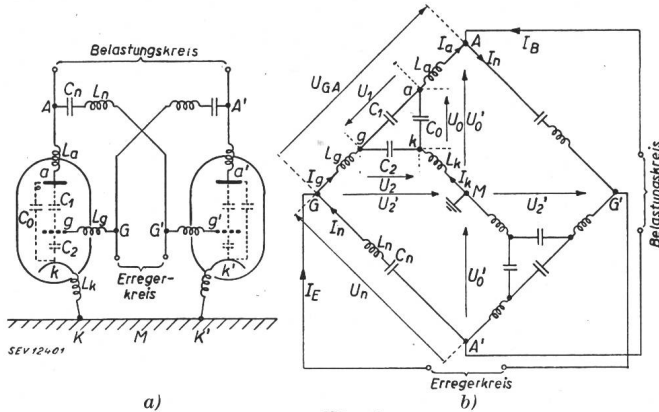


Fig. 3.

Schema der Neutrodynschaltung einer Gegentaktstufe

Röhreninduktivitäten, vermehrt durch die Schaltungs- und Regel-Induktivitäten, unterscheidet. Fig. 3b ist die Uebersetzung dieses Schemas in eine Form, die deutlich die Brückenschaltung erkennen lässt.

Wir nehmen an, dass es möglich ist, die Neutroelemente  $L_n$  und  $C_n$  so zu wählen, dass die Brücke im Gleichgewicht ist, d. h. dass eine angelegte «äussere» Anodenspannung  $U_0'$  keine «äussere» Gitterspannung  $U_2'$  erzeugt und umgekehrt. Damit ist die induktiv-kapazitive Neutrodynisierung gelungen und die Abstimmungen des Erreger- und des Belastungskreises sind unabhängig voneinander. Bei der klassischen Neutrodynisierung, d. h. bei vernachlässigbaren inneren Induktivitäten fallen die Punkte  $A, G$  bzw.  $K$  mit den Punkten  $a, g, k$  zusammen, die «äusseren» Spannungen decken sich mit den «inneren». Abgesehen von der elektronenmässigen Rückwirkung ist also die wirksame Gitterspannung nur von der Erregung, die Anodenspannung nur von der Belastung abhängig. Um dasselbe bei induktiven Röhren zu erreichen, ist ein gesondertes Problem zu lösen, das wir Röhrenabgleich nennen. Denn wegen der Kopplung durch die Induktivitäten ist vorerst noch trotz der Neutrodynisierung  $U_2$  nicht nur von  $U_2'$ , sondern auch von  $U_0'$ , und  $U_0$  nicht nur von  $U_0'$ , sondern auch von  $U_2'$  abhängig.

Der Röhrenabgleich muss erstens erreichen, dass bei angelegter Spannung  $U_0'$  keine innere Gitterspannung  $U_2$  entsteht. Durch die als durchgeführt vorausgesetzte Neutrodynisierung entsteht schon keine «äussere» Gitterspannung  $U_2'$ , d. h.  $G$  wird äquipotentiell mit  $M$ . Nun soll noch  $g$  äquipotentiell mit  $k$  werden, was zur Folge hat, dass durch  $C_2$

kein Strom fliesst. Der von  $L_a$  kommende Strom verteilt sich also im Weiterflusse auf die Zweige  $C_1-L_g$  und  $C_0-L_k$  und  $g$  nimmt dasselbe Potential wie  $k$  an, wenn die entsprechenden Reaktanzen der beiden Zweige im selben Verhältnis stehen, wenn also:

$$1/\omega C_1 : \omega L_g = 1/\omega C_0 : \omega L_k$$

$$\text{oder wenn} \quad L_g \cdot C_1 = L_k \cdot C_0 \quad (3a)$$

Andererseits muss bei angelegter Spannung  $U_2'$  durch die Neutrodynisierung  $U_0'$  verschwinden und der Röhrenabgleich hat zu besorgen, dass auch  $U_0$  verschwindet, was durch eine ähnliche Ueberlegung die zweite Bedingung ergibt:

$$L_a \cdot C_1 = L_k \cdot C_2 \quad (3b)$$

Aus (3a) und (3b) folgt noch:

$$L_a \cdot C_0 = L_g \cdot C_2 \quad (3c)$$

Der Röhrenabgleich lässt sich also durch Regelung der Induktivitäten  $L_a, L_g, L_k$  mittels äusserer Zusatzinduktivitäten erzielen. Es ist sehr wichtig, zu konstatieren, dass er frequenzunabhängig ist in dem Bereich, in dem das Ersatzschema eine genügend gute Annäherung des elektromagnetischen Verhaltens der Röhre darstellt.

Wir kommen nun auf die induktiv-kapazitive Neutrodynisierung zurück unter der Voraussetzung, dass die Bedingungen des Röhrenabgleichs (3a) bis (3c) erfüllt sind. Legt man die Spannung  $U_0'$  an, so soll keine Spannung  $U_2'$  entstehen; also fliesst auch kein Strom im Erregerkreis; der Strom im Neutrozweig  $I_n$  ist gleich  $I_g$  (siehe Fig. 3b). Weiter erinnern wir uns, dass durch den Röhrenabgleich  $C_2$  stromlos ist, dass also  $I_g$  durch  $L_g$  und  $C_1$  fliesst. In  $L_a$  wird  $I_g$  im Verhältnis von  $C_1 : (C_0 + C_1)$  durch den vom Zweig  $L_k-C_0$  kommenden Strom vermehrt. Der Spannungsabfall zwischen  $G$  und  $A$  ist also:

$$U_{GA} = I_g \left( j\omega L_g + \frac{1}{j\omega C_1} \right) + \left( I_g \frac{C_0 + C_1}{C_1} \right) j\omega L_a = \\ = I_g \left[ j\omega \left( L_g + \frac{C_0 + C_1}{C_1} L_a \right) + \frac{1}{j\omega C_1} \right]$$

während er zwischen  $A'$  und  $G$  ist:

$$U_n = I_g \left( j\omega L_n + \frac{1}{j\omega C_n} \right)$$

Die Brücke ist im Gleichgewicht, wenn  $U_{GA} = U_n$ . Soll das Gleichgewicht der Brücke unabhängig von der Frequenz erhalten bleiben, so müssen die Glieder in  $\omega$  und in  $1/\omega$  getrennt gleich sein. Ausserdem ist noch (3c) zu berücksichtigen, so dass man schliesslich als Bedingung einer frequenzunabhängigen Neutrodynisierung erhält:

$$C_n = C_1; \quad L_n = L_g \frac{C_0 C_1 + C_1 C_2 + C_2 C_0}{C_0 C_1} \quad (4)$$

Im Anhang, Abschnitt D, ist die Erregerleistung berechnet (Formel 23c). Ist die innere Anodenspan-

<sup>1)</sup> Französisches Patent Nr. 856.742 vom 8. 3. 39 (Cie Franç. Thomson Houston).

nung  $U_0$  in Phase mit der Gitterspannung  $U_2$ , so hat die Erregung nur die Gitterleistung zu liefern, es tritt also keine Rückwirkung auf. Dies ist der Fall für die Trägerfrequenz, auf die der Belastungskreis abgestimmt ist, aber nur dann, wenn die Laufzeiten vernachlässigbar sind.

Für die Seitenbänder und, allgemein, wenn die Elektronen-Laufzeit eine Phasenverschiebung zwischen innerer Anoden- und Gitterspannung hervorruft, ist eine positive oder negative Rückwirkung vorhanden, da der Koeffizient von  $U_2 \cdot U_{0y}$  nicht Null ist. Er kann sogar sehr grosse Werte annehmen da  $C_0$  sehr klein ist. Insbesondere wird der Koeffizient beträchtlich für Frequenzen nahe der Resonanzfrequenz der Brücke (Formel 22)

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_g \frac{C_0 C_1 + C_1 C_2 + C_2 C_0}{C_0}}}$$

Fig. 4 soll einen Begriff von dem Verlauf der Rückwirkung geben. Das «Rückwirkungsverhältnis» ist definiert als das Verhältnis der von  $U_2 \cdot U_{0y}$  abhängigen Leistung zur normalen Gitterleistung  $U_2^2 \cdot x_2$ . Wir nehmen eine Röhre von 100 A Sätti-

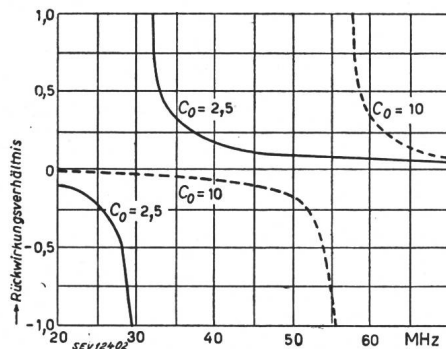


Fig. 4.

Rückwirkungsverhältnis der erweiterten Neutrodynschaltung bei Phasenverschiebung zwischen Gitter- und Anodenspannung Die auf die Erregung rückgekoppelte Anodenleistung ist das Rückkopplungsverhältnis multipliziert mit der Gitterleistung  $U_2^2 \cdot x_2$  und mit  $U_{0y}/U_2$ .

gungsstrom an, die bei Anodenmodulation einen maximal ausnützbaren Anodenstrom von 60 A habe. In der Modulationsspitze (100 % Modulation) arbeite sie annähernd in Klasse B bei 20 000 V Spitzenspannung auf der Anode <sup>1a)</sup>. Da die Grundwelle des Anodenstroms eine Amplitude von 30 A hat, so ist:

$$\left. \begin{aligned} \text{Die Spitzenleistung} & 20\,000 \cdot 30/2 = 300 \cdot 10^3 \text{ W} \\ \text{Die Trägerleistung} & 1/4 \cdot 300 \cdot 10^3 = 75 \cdot 10^3 \text{ W} \\ \text{Die Admittanz} & x_0 = 1,5 \cdot 10^{-3} \end{aligned} \right\} (5a)$$

<sup>1a)</sup> Bei Träger lässt man zur Erzielung eines guten Wirkungsgrades die Röhren meist in Klasse C (Öffnungswinkel ca.  $2 \cdot 70^\circ$ ) arbeiten. Der Stromverlauf ist eingesattelt durch Uebererregung. In der Modulationsspitze verschwindet durch die doppelte Anodenspannung die Uebererregung und die Stromgrundwelle steigt, aber nicht auf den doppelten Wert, wie es lineare Modulation erheischt. Man hilft sich durch gleichzeitige Verbreiterung des Öffnungswinkels (z. B. durch eine halbautomatische Regelung der Gittervorspannung), wobei man erfahrungsgemäss annähernd auf Klasse B kommt.

Die inneren Kapazitäten und die Gitterinduktivität sind für eine gut gebaute Röhre in folgender Grössenanordnung anzunehmen:

$$C_0 = 2,5; C_1 = 80; C_2 = 80 \text{ pF}; L_g = 0,01 \mu\text{H} \quad (5b)$$

Die Resonanzfrequenz liegt ziemlich tief, bei etwa 31 MHz. Sie wird erhöht, wenn man  $C_0$  vergrössert. Dies lässt sich unschwer erreichen, ohne die Elektroneigenschaften der Röhre zu verändern, indem man am unteren Ende der Kathode eine Metallmasse anbringt, die Kapazität mit der Anode macht. Fig. 4 zeigt auch die Verhältnisse für  $C_0 = 10 \text{ pF}$ .

Die Abgleichung der Induktivitäten  $L_a, L_g, L_k$  ist eine etwas heikle Angelegenheit. Es dürfte deshalb günstig sein, zu jedem Röhrentyp grosser Leistung eine komplett geschaltete und geregelte Neutroschaltung ein für alle Mal festzulegen.

c) Der invertierte Hochfrequenzverstärker

Dieser besteht aus einer Triode, bei der nicht die Kathode, sondern das Gitter an Erde liegt (Fig. 5a). Die Gegentaktschaltung, im Schaltschema eine einfache symmetrische Verdoppelung, zeigt keine theoretischen Besonderheiten. Die Ergebnisse dieses Abschnittes gelten also auch unterschiedslos für diese.

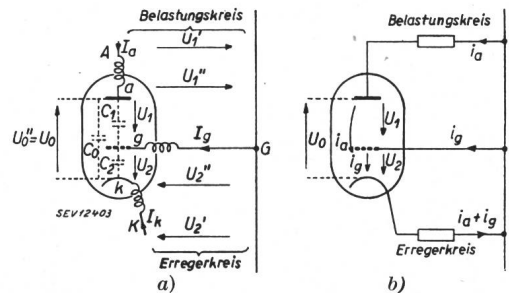


Fig. 5.

Schema des invertierten Verstärkers

- a) Schema der inneren Reaktanzen und der äusseren Kreise.
- b) Schema mit eingezeichneten Elektronenströmen unter Weglassung der inneren Reaktanzen.

Entgegen der Regel wurde hier ausnahmsweise der Effektivwert des Stromes mit kleinen, statt grossen Buchstaben bezeichnet, damit Gesamtstrom und Elektronenstrom unterschieden werden können.

Abgesehen von den Röhren- und Schaltungsinduktivitäten liegt der Erregerkreis zwischen Kathode und Gitter, der Belastungskreis zwischen Anode und Gitter. Die beiden Kreise sind also weitgehend entkoppelt, indem nur die kleine Anoden-Kathoden-Kapazität  $C_0$  eine Rückwirkung auf die Abstimmung ausübt, die unter Umständen zugelassen werden kann. Ist die Gitterinduktivität nicht vernachlässigbar, so erzeugt auch diese eine Rückwirkung auf die Abstimmung.

Nehmen wir aber vorerst die Wirkung von  $C_0$  und  $L_g$  als verschwindend klein an und wenden uns der Wirkung der Elektronenströme zu. Fig. 5b zeigt, über welche Kreise sie sich schliessen. Man sieht, dass der Anodenstrom  $i_a$  über den Erregerkreis zurückfliesst, in dem also die Stromstärke  $i_g + i_a$  ist, so dass die Erregerleistung durch  $U_2 \cdot (i_g + i_a)$

ausgedrückt ist. Andererseits ist die Spannung am Belastungskreis  $U_1 = -U_0 - U_2$ , die an diesen abgegebene Leistung also  $(-U_1) \cdot i_a = (U_0 + U_2) \cdot i_a$ . Die Zusatzleistung  $U_2 \cdot i_a$ , die die Erregerquelle liefern muss, findet sich also im Belastungskreis wieder. Es entsteht eine Rückwirkung, die insofern günstig ist, als sie die Erregung belastet und unerwünschte Selbsterregung erschwert<sup>2)</sup>.

Die Kapazität  $C_0$  und die Induktivität  $L_g$  modifizieren diese einfachen Verhältnisse. Man könnte  $C_0$  durch einen gleich grossen Kondensator kompensieren, der zwischen der Anode der einen Röhre und der Kathode der Gegentaktröhre liegt. Mit dem Kompensationskondensator für die zweite Röhre entsteht so eine kreuzweise Schaltung, analog der Neutrodynschaltung. Die Gitterinduktivität lässt sich für eine bestimmte Frequenz durch einen seriengeschalteten Kondensator kompensieren, der auf  $L_g$  abgestimmt ist.

Nach einer anderen interessanten Methode wird  $L_g$  durch eine äussere Zusatzinduktivität derartig geregelt, dass ebenfalls die reaktive Rückwirkung zwischen Belastungs- und Erregerkreis verschwindet<sup>3)</sup>. Um die Erklärung dieser Methode zu vereinfachen, schicken wir voraus, dass  $L_a$  und  $L_k$  als Teile des Belastungs- bzw. des Erregerkreises betrachtet werden können, dass sie also aus den Röhrenkonstanten verschwinden (siehe Fig. 5a). Zu entkoppeln sind also der zwischen  $a$  und  $G$  liegende und der zwischen  $k$  und  $G$  liegende Kreis, denen die Spannungen  $U_1''$  und  $U_2''$  entsprechen.

Mit Bezug auf Fig. 5a haben wir die Bedingung zu erfüllen, dass bei kalten Röhren ( $i_a = i_g = 0$ )  $U_2''$  und  $I_k$  verschwinden, wenn die Spannung  $U_1''$  angelegt wird.

Mit  $U_2'' = 0$ , wird  $k$  äquipotentiell mit  $G$ , so dass:

$$U_2 = -j\omega L_g \cdot I_g$$

$I_k = 0$  bedeutet, dass der Strom in  $C_2$ ,  $j\omega C_2 U_2$  durch  $C_0$  zurückfliesst, dass daher:

$$U_1 = -(U_2 + U_0) = -\left(\frac{1}{j\omega C_2} + \frac{1}{j\omega C_0}\right) j\omega C_2 U_2 = -\frac{C_0 + C_2}{C_0} \cdot U_2$$

In  $C_1$  fliesst von  $a$  nach  $g$  der Strom

$$j\omega C_2 U_2 - I_g = \left(j\omega C_2 + \frac{1}{j\omega L_g}\right) U_2$$

und erzeugt die Spannung:

$$U_1 = \frac{1}{j\omega C_1} \left(j\omega C_2 + \frac{1}{j\omega L_g}\right) U_2 = \left(\frac{C_2}{C_1} - \frac{1}{\omega^2 L_g C_1}\right) U_2$$

Das Gleichsetzen der beiden Ausdrücke für  $U_1$  ergibt die Bedingung:

<sup>2)</sup> Französisches Patent Nr. 653.803 vom 3. 8. 28 (Cie Franç. Thomson Houston). Französisches Patent Nr. 832.364 vom 21. 1. 33 (Laboratoires de Matériel Téléphonique, LMT).

<sup>3)</sup> Französisches Patent Nr. 856.061 vom 14. 2. 39 (LMT). Siehe auch Mallein et Rabuteau: L'émetteur de Télévision de la Tour Eiffel, Revue Générale de l'Electricité, 9. 9. 39, und Electrical Communication, Bd. 17, Nr. 4, April 1939.

$$L_g = \frac{1}{\omega^2} \cdot \frac{C_0}{C_0 C_1 + C_1 C_2 + C_2 C_0} \quad (6)$$

Die für die Entkoppelung nötige Grösse der Gitterinduktivität ist also stark frequenzabhängig und die Kreise sind nur für eine Frequenz rückwirkungsfrei.

Im Anhang, Abschnitt E, ist die Erregerleistung bei erfüllter Bedingung (6) berechnet. Die Endformel (27) zeigt dass zum Unterschied von der erweiterten Neutrodynschaltung  $C_0$  so klein wie möglich gehalten werden soll. Mit den unter (5b) festgelegten Kapazitätswerten ergibt die Formel (27):

$$P_E = U_2^2 \cdot 0,97 x_2 + U_2 U_{0x} [0,95 |x_0| - 0,03 x_2] + U_2 U_{0y} \cdot 0,00037 |x_0| x_2 - U_0^2 \cdot 0,03 |x_0|$$

Wir nehmen nun noch an, dass  $U_0 = 5 \cdot U_2$  und dass diese Spannungen in Phase sind ( $U_{0y} = 0$ ). Weiter soll die Gitterleistung 10 % der Anodenleistung betragen. Wir haben also:  $U_2^2 \cdot x_2 = 0,1 \cdot U_0^2 \cdot x_0 = 0,1 \cdot 5^2 \cdot U_2^2 \cdot x_0$  d. h.  $x_0 = 0,4 \cdot x_2$ . Damit wird:

Die von  $U_2 \cdot U_{0x}$  abhängige Rückwirkung  
das 1,75fache der Gitterleistung

Die von  $U_0^2$  abhängige Rückwirkung  
das 0,30fache der Gitterleistung

wobei die erstgenannte Rückwirkung positiv ist, die zweite negativ. Es bleibt also ein reichlicher positiver Ueberschuss, das heisst, ein die Erregung belastender übrig, der das Funktionieren der Röhre stabilisiert.

Die Vorstufe des invertierten Verstärkers hat ein Vielfaches (in unserem Beispiel das 2,42fache) der Gitterleistung zu liefern. Doch findet sich die Vorstufenleistung, abzüglich der Gitterleistung, im Belastungskreis wieder. Es ist zu bemerken, dass bei Telephoniesendern mit Anodenmodulation auch die Vorstufe moduliert werden muss, da sonst die von ihr direkt an den Belastungskreis gelieferte Leistung Verzerrungen erzeugen würde.

Der Nachteil des invertierten Verstärkers, die Frequenzabhängigkeit der Neutralisierung macht sich bei Fernsendern bemerkbar. Für die weit abliegenden Seitenbandfrequenzen treten komplizierte Rückwirkungen auf, die gewisse Schwierigkeiten mit sich bringen.

#### d) Vergleichende Bemerkungen über die beiden beschriebenen Schaltungen

Der invertierte Verstärker scheint wegen seiner Einfachheit praktisch an erster Stelle zu stehen. Doch macht sich seine starke Frequenzabhängigkeit nachteilig bemerkbar. Demgegenüber ist die erweiterte Neutroschaltung komplizierter. Aber sie hat den bedeutenden Vorteil für sich, frequenzunabhängig und rückwirkungsfrei zu sein (abgesehen von der in zulässigen Grenzen zu haltenden Rückwirkung bei Auftreten einer Phasenverschiebung zwischen Anoden- und Gitterspannung).

Wichtig ist, zu untersuchen, wie die Schaltungen gegen die Erregung von wilden Schwingungen ge-

schützt werden können. Bei der erweiterten Neutroschaltung kann sich eine wilde Schwingung im Gegentakt nur durch die Rückwirkung der phasenverschobenen Komponente der Anodenspannung entwickeln. Wir haben gesehen, dass die Vergrößerung der Anoden-Kathoden-Kapazität ein einfaches Mittel darstellt, die Schwingneigung gegen hohe Frequenzen hinauszurücken und damit dieser Gefahr zu begegnen.

Die entkoppelnde Wirkung der Neutroschaltung (in der klassischen oder erweiterten Form) hebt sich auf, wenn die Röhren nicht in Gegentakt, sondern parallel schwingen. Man muss bei dem Entwurf der Schwingkreise und der zugehörigen Elemente ängstlich darauf bedacht sein, dass keine parasitären Kreise schwacher Dämpfung vorhanden sind, die die Ausbildung von Parallelschwingungen ermöglichen könnten.

Wegen der Frequenzabhängigkeit des invertierten Verstärkers besteht immerhin die Möglichkeit, dass für gewisse Frequenzen Selbsterregung wilder Schwingungen eintritt. Aber die die Erregung belastende Rückwirkung beschränkt die Gefahr. Zum Unterschied von der Neutroschaltung sind die Erregungsbedingungen für Gegentakt- und für Parallelschwingen der beiden Röhren dieselben.

Wie schon erwähnt, benötigt der invertierte Verstärker eine um ein Vielfaches grössere Vorstufe als die Neutroschaltung. Damit wird auch im allgemeinen die Gesamtzahl der Senderstufen um eine vermehrt.

### III. Grossleistungsröhren für Kurzwellensender

Alle ungewünschten Rückwirkungen, hervorgerufen durch die inneren Röhren-Induktivitäten, hängen von Produkten von Kapazität und Selbstinduktion ( $L \cdot C$ ) ab und sind proportional dem Quadrate der Frequenz.

In den Formeln der abgeglichenen Schaltungen ist diese Tatsache nicht überall direkt sichtbar. Praktisch besteht sie aber doch, wie man aus den Ableitungen des Anhangs erkennen kann, wenn die Neutralisierungsbedingungen nicht erfüllt werden. Man bemerkt, dass die Koeffizienten, die unter (12b) bis (12e) aufgeführt sind, nämlich  $x_{00}$ ,  $x_{22}$ ,  $x_{02}$ ,  $x_{20}$  die besagte Form haben. Die praktische Verwirklichung ist immer etwas verschieden von der Theorie, die nicht die störende Wirkung der Erdkapazitäten der Elektroden, die tatsächliche Abweichung des Ersatzschemas von der Wirklichkeit und die Ungenauigkeit der Abgleichung berücksichtigt.

Neben den Produkten  $\omega^2 \cdot L \cdot C$  spielen die inneren Induktanzen  $\omega \cdot L$  eine Rolle, und zwar in den Koeffizienten  $y_{00}$ ,  $y_{22}$ ,  $y_{02}$ ,  $y_{20}$  (siehe 12b bis e).

Es ist klar, dass man bei Grossendern für Kurzwellen gezwungen ist, die Röhren bis zur äussersten Leistungsgrenze auszunützen, d. h. die Spannungen und spezifischen Elektrodenbelastungen so weit wie möglich zu steigern. Dadurch kann man aus Röhren relativ kleiner Dimensionen, somit kleiner Kapazitäten und Induktivitäten, die grösstmögliche Lei-

stung herausholen. Man findet, dass die Grenze hauptsächlich durch die Gitterbelastung gegeben ist. Die wassergekühlten Anoden gestatten, eine Verlustleistung abzuführen, die bei dem Betrieb der Röhren mit hohem Wirkungsgrad noch eine sehr grosse Reserve beinhaltet. Der Emissionsstrom kann durch Erhöhung der Zahl der Heizfäden gesteigert werden. Das Gitter aber hat sehr ungünstige Abkühlungsverhältnisse, so dass die auf ihm in Wärme umgesetzte Verlustenergie am engsten begrenzt ist. Auch bezüglich Sekundäremission ist das Gitter am kritischsten. Es sind daher Bestrebungen im Gange, durch Verwendung besonderer Materialien das Gitter leistungsfähiger zu machen.

Wir wollen nun überlegen, wie die Leistung von Röhren am besten erhöht werden kann, wenn die spezifische Gitterbelastung ( $W/cm^2$ ) als gegeben angesehen wird. Auch der Durchgriff soll unverändert bleiben.

Bei unveränderten Spannungen und Elektrodenabständen geht die Leistung proportional der Gitterfläche hinauf, ebenso (angenähert) die Kapazitäten. Die Fläche kann durch einfache Verlängerung der Röhre vergrössert werden, wobei sowohl die Induktivitäten  $L$ , als auch die Kapazitäten  $C$  proportional mit der Länge wachsen.  $L \cdot C$  wächst also mit dem Quadrate der Röhrenlänge, welche letztere der Leistung proportional ist. Vergrössert man dagegen die Elektrodendurchmesser unter Beibehaltung der Länge, so bleibt das Produkt  $L \cdot C$  konstant.

Kurze, dicke Röhren sind also vorteilhaft. Diese Tatsache wird noch unterstützt durch die guten Abkühlungsverhältnisse eines kurzen Gitters, da der Wärmefluss nur kleine Wege zu durchlaufen hat.

Da in beiden Fällen die Abstände und Spannungen unverändert bleiben, ändern sich die Laufzeiten der Elektronen nicht.

Nun untersuchen wir noch, was zu erreichen ist, wenn man bei unveränderter Röhrenlänge die Querschnittsdimensionen  $a$  verhältnismässig vergrössert. Der spezifische Elektronenstrom (pro  $cm^2$ ) ist proportional  $U^{3/2} \cdot a^{-2}$ , die spezifische Leistung proportional  $U^{5/2} \cdot a^{-2}$ . Die Spannungen ändern sich also bei unveränderter spezifischer Leistung wie  $a^{4/5}$ . Der spezifische Strom ist proportional

$$(a^{4/5})^{3/2} \cdot a^{-2} = a^{-4/5}; \text{ er sinkt also.}$$

Damit sinkt auch die spezifische Heizleistung der Kathode. Da die Heizleistung mitverantwortlich ist für die Gittertemperatur, kann die Röhrenleistung noch mehr gesteigert werden, als nach obigem anzunehmen, um so mehr, als das Gitter von der Kathode abrückt.

Wir sehen aber vorsichtshalber von diesen günstigen Faktoren ab und konstatieren, dass bei unveränderter Röhrenlänge die Leistung linear mit den Querschnittsdimensionen wächst, da sie ja einfach proportional der Gitterfläche ist. Dagegen bleiben die Kapazitäten und Induktivitäten unverändert. Die Spannungsbeanspruchung sinkt, weil die Spannung langsamer steigt als die Querschnittsdimensionen.

Auch die Laufzeiten werden nicht ungünstig beeinflusst. Sie sind proportional  $a^{1/3} \cdot U^{-1/2}$  und da  $U$  sich wie  $a^{4/5}$  verändert, so die Laufzeit wie  $a^{-1/15}$ . Sie sinkt also, wenn auch langsam.

Die beiden interessant erscheinenden Wege der Leistungsvergrößerung von Kurzwellenröhren, nämlich die Schaffung kurzer dicker Röhren bei unveränderten Spannungen, zweitens die Vergrößerung der Elektrodenabstände bei entsprechender Erhöhung der Spannungen, lassen sich natürlich auch kombinieren. Beide Methoden haben aber praktische Grenzen, die im konstruktiven Aufbau gelegen sind. Ausserdem kommt man zu Spannungserhöhungen, die bezüglich des Rocky-Point-Effektes noch unerforscht sind. Auch wird man Schwierigkeiten haben, für allzugrosse Spannungen brauchbare Energiequellen zu finden.

Für Fernsehsender ist noch die Frage des Ueberspannungsfaktors der Kreise zu berücksichtigen, der wegen des breiten Frequenzbandes nicht zu gross werden darf. Er ist definiert durch  $Q = \omega C \cdot U^2 / 2P$ , wo  $P$  die Wirkleistung,  $C$  die Gesamtkapazität des Kreises ist, die sich in den betrachteten Fällen hauptsächlich aus den Röhrenkapazitäten zusammensetzt oder von ihnen abhängt. Bei der Methode gleicher Spannungen und gleicher Elektrodenabstände ändert sich  $C$  linear mit  $P$ ;  $Q$  bleibt also bei Leistungsvergrößerung unverändert. Bei verhältnismässiger Vergrößerung der Elektrodenabstände  $a$  und Spannungserhöhung wie  $a^{4/5}$  ändert sich die Kapazität nicht, die Leistung aber linear mit  $a$ , also  $Q$  wie  $U^2/P$  oder wie  $(a^{4/5})^2 \cdot a^{-1} = a^{3/5}$ . Diese, wenn auch langsame Erhöhung von  $Q$  kann manchmal von Nachteil sein, wenn es sich um Fernsehsender handelt.

Die vorstehenden Erwägungen beziehen sich auf den aktiven Teil der Röhre. Leider erhöhen bei den üblichen Röhrenkonstruktionen die inaktiven Teile, die zur Halterung und Herausführung dienen, die inneren Röhrenreaktanzen bedeutend. In ihnen liegt je nach der Konstruktion 20 bis 40 % der Gesamtkapazität; die Gitter- und Kathodeninduktivitäten werden um ein Vielfaches erhöht. Hier muss das Möglichste getan werden, um Verbesserungen zu erzielen.

Die allgemein üblichen Gitterherausführungen durch einen stabförmigen Leiter, der durch einen Ansatz des Glasballons hindurchgeht, sind sehr induktiv. Auch sind sie wenig geeignet, den grossen kapazitiven Gitterstrom zu beherrschen, so dass starke Erwärmungen an den Glas-Metall-Einschmelzungen auftreten, die zwingen, die Spannungen und damit die Leistungen herabzusetzen. Beide Nachteile werden vermieden durch die ringförmige Gitterherausführung, die in Fig. 6a schematisch dargestellt ist. Diese Anordnung weist zwar gegenüber der gebräuchlichen eine erhöhte Kapazität auf, was aber gegenüber den erwähnten Vorteilen zurücktritt.

Die Anordnung nach Fig. 6a lässt sich noch bedeutend verbessern. Man kommt auf die Form der eingezogenen Anode, wie in Fig. 6b dargestellt. Man erspart einen grossen Teil der durch den

Kriechweg  $d$  bedingten Länge der inaktiven Gitter- und Kathodenteile. Diese sehr empfehlenswerte Bauart wurde zum ersten Male bei den demontierbaren Trioden 20 C 250 der Cie Générale de Radio-

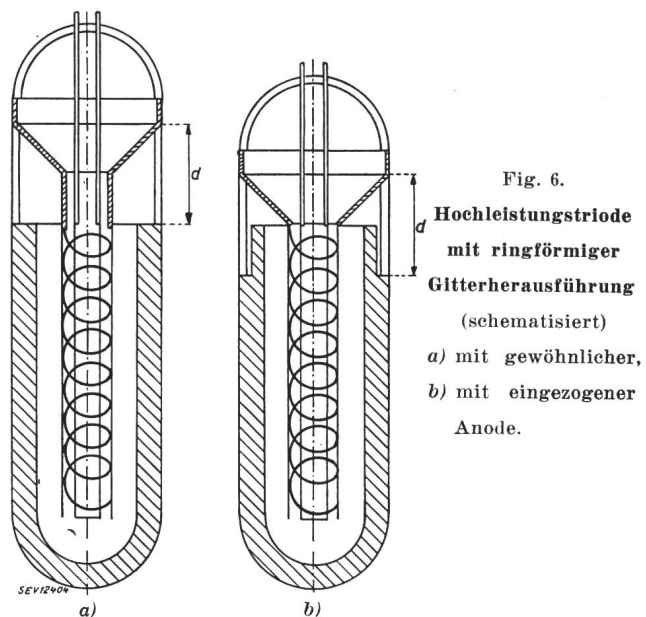


Fig. 6.

Hochleistungstriode  
mit ringförmiger  
Gitterherausführung  
(schematisiert)  
a) mit gewöhnlicher,  
b) mit eingezogener  
Anode.

logie, Paris<sup>4)</sup> angewandt, die in die Kurzwellen-Rundfunk-Sender der Station «Radio Mondial» von mehr als 100 kW Trägerleistung eingebaut sind.

#### IV. Die Schwingkreise

Im folgenden befassen wir uns nur mit den Belastungskreisen. Denn für die Erregerkreise sind ähnliche Lösungen, aber unter erleichterten Umständen, anwendbar.

Die Anlage der Schwingkreise ist wesentlich verknüpft mit der Röhrenschaltung. Bei der erweiterten Neutroschaltung stellt die Neutrobrücke in vielen Fällen schon eine genügend grosse Schwingkreiskapazität dar. Nehmen wir die Zahlen des Beispiels (5a) und (5b) und schätzen wir die Erdkapazität der Anode  $C_{ae}$  auf 40 pF, die des Neutrokondensators  $C_{ne}$  auf denselben Wert, so ist die für den Belastungskreis massgebende Kapazität (pro Schaltungshälfte, also zwischen einer Anode und Erde gemessen):

$$C_B = 2C_1 + C_0 + C_{ae} + C_{ne} \approx \text{rd. } 250 \text{ pF}$$

Mit diesem Werte der Schwingkreiskapazität wird der Ueberspannungsfaktor  $Q = \omega C \cdot U^2 / 2P$  bei höheren Frequenzen schon ziemlich gross. Da für den Träger  $P = 75 \text{ kW}$  und  $U = 10\,000 \text{ V}$ , so ist bei 23 MHz  $Q = 24$  und bei 15 MHz noch 15,6.

Zur Vervollständigung des Belastungskreises gehört also nur noch eine Induktivität  $L_{BK}$ , da als Kapazität  $C_B$  genügt.  $L_{BK}$  wird sehr klein, nämlich  $0,19 \mu\text{H}$  bei 23 MHz,  $0,45 \mu\text{H}$  bei 15 MHz, die äusserlich sichtbare Induktivität vermindert sich

<sup>4)</sup> Französisches Patent Nr. 852.989 vom 26.10.38 (Cie Générale de Radiologie). Siehe auch Dewalt: Three New Ultra High Frequency Triodes, Proceedings Instn. Radio Engrs., Sept. 1941.



noch um den Wert der Induktivität, die die Neutrobrücke darstellt. Für die neutrodynisierte und abgeglichene Brücke ist diese nach Formel (21c):  $L_B = 0,17 \mu\text{H}$ . Für die äussere Induktivität bleibt bei 23 MHz praktisch nichts mehr übrig. Wir bemerken, dass durch die auch aus andern Gründen in Abschnitt IIIb empfohlene Vergrösserung von  $C_0$  auch  $L_B$  namhaft verkleinert wird.

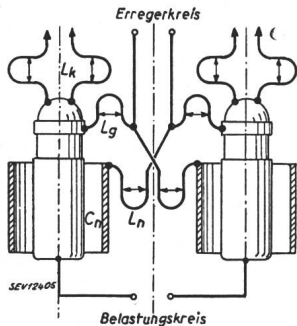


Fig. 7.  
Neutrodynschaltung mit Verwendung des Anodenzylinders als Armatur des Neutrodynkondensators

Eine empfehlenswerte Anordnung ist die in Fig. 7 skizzierte, bei der die Aussenfläche der Röhrenanode selbst als eine Armatur des Neutrokondensators dient, indem die andere als konzentrischer Zylinder darum herumgebaut wird. Für den Röhrenabgleich ist nun zu beachten, dass die innere Anodeninduktivität  $L_a$  nicht mehr durch eine Zusatzinduktivität geregelt werden kann, dass sich also  $L_g$  und  $L_k$  danach richten müssen. Der Vorteil dieser Anordnung liegt in der beträchtlichen Verminderung der Gesamtkapazität der Neutrobrücke  $C_B$ . Der grösste Teil der von der Aussenfläche der Anode ausgehenden Kraftlinien endet auf der Gegenarmatur des Neutros und bildet keine parasitäre Kapazität. Ebenso fällt die Erdkapazität des Neutrodynkondensators zum grossen Teil weg, so dass sich in unserem Beispiel  $C_B$  um fast 80 pF vermindert.

Beim invertierten Verstärker hat man es mit kleineren Kapazitäten zu tun. Bei den Frequenzen von Fernsendern werden die Kreisinduktivitäten trotzdem sehr klein.

Man wird also allgemein nach Mitteln suchen müssen, um trotz dieser Kleinheit der Kreisinduktivitäten die Kreise verwirklichen zu können. Eines

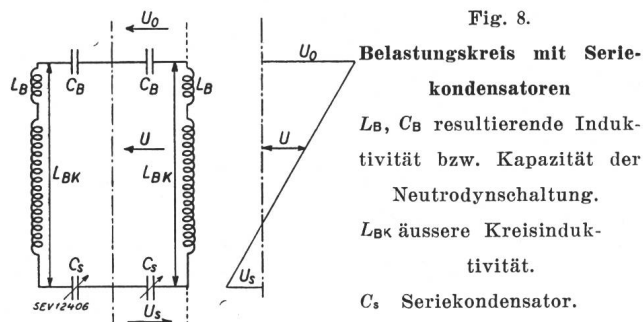


Fig. 8.  
Belastungskreis mit Serie-kondensatoren  
 $L_B, C_B$  resultierende Induktivität bzw. Kapazität der Neutrodynschaltung.  
 $L_{BK}$  äussere Kreisinduktivität.  
 $C_s$  Serie-kondensator.

ist die Anordnung eines Serienkondensators  $C_s$ , der gleichzeitig die Rolle eines Regelorgans für die Abstimmung übernehmen kann (Fig. 8). Die Induktivität  $L_{BK}$  steht in Resonanz mit der kleineren resul-

tierenden Kapazität  $C_B \cdot C_s / (C_B + C_s)$ . Wenn z. B.  $C_s = C_B$  wird die Induktivität  $L_{BK}$  verdoppelt.

Sehr günstig ist es,  $C_s$  als Plattenkondensator auszubilden, der durch Veränderung des Plattenabstandes geregelt wird. Dann arbeitet er mit einem vom Plattenabstand unabhängigen Spannungsgradient und ergibt einen grossen Regelbereich. Da der Kreisstrom  $C_B$  und  $C_s$  in Serie durchfliesst, ist die Spannung am Serienkondensator  $U_s = U_0 \cdot C_B / C_s$ . Ist  $A$  die Fläche von  $C_s$  und  $d$  der variable Plattenabstand, so haben wir:  $C_s = 0,0886 \cdot A/d$  und der Spannungsgradient:

$$U_s/d = 1/0,0886 \cdot U_0 \cdot C_B/A \quad (7)$$

Wir sehen also, dass tatsächlich der Spannungsgradient  $U_s/d$  einzig von der Plattenoberfläche abhängt, da ja  $U_0$  und  $C_B$  für einen bestimmten Sender festliegt. Man kann also die Kapazität bis fast zur Berührung der Platten hinaufregeln, was einen grossen Regelbereich ergibt.

Eine häufig angewendete Methode ist die, am Ende kurzgeschlossene Hochfrequenz-Energie-Leiter als Kreise zu verwenden. Die Resonanzbedingung lautet:

$$\omega L_B - 1/\omega C_B + Z \operatorname{tg} \left( \omega \frac{l}{c} \right) = 0 \quad (8)$$

woraus man sieht, dass die Leiterlänge um so grösser wird, je kleiner die charakteristische Impedanz  $Z$  ist. Für hohe Frequenzen wird man manchmal gezwungen sein, dem Leiter eine Länge zu geben, die zwischen einer halben und drei Viertel Wellenlänge liegt, während in weniger kritischen Fällen mit weniger als eine Viertelwelle abgestimmt werden kann.

Die Abstimmung kann durch Veränderung der Länge  $l$  geregelt werden, wozu aber unter dem hohen Kreisstrom stehende Schleifkontakte nötig sind, die konstruktive Schwierigkeiten verursachen.

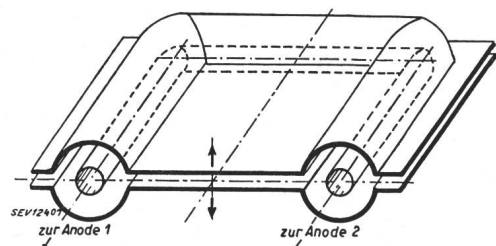


Fig. 9.  
Hochfrequenz-Energieleiter als äusserer Schwingkreis

Eine elegantere Lösung besteht in der Variation der charakteristischen Impedanz  $Z$ , die erfolgen kann, ohne dass unter Spannung stehende Teile bewegt werden. Fig. 9 deutet diese Idee an. Der an die Anoden angeschlossene U-förmige Leiter ist von einer zweiteiligen, entsprechend geformten Hülle umgeben, die den Aussenleiter darstellt. Durch Bewegung der beiden Teile in der Pfeilrichtung wird die charakteristische Impedanz  $Z$  vergrössert, d. h. die Resonanzfrequenz herabgesetzt. Ein grosser Vorteil dieser Anordnung ist auch, dass der Aussenleiter

einen guten Schirm abgibt. Der Kreis ist also fast strahlungsfrei und hat eine sehr kleine Verlustdämpfung.

**V. Schlussbemerkungen**

Die Schwierigkeiten der Leistungserhöhung der Kurzwellen- und Ultra-Kurzwellensender müssen in erster Linie von der Röhrenseite her überwunden werden. Die Röhrenkonstrukteure müssen neben der elektronentechnischen Seite auch die elektromagnetischen Eigenschaften der Röhre pflegen. So ist zu erwarten, dass die bisher erreichten Leistungsgrenzen noch wesentlich überschritten werden können. Auch die Entwicklung von Mehrgitterröhren grosser Leistung würde interessante Möglichkeiten eröffnen.

**Anhang**

**A. Allgemeine Beziehungen des Ersatzschaltbildes einer Triode.**

Im Schema Fig. 10 (vergl. auch Fig. 1b) bezeichnen:

Die Impedanzen:

$$\beta_g = jY_g = j\omega L_g; \beta_k = jY_k = j\omega L_k; \beta_a = jY_a = j\omega L_a \tag{9}$$

wo  $L_g, L_k, L_a$  die Gitter-, Kathoden-, bzw. Anoden-Induktivitäten sind.

Die Admittanzen:

$$\mathcal{U}_0 = x_0 + jy_0, \mathcal{U}_1 = jy_1, \mathcal{U}_2 = x_2 + jy_2 \tag{10a}$$

$$\begin{aligned} \delta_{00} &= x_{00} + jy_{00} = \mathcal{U}_0 (\beta_k + \beta_a) + \mathcal{U}_1 \beta_a; & x_{00} &= -y_0 (Y_k + Y_a) - y_1 Y_a; & y_{00} &= x_0 (Y_k + Y_a) & \tag{12b} \\ \delta_{22} &= x_{22} + jy_{22} = \mathcal{U}_2 (\beta_g + \beta_k) + \mathcal{U}_1 \beta_g; & x_{22} &= -y_2 (Y_g + Y_k) - y_1 Y_g; & y_{22} &= x_2 (Y_g + Y_k) & \tag{12c} \\ \delta_{02} &= x_{02} + jy_{02} = \mathcal{U}_1 \beta_a - \mathcal{U}_2 \beta_k; & x_{02} &= -y_1 Y_a + y_2 Y_k; & y_{02} &= -x_2 Y_k & \tag{12d} \\ \delta_{20} &= x_{20} + jy_{20} = \mathcal{U}_1 \beta_g - \mathcal{U}_0 \beta_k; & x_{20} &= -y_1 Y_g + y_0 Y_k; & y_{20} &= -x_0 Y_k & \tag{12e} \end{aligned}$$

Bei abgestimmter Anode ist:

$$\begin{aligned} x_0 &= -|x_0| = -\frac{i_a}{U_0}; & x_2 &= \frac{i_g}{U_2}; & y_0 &= \omega C_0; \\ y_1 &= \omega C_1; & y_2 &= \omega C_2 \end{aligned} \tag{10b}$$

wo  $i_a, i_g$  der Elektronenstrom zur Anode, bzw. zum Gitter ist. Der negative Wert von  $x_0$  rührt daher, dass die Anode sich wie ein Generator verhält.

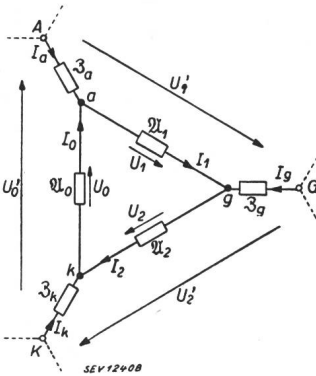


Fig. 10.  
Ersatzschema einer Triode  
 $Z_a, Z_g, Z_k$  Impedanzen der inneren Induktivitäten.  
 $\mathcal{A}_0, \mathcal{A}_1, \mathcal{A}_2$  Admittanzen der inneren Kapazitäten und der Elektronenströme.

Bei nicht abgestimmter Anode, oder wenn Laufzeiterscheinungen im Spiele sind, sind die Elektronenströme sinngemäss in zwei Komponenten zu zerlegen, die eine in Phase mit der entsprechenden

Spannung (Index  $x$ ), die andere um  $90^\circ$  phasenverschoben (Index  $y$ ). Man hat dann:

$$\begin{aligned} x_0 &= -|x_0| = -\frac{i_{ax}}{U_0}; & x_2 &= \frac{i_{gx}}{U_2}; & y_0 &= \omega C_0 - \frac{i_{ay}}{U_0} \\ y_1 &= \omega C_1; & y_2 &= \omega C_2 + \frac{i_{gy}}{U_2} \end{aligned} \tag{10c}$$

Man liest aus dem Schema Fig. 10 folgende Beziehungen ab:

$$\begin{aligned} \mathcal{U}'_0 + \mathcal{U}'_1 + \mathcal{U}'_2 &= 0; & \mathcal{U}_0 + \mathcal{U}_1 + \mathcal{U}_2 &= 0; \\ \mathfrak{F}_g + \mathfrak{F}_k + \mathfrak{F}_a &= 0 & \tag{11a} \\ \mathfrak{F}_g &= -\mathfrak{F}_1 + \mathfrak{F}_2; & \mathfrak{F}_k &= -\mathfrak{F}_2 + \mathfrak{F}_0; & \mathfrak{F}_a &= -\mathfrak{F}_0 + \mathfrak{F}_1 & \tag{11b} \end{aligned}$$

Ersetzt man  $\mathfrak{F}_0, \mathfrak{F}_1, \mathfrak{F}_2$  in (11b) durch die Spannungen  $\mathcal{U}$  und die entsprechenden Admittanzen (z. B.  $\mathfrak{F}_0 = \mathcal{U}_0 \mathcal{A}_0$ ) und eliminiert  $\mathcal{U}_1$  durch die zweite Gleichung (11a), so erhält man:

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}_g &= \mathcal{U}_2 (\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2) + \mathcal{U}_0 \mathcal{A}_1; & \mathfrak{F}_k &= -\mathcal{U}_2 \mathcal{A}_2 + \mathcal{U}_0 \mathcal{A}_0; \\ \mathfrak{F}_a &= -\mathcal{U}_2 \mathcal{A}_1 - \mathcal{U}_0 (\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_0) & \tag{11c} \end{aligned}$$

Weiter ist:

$$\mathcal{U}'_0 = \mathcal{U}_0 + \mathfrak{F}_k \beta_k - \mathfrak{F}_a \beta_a; \quad \mathcal{U}'_2 = \mathcal{U}_2 + \mathfrak{F}_g \beta_g - \mathfrak{F}_k \beta_k$$

und mit (11c):

$$\begin{aligned} \mathcal{U}'_0 &= \mathcal{U}_0 (1 + \delta_{00}) + \mathcal{U}_2 \delta_{02}; \\ \mathcal{U}'_2 &= \mathcal{U}_2 (1 + \delta_{22}) + \mathcal{U}_0 \delta_{20} \end{aligned} \tag{12a}$$

wobei unter Berücksichtigung von (9) und (10a) bedeuten:

**B. Beziehungen für die Leistungsberechnung**

Für die Berechnung der Wirkleistung  $P$  und der Blindleistung  $Q$  gilt:

$$\mathfrak{P} = P + jQ = \mathcal{U} \mathfrak{F}^* \tag{13}$$

worin  $\mathcal{U}$  die entsprechende Spannung,  $\mathfrak{F}$  der entsprechende Strom ist, während  $\mathfrak{F}^*$  den konjugiert komplexen Wert von  $\mathfrak{F}$  darstellt. Wenn  $Q$  positiv ist, so ist die Blindleistung induktiv, im andern Fall kapazitiv.

Wir benützen noch die Beziehung:

$$\text{Wenn } \mathfrak{P} = \mathcal{U} \cdot \mathfrak{F} \text{ so ist } \mathfrak{P}^* = \mathcal{U}^* \cdot \mathfrak{F}^* \tag{14}$$

Ferner setzen wir in den folgenden Ableitungen

$$\mathcal{U}_2 = U_2 + j0; \quad \mathcal{U}_0 = U_{0x} + jU_{0y} \tag{15}$$

so dass  $U_{0y} = 0$  und  $U_{0x} = U_0$ , wenn die Anodenspannung in Phase mit der Gitterspannung ist. Dies ist der Fall, wenn die Anode abgestimmt und die Elektronenlaufzeit vernachlässigbar ist.

Schliesslich konstatieren wir, dass:

$$\mathcal{U} \cdot \mathcal{U}^* = U^2 \tag{16}$$

**C. Die Erregerleistung bei Gittererregung**

Wir sprechen von Gittererregung zum Unterschied von Kathodenerregung (diese ist dem inver-

tierten Verstärker eigen) wenn die Erregerspannung dem Punkte G zugeführt wird.

$$P_g + j Q_g = U_2 \cdot \mathfrak{S}_g^*$$

Rechnen wir dies nach (11c) und (12a) aus, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} P_g + j Q_g &= U_2 U_2^* (1 + \delta_{22}) (\mathfrak{U}_1^* + \mathfrak{U}_2^*) + \\ &U_2 U_0^* (1 + \delta_{22}) \mathfrak{U}_1^* + U_0 U_2^* \delta_{20} (\mathfrak{U}_1^* + \mathfrak{U}_2^*) + \\ &U_0 U_0^* \delta_{20} \cdot \mathfrak{U}_1^* = U_2^2 (1 + \delta_{22}) (\mathfrak{U}_1^* + \mathfrak{U}_2^*) + \\ &U_2 U_{0x} [(1 + \delta_{22}) \mathfrak{U}_1^* + \delta_{20} (\mathfrak{U}_1^* + \mathfrak{U}_2^*)] + \\ &j U_2 U_{0y} [-(1 + \delta_{22}) \mathfrak{U}_1^* + \delta_{20} (\mathfrak{U}_1^* + \mathfrak{U}_2^*)] + \\ &U_0^2 \delta_{20} \mathfrak{U}_1^* \end{aligned}$$

Zerlegt man darin die Admittanzen  $\mathfrak{U}$  und die Koeffizienten  $\delta$  in ihre Komponenten mittels (10a), (12c) und (12e), so bekommt man als Realteil:

$$\begin{aligned} P_g &= U_2^2 [(1 + x_{22}) x_2 + (y_1 + y_2) y_{22}] + \\ &U_2 U_{0x} [y_1 y_{22} + x_{20} x_2 + y_{20} (y_1 + y_2)] + \\ &U_2 U_{0y} [-(1 + x_{22}) y_1 - y_{20} x_2 + x_{20} (y_1 + y_2)] + \\ &U_0^2 y_1 y_{20} \end{aligned} \quad (17a)$$

Für den Imaginärteil, die Blindleistung, ist im allgemeinen der Einfluss der Belastung uninteressant und vernachlässigbar. Wir setzen daher  $x_0 = x_2 = 0$ , womit auch  $y_{22}$  und  $y_{20}$  verschwinden.

$$\begin{aligned} Q_g &\cong U_2^2 [-(1 + x_{22}) (y_1 + y_2)] + \\ &U_2 U_{0x} [-(1 + x_{22}) y_1 - x_{20} (y_1 + y_2)] - U_0^2 y_1 x_{20} \end{aligned} \quad (17b)$$

Für nicht induktive Röhren, d.h.  $Y_g = Y_k = Y_a = 0$ , somit auch  $\delta_{22} = \delta_{20} = 0$  gehen diese Formeln in die folgenden über, die klassisch sind:

$$P_g = U_2^2 x_2 - U_2 U_{0y} y_1; \quad Q_g = -U_2^2 (y_1 + y_2) - U_2 U_{0x} y_1$$

#### D. Neutrodynisierung und Röhrenabgleich

Nach Fig. 3b ist die durch den Neutrozweig A'G dem Gitter zugeführte Leistung

$$\begin{aligned} P_n + j Q_n &= U_2^2 \mathfrak{S}_n^* = U_2^2 (U_0^* - U_2^*) \mathfrak{U}_n^* = \\ &- U_2^2 U_0^* j y_n + U_2^2 j y_n \end{aligned}$$

wo

$$\mathfrak{U}_n = j y_n = \frac{j \omega C_n \cdot 1 / j \omega L_n}{j \omega C_n + 1 / j \omega L_n} = j \frac{\omega C_n}{1 - \omega^2 L_n C_n} \quad (18)$$

die Admittanz des Neutrozweiges ist.

Das zweite Glied des Leistungsausdruckes ergibt keinen Anteil zur Wirkleistung  $P_n$ , sondern ist rein reaktiv.

Durch Einsetzen der Ausdrücke (12a) für die Spannungen und die Koeffizienten laut (12b-e) erhält man:

$$\begin{aligned} P_n &= U_2^2 [-(1 + x_{22}) y_{02} + x_{02} \cdot y_{22}] y_n + \\ &U_2 U_{0x} [(1 + x_{00}) y_{22} - (1 + x_{22}) y_{00} + x_{02} y_{20} - \\ &x_{20} y_{02}] y_n + U_2 U_{0y} [-(1 + x_{00}) (1 + x_{22}) - y_{00} y_{22} + \\ &x_{02} x_{20} + y_{02} y_{20}] y_n + U_0^2 [(1 + x_{00}) y_{20} - y_{00} x_{20}] \end{aligned} \quad (19a)$$

und für  $Q_n$ , wenn man wieder  $x_0 = x_2 = 0$  setzt:

$$\begin{aligned} Q_n &\cong U_2^2 [(1 + x_{22}) (1 + x_{02})] y_n + \\ &U_2 U_{0x} [-(1 + x_{00}) (1 + x_{22}) + \\ &(2 + 2x_{22} - x_{02}) x_{20}] y_n - U_0^2 (1 + x_{00}) x_{20} y_n \end{aligned} \quad (19b)$$

Die Erregerquelle hat zu liefern:  $P_E = P_g - P_n$  und an Blindleistung  $Q_E = Q_g - Q_n$ . Soll die Abstimmung unabhängig sein von der Anodenspannung, so muss in  $Q_E$ :

1) Der Koeffizient des Gliedes in  $U_0^2 \dots$

$$- y_1 x_{20} + (1 + x_{00}) x_{20} y_n$$

$$\text{verschwinden, oder es ist } y_n = \frac{y_1}{1 + x_{00}} \quad (20a)$$

2) Der Koeffizient des Gliedes in  $U_2 \cdot U_{0x} \dots$

$$\begin{aligned} &-(1 + x_{22}) y_1 - x_{20} (y_1 + y_2) - \\ &[-(1 + x_{00}) (1 + x_{22}) + (2 + 2x_{22} - x_{02}) x_{20}] y_n \end{aligned}$$

verschwinden, was mit (20a) ergibt:  $x_{20} = 0$  (20b)

Wir bemerken, dass die analogen Ueberlegungen für die Unabhängigkeit der Abstimmung des Belastungskreises von der Gitterspannung ergeben:

$$y_n = \frac{y_1}{1 + x_{22}} \quad (20c)$$

$$x_{02} = 0 \quad (20d)$$

Mit 12d und e lauten 20b und d:

$$y_1 Y_a = y_2 Y_{ki} \quad y_1 Y_g = y_0 Y_k \quad (20e)$$

was 3a—c bestätigt. Auch ergeben 12b und c:

$$x_{00} = x_{22} = 1 - Y_g \frac{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0}{y_0} \quad (20f)$$

Bei neutrodynisierter und abgeglicherer Brücke wird nun die erregerseitige Blindleistung:

$$\begin{aligned} Q_E &\cong [-(1 + x_{22}) (y_1 + y_2) - (1 + x_{22})^2 y_n] U_2^2 = \\ &-(2 y_1 + y_2) \left( 1 - Y_g \frac{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0}{y_0} \right) U_2^2 \end{aligned} \quad (21a)$$

Da (12a) ergibt

$$U_2 = U_2 \left( 1 - Y_g \frac{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0}{y_0} \right)$$

wird die erregerseitige Reaktanz der Brücke:

$$\begin{aligned} Y_E &= \frac{U_2^2}{Q_E} = -\frac{1}{2 y_1 + y_2} + Y_g \frac{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0}{y_0 (2 y_1 + y_2)} = \\ &-\frac{1}{\omega (2 C_1 + C_2)} + \omega L_g \frac{C_0 C_1 + C_1 C_2 + C_2 C_0}{C_0 (2 C_1 + C_2)} \end{aligned} \quad (21b)$$

Analog ergibt sich die belastungsseitige Reaktanz der Brücke:

$$Y_B = -\frac{1}{\omega (2 C_1 + C_0)} + \omega L_g \frac{C_0 C_1 + C_1 C_2 + C_2 C_0}{C_0 (2 C_1 + C_0)} \quad (21c)$$

Aus (21b), ebenso aus (21c) errechnet sich die Eigenfrequenz der Brücke ( $Y_E = Y_B = 0$ ):

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_g \frac{C_0 C_1 + C_1 C_2 + C_2 C_0}{C_0}} \quad (22)$$

Schliesslich berechnen wir die Erregerleistung  $P_E$  der neutrodynisierten und abgeglichenen Brücke. Mit (20a) bis (20f) haben wir:

$$P_E = P_g - P_n = U_2^2 [(1 + x_{22}) x_2 + y_1 (y_{22} + y_{02}) + y_2 y_{22}] + U_2 U_{0x} [y_1 (y_{00} + y_{20}) + y_2 y_{20}] + U_2 U_{0y} \left[ -y_{20} x_2 + y_1 \frac{y_{00} y_{22} - y_{02} y_{20}}{1 + x_{22}} \right] \quad (23a)$$

Setzt man die Ausdrücke (12b) bis (12e) ein und berücksichtigt man (20e), so sieht man, dass der Koeffizient von  $U_2 \cdot U_{0x}$  verschwindet und man hat:

$$P_E = U_2^2 x_2 + U_2 U_{0y} x_0 x_2 \frac{y_1}{y_0} Y_g \cdot \frac{1}{1 - Y_g \frac{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0}{y_0}} = U_2^2 x_2 - U_2 U_{0y} |x_0| x_2 \frac{C_1}{C_0} \omega L_g \frac{1}{1 - \omega^2 L_g \frac{C_0 C_1 + C_1 C_2 + C_2 C_0}{C_0}} \quad (23b)$$

Es ist zu bemerken dass bei nicht abgestimmtem Belastungskreis in (23b) ersetzt werden muss...  $C_0$

durch  $C_0 - \frac{1}{\omega} \frac{i_{0y}}{U_0}$  und  $C_2$  durch  $C_2 + \frac{1}{\omega} \frac{i_{0y}}{U_2}$ .

**E. Der invertierte Verstärker**

$L_a (Y_a)$  kann dem Belastungskreis,  $L_k (Y_k)$  dem Erregerkreis angehörig betrachtet werden. Sie verschwinden also aus den Koeffizienten (12b) bis (12e) und wir haben an deren Stelle:

$$z'_{00} = 0; z'_{22} = x'_{22} + j y'_{22}, x'_{22} = -(y_1 + y_2) Y_g, y'_{22} = x_2 Y_g \quad (24a)$$

$$z'_{02} = 0; z'_{20} = x'_{20}, x'_{20} = -y_1 Y_g, y'_{20} = 0 \quad (24b)$$

Als äusserste Spannungen kommen nun in Betracht (siehe Fig. 5a):

$$U''_0 = U_0; U''_2 = U_2 (1 + x'_{22}) + U_0 x'_{20} \quad (24c)$$

Die Bedingung der Unabhängigkeit der Abstimmung des Erregerkreises vom Belastungskreis (und analog umgekehrt) lässt sich folgendermassen aufstellen. Wir sehen von der aktiven Belastung ab ( $x_0 = x_2 = 0$ ). Es muss also bei blosser Anlegung einer Spannung am Belastungskreis:

$$U''_2 = U_2 (1 + x'_{22}) + U_0 x'_{20} = 0 \text{ und } \mathfrak{S}_E = -\mathfrak{S}_k = j (U_2 y_2 - U_0 y_0) = 0$$

woraus man erhält:

$$y_0 (1 + x'_{22}) + y_2 x'_{20} = 0 \quad (25a)$$

woraus nach Einsetzen der Ausdrücke (24a) und (24b) folgt:

$$y_0 - Y_g (y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0) = 0 \quad (25b)$$

Wenn  $y_0$  vernachlässigbar ist, also insbesondere bei Mehrgitterröhren, ist (25b) erfüllt, wenn  $Y_g = 0$ , also wenn die Gitterinduktivität durch einen abgestimmten Serienkondensator kompensiert ist.

Sonst verlangt (25b)

$$Y_g = \frac{y_0}{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0} \text{ oder } L_g = \frac{1}{\omega^2} \frac{C_0}{C_0 C_1 + C_1 C_2 + C_2 C_0} \quad (25c)$$

Die Erregerleistung  $P_E + jQ_E = U_2'' (-\mathfrak{S}_k^*)$  berechnet sich mit (24c) und (11c) und man erhält schliesslich:

$$P_E = U_2^2 [(1 + x'_{22}) x_2 + y'_{22} y_2] - U_2 U_{0x} [(1 + x'_{22}) x_0 + y'_{22} y_0 - x'_{20} x_2] + U_2 U_{0y} [(1 + x'_{22}) y_0 - y'_{22} x_0 + x'_{20} y_2] - U_0^2 x'_{20} x_0 \quad (26a)$$

Die Berechnung der Blindleistung auf diesem Wege ergibt nichts Interessantes. Wir berechnen direkt die erregerseitige Reaktanz:

$$j Y_E \cong \frac{-U_2''}{\mathfrak{S}_k} = \frac{U_2 (1 + x'_{22}) + U_0 x'_{20}}{j (U_2 y_2 - U_0 y_0)} \quad (26b)$$

Ist die Entkopplungsbedingung, die wir hier nach (25a) verwenden, erfüllt, so haben wir:

$$Y_E = -\frac{1}{y_2} (1 + x'_{22}) = -\frac{y_1}{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0} = -\frac{C_1}{\omega (C_0 C_1 + C_1 C_2 + C_2 C_0)} \quad (26c)$$

Die Wirkleistung  $P_E$  bei erfüllter Entkopplungsbedingung wird nach (26a) mit (25c), (24a) und (24b):

$$P_E = U_2^2 \left[ 1 - \frac{y_0 y_1}{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0} \right] x_2 + U_2 U_{0x} \left[ \frac{y_1 y_2}{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0} |x_0| - \frac{y_0 (y_0 + y_1)}{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0} x_2 \right] + U_2 U_{0y} \frac{y_0}{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0} |x_0| x_2 - U_0^2 \frac{y_0 y_1}{y_0 y_1 + y_1 y_2 + y_2 y_0} |x_0| \quad (27)$$

**Technische Mitteilungen — Communications de nature technique**

**Betriebsstörung im Kraftwerk Aarau**

621.311.21.0046

Das Elektrizitätswerk Aarau teilt uns folgendes mit:

Wenn elektrische Energie jahrzehntelang störungsfrei bezogen werden kann, so fällt es ganz besonders auf, wenn an einem Samstagabend plötzlich das elektrische Licht inner- und ausserhalb der Häuser versagt.

Samstag, den 11. November 1944 erlosch um 22.30 Uhr die elektrische Beleuchtung im ganzen Gebiet des vom EWA versorgten Netzes, flackerte einige Male wieder auf, um dann ganz auszusetzen.

Bei allen Störungen ist es äusserst wichtig, dass die Schadenstelle sofort erkannt wird, um die nötigen Massnahmen treffen zu können. Zwei Mann überwachten den Betrieb