Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 40 (1949)

Heft: 26

Artikel: Zur selektiven Erzeugung, Verstärkung oder Sperrung von Wechselspannungen ohne Zuhilfenahme von Schwingkreisen

Autor: Pieplow, H.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1060748

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: 06.01.2026

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

Zur selektiven Erzeugung, Verstärkung oder Sperrung von Wechselspannungen ohne Zuhilfenahme von Schwingkreisen

Von *H. Pieplow*, Nördlingen

621.392.3

Ausgehend von den Bedingungen, die von Netzwerken bei Anwendung von Rückkopplungsschaltungen erfüllt werden müssen, gelingt es, systematische Konstruktionsregeln für schwingkreislose Netzwerke zu entwickeln, mit denen sich eine selektive Erzeugung, Verstärkung oder Sperrung von Wechselspannungen erzielen lässt. Die Diskussion der Brauchbarkeit der verschiedenen Schaltungen ergibt insbesondere, dass die natürlichen Resonanz- und Sperrschärfen derartiger Netzwerke einem unteren Grenzwert zustreben, der wesentlich höher liegt als bei Schwingkreisen und der nur durch besondere, von den Netzwerken unabhängige schaltungstechnische Massnahmen verringert werden kann. Daraus folgt dann auch, dass sich komplizierte Netzwerke vor allem dann nicht lohnen, wenn die Frequenz regelbar sein soll.

En partant des conditions que doivent remplir les réseaux utilisant des couplages à réaction, il est possible d'établir systématiquement des règles de construction pour les réseaux sans circuits oscillants, qui permettent une production, un renforcement ou un blocage sélectif des tensions alternatives. Si l'on examine la manière dont les différents couplages sont utilisables, on constate notamment que la finesse naturelle de résonance et de blocage de tels réseaux tend vers une limite inférieure, qui est sensiblement plus élevée que dans le cas de circuits oscillants et ne peut être réduite qu'à l'aide de mesures spéciales, indépendantes du couplage des réseaux. Il s'ensuit également que les réseaux compliqués ne sont guère indiqués, surtout lorsque la fréquence doit être réglable.

1. Einleitung

Schwingkreislose Röhrengeneratoren zur Erzeugung möglichst oberwellenhaltiger und in ihrer Grundfrequenz möglichst leicht veränderlicher Wechselspannungen gehören seit langem zu den festen Bestandteilen der Schwachstromtechnik; hiezu sind alle Arten von Kippschwingungserzeugern und Multivibratoren zu rechnen, bei denen ein Energiespeicher periodisch auf- und entladen und die Periode der Grundfrequenz durch die Zeitkonstanten von Verzögerungskreisen bestimmt wird. Demgegenüber sind schwingkreislose Röhrengeneratoren zur Erzeugung einwelliger Wechselspannungen erst seit einigen Jahren [1] [1]) wieder stärker in den Vordergrund getreten, obwohl auch sie seit langer Zeit grundsätzlich bekannt waren [2; 3; 4]. Solche Röhrengeneratoren sind dadurch gekennzeichnet, dass im Rückkopplungspfad Vierpole liegen, die lediglich aus Verzögerungskreisen, also aus Kombinationen von Ohmschen Widerständen und nur einer Art von Blindwiderständen bestehen; die durch die Vierpole bedingte Verzögerung und Dämpfung ist frequenzabhängig, und die notwendigen Rückkopplungsbedingungen werden nach Betrag und Phase bei mindestens einer diskreten Frequenz von den Übertragungseigenschaften der Vierpole erfüllt.

In der bisher bekannt gewordenen Literatur werden die verschiedenen Schaltungen ziemlich wahllos benutzt, und es scheint mitunter sogar, als wären die nötigen Bedingungen nicht klar erkannt worden [5; 6]. Im folgenden soll deshalb nach kurzer Kennzeichnung der grundsätzlichen Rückkopplungsvorgänge versucht werden, eine Systematik der schwingkreislosen Schaltungen zu entwickeln, mit denen eine selektive Erzeugung, Verstärkung oder Sperrung von Wechselspannungen möglich ist.

2. Grundlagen der Rückkopplung

Nach Fig. 1 besteht jeder rückgekoppelte Schwingungserzeuger aus einem Breitbandverstärker (V), dessen Ausgangsklemmen (A) über ein Netzwerk (N) an die Eingangsklemmen (E) zurückgeführt sind. Um Transformatoren von vornherein aus unseren Betrachtungen auszuschliessen, wollen wir zusätzlich fordern, dass je eine Ein- und Ausgangsklemme auf gleichem Potential liegen möge. Hat der Verstärker ungerade Stufenzahl und ist N ein entsprechend geschalteter Schwingkreis, so geht Fig. 1 in die normale Dreipunktschaltung über; dagegen entsteht ein Multivibrator für einen Verstärker mit gerader Stufenzahl und für ein völlig oder doch in einem grösseren Bereich frequenzunabhängiges Netzwerk, wenn der Verstärkungsfaktor grösser oder gleich der Dämpfung von N ist. Rückkopplung tritt also immer ein, wenn je nach der Stufenzahl des Verstärkers $\mathfrak{U}_1$ und $\mathfrak{U}_2$ genau in Phase oder Gegenphase sind und wenn die Dämpfung im Netzwerk durch die Verstärkung ausgeglichen wird, d. h. wenn der Realteil des Spannungsverhältnisses $\ddot{\mathfrak{u}} = \mathfrak{U}_1/\mathfrak{U}_2$ des Netzwerks gleich dem Verstärkungsfaktor v ist und wenn der Imaginärteil verschwindet:

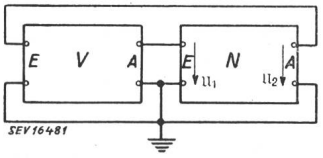

Fig. 1
Prinzipschema eines Rückkopplungsgenerators
V Breitbandverstärker
N Netzwerk
E Eingangsklemme
A Ausgangsklemme

$$\mathrm{Re}\,\ddot{\mathfrak{u}} = v; \quad \mathrm{Im}\,\ddot{\mathfrak{u}} = 0 \qquad (1)$$

Da der Verstärkungsfaktor v immer leicht variiert werden kann, besteht nun also unsere Aufgabe darin, Netzwerke zu suchen, die nur aus Widerständen und Kondensatoren, bzw. nur aus Widerständen und Induktivitäten zusammengesetzt sind und bei denen für mindestens eine diskrete Frequenz die Gl. (1) erfüllt ist.

3. Systematik der Schaltungen

Es erhöht die Übersichtlichkeit, ohne die grundsätzliche Wirkungsweise zu beeinträchtigen, wenn wir folgende Verabredungen treffen:

a) Die Eingänge von N, bzw. V sollen immer hochohmig gegenüber den Ausgängen von V, bzw. N sein.

b) Alle Wirk-, bzw. Blindwiderstände von N sollen unter sich gleich sein.

Der Verabredung a) wegen fallen dann bei Vierpolen in π-Schaltung der erste Quer- und bei Vier-

[1]) siehe Literaturverzeichnis am Schluss des Artikels.

polen in T-Schaltung der letzte Längswiderstand fort und das Netzwerk N kann überhaupt nur die Form einer einfachen Masche nach Fig. 2a oder einer Kette nach Fig. 2b oder einer Brücke nach Fig. 2c haben; bei letzterer muss dem Umstand einer gemeinsamen Ein- und Ausgangsklemme durch besondere Ausbildung einer Diagonale Rechnung getragen werden. Kombinationen von Maschen und Brücken sind ausserdem denkbar, aber nicht interessant, weil wir ja nicht beliebig komplizierte, sondern möglichst einfache Netzwerktypen suchen.

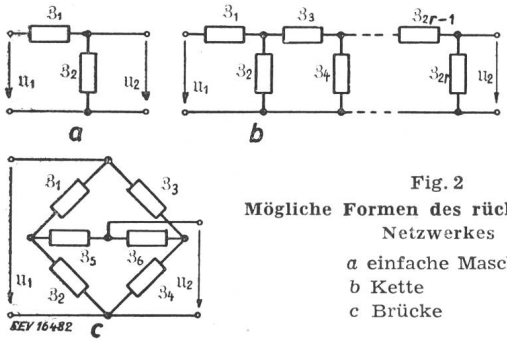

Fig. 2
Mögliche Formen des rückkoppelnden Netzwerkes
a einfache Masche
b Kette
c Brücke

Fragen wir nach Konstruktionsvorschriften für derartige Netzwerke, so gehen wir am besten von den möglichen Formen der Ortskurve des Vektors $\ddot{\mathfrak{u}}$ aus. Z. B. kann in Analogie zum Schwingkreis immer gelten: $\mathrm{Re}\,\ddot{\mathfrak{u}} > 0$, die Ortskurve verläuft dann in der rechten Halbebene und muss die reelle Achse mindestens einmal schneiden; wir wollen die zugehörigen Schaltungen als Netzwerke 1. Art bezeichnen. Die Ortskurve von $\ddot{\mathfrak{u}}$ kann aber auch einmal oder öfter den Nullpunkt umschlingen und die reelle Achse in positiven oder negativen Werten schneiden; dies werde durch Netzwerke 2. Art realisiert. Schliesslich sind Kombinationen beider Arten möglich; wir nennen sie gemischte Netzwerke.

4. Netzwerke 1. Art

Die einfachste Ortskurve mit überall positivem Realteil ist eine Parallele zur imaginären Achse. Soll (wie beim Schwingkreis) der Vektor $\ddot{\mathfrak{u}}$ eine solche Parallele als Ortskurve haben, so bedeutet das, dass die Ausgangsspannung für sehr grosse und sehr kleine Werte der Frequenz verschwindet. Soll also $\mathfrak{U}_2 \to 0$ für $\omega \to 0$, so muss mindestens ein unüberbrückter Längskondensator und ein Querwiderstand (bzw. ein unüberbrückter Längswiderstand und eine Querdrosselspule) vorhanden sein, während zur Einhaltung der Bedingung $\mathfrak{U}_2 \to 0$ für $\omega \to \infty$ mindestens ein unüberbrückter Längswiderstand und ein Querkondensator (bzw. eine unüberbrückte Längsinduktivität und ein Querwiderstand) im Netzwerk enthalten sein müssen. Mit mindestens je einem Längs- und Querwiderstand und Längs- und Querkondensator, wobei die Längsglieder nicht überbrückt sein dürfen, kommt man zu Netzwerken der Fig. 3, für die man leicht ausrechnet

$$\ddot{\mathfrak{u}} = 3 + \mathrm{j}\left(\omega T - \frac{1}{\omega T}\right) \qquad (2)$$

wobei hier und in allen folgenden Gleichungen

$$T = RC \qquad (3)$$

ist. Auch werden wir Ausführungsformen von Netzwerken immer mit Widerständen und Kondensatoren zeichnen, weil diese die grössere technische Bedeutung haben; man kann jedoch grundsätzlich jeden Kondensator durch eine Drosselspule ersetzen, ohne dass sich an den Eigenschaften der Netzwerke etwas ändert, und man kann ausserdem alle hier angeschriebenen Gleichungen unverändert für RL-Netzwerke übernehmen, sofern man

$$T = L/R \qquad (3a)$$

einsetzt.

Wir wollen uns kurz noch einmal den Entstehungsmechanismus der Netzwerke vergegenwärtigen:

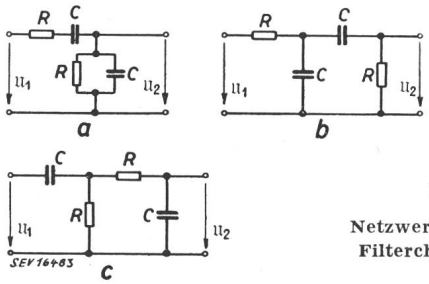

Fig. 3
Netzwerke 1. Art mit Filtercharakteristik

Betrachten wir nur die erste Masche in Fig. 3b [7; 8; 9], so dreht sich für diese der Vektor $\ddot{\mathfrak{u}}_1 = 1 + \mathrm{j}\omega T$ mit steigender Frequenz aus der positiven Real- in die positive Imaginärachse, der Betrag wächst dabei von dem Wert 1 bis unendlich; bei der zweiten Masche der Fig. 3b dagegen dreht sich der Vektor $\ddot{\mathfrak{u}}_2 = 1 - \frac{\mathrm{j}}{\omega T}$ mit steigender Frequenz aus der negativen Imaginär- in die positive Realachse, der Betrag sinkt dabei von unendlich auf eins; bei der Hintereinanderschaltung der beiden Maschen muss also $\mathfrak{U}_2$ einmal in die Richtung von $\mathfrak{U}_1$ fallen. Ähnlich ist die Ortskurve des Längsscheinwiderstandes $\mathfrak{Z}_1 = R + \frac{1}{\mathrm{j}\omega C}$ in Fig. 3a [10...15] eine Parallele zur Imaginärachse im Abstand R, mit steigender Frequenz dreht $\mathfrak{Z}_1$ entgegen dem Uhrzeigersinn aus der negativen Imaginär- in die

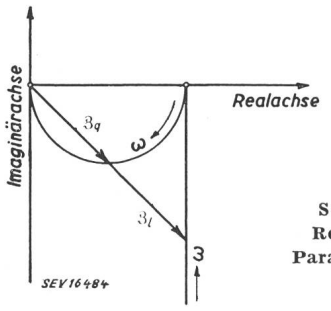

Fig. 4
Ortskurven des Scheinwiderstandes $\mathfrak{Z}_l$ einer Reihenschaltung und $\mathfrak{Z}_q$ einer Parallelschaltung von Widerstand und Kondensator

positive Realachse (vgl. Fig. 4); die Ortskurve des Querscheinwiderstandes $\mathfrak{Z}_q = R/(1 + \mathrm{j}\omega CR)$ dagegen ist ein Halbkreis über der reellen Achse zwischen R und 0. Mit steigender Frequenz dreht $\mathfrak{Z}_q$ im Uhrzeigersinn aus der positiven Real- in die

negative Imaginärachse. Nur für den in Fig. 4 gezeichneten Fall haben $\mathfrak{Z}_l$ und $\mathfrak{Z}_q$ die gleiche Richtung, so dass also in $\ddot{\mathfrak{u}} = 1 + \mathfrak{Z}_l/\mathfrak{Z}_q$ der Imaginärteil verschwindet.

Aus diesen Entstehungsbedingungen folgt, dass sich die Spannungsverhältnisse $\ddot{\mathfrak{u}}$ von Netzwerken 1. Art grundsätzlich immer als Funktion von

$$y = \omega T - \frac{1}{\omega T} \tag{4}$$

schreiben lassen und dass grundsätzlich

$$\operatorname{Im} \ddot{\mathfrak{u}} = 0 \quad \text{für } y = 0,\ \omega T = 1$$

erfüllt wird. Gl. (2) geht damit über in:

$$\ddot{\mathfrak{u}} = 3 + \mathrm{j}\, y \tag{5}$$

Die bisher genannten Netzwerke gehören den Typen der Fig. 2a und 2b an. Mit Hilfe des aufgestellten Konstruktionsprinzips $\mathfrak{U}_2 \to 0$ für

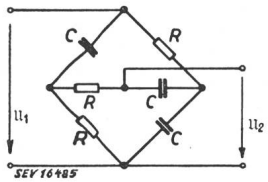

Fig. 5
Netzwerk 1. Art als Brücke mit Filtercharakteristik

$\omega \to 0$ und $\omega \to \infty$ lässt sich auch sofort eine Brückenschaltung nach Fig. 5 entwerfen [5; 6; 10; 16; 17]. Die Berechnung ergibt, dass

$$\ddot{\mathfrak{u}} = \frac{1}{3}\,(4 + \mathrm{j}y) \tag{6}$$

ist. Gegenüber den Ausführungsformen der Fig. 3 hat die Brücke den Vorteil, dass die Dämpfung für $y = 0$ wesentlich geringer ist. Sonst aber ergeben sich keine Besonderheiten.

Die durch die Gl. (5) und (6) beschriebenen Netzwerke haben entsprechend dem Konstruktionsprinzip den Charakter eines Filters, d. h. die Ausgangsspannung wird für $\operatorname{Im} \ddot{\mathfrak{u}} = 0$ am grössten. Einen Sperrcharakter erhalten wir offenbar, wenn die Ausgangsspannung für $\omega \to 0$ und $\omega \to \infty$ den grösstmöglichen Wert annimmt. Soll $\mathfrak{U}_2$ für $\omega \to 0$ endlich bleiben, so dürfen in den Längsgliedern

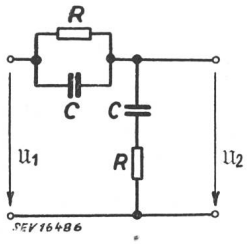

Fig. 6
Netzwerk 1. Art mit Sperrcharakteristik

Kondensatoren nur im Nebenschluss zu Widerständen vorkommen; soll dagegen $\mathfrak{U}_2$ für $\omega \to \infty$ endlich bleiben, so dürfen in den Quergliedern Kondensatoren nur in Reihe mit Widerständen vorkommen. Die einfachste Ausführungsform ist also ein Netzwerk nach Fig. 6 mit dem Spannungsverhältnis

$$\ddot{\mathfrak{u}} = 1 + \frac{1}{2 + \mathrm{j}y} \tag{7}$$

Wieder gilt hier $\operatorname{Im} \ddot{\mathfrak{u}} = 0$ für $y = 0$, die Ortskurve ist diesmal ein Kreis mit dem Mittelpunkt auf der reellen Achse, der diese in den Punkten 1 (für $y \to \pm\infty$) und 3/2 (für $y = 0$) schneidet. Die Dämpfung wird für $y = 0$ am grössten.

Ketten nach Art der Fig. 3b oder 3c sind für Netzwerke 1. Art mit Sperrcharakteristik nicht möglich, weil sich dann Ketten mit unter sich gleichen Gliedern einstellen, für die die Ortskurve von $\ddot{\mathfrak{u}}$ nicht mehr nur in der rechten Halbebene verläuft. Dagegen kann man die Brückenschaltung so abwandeln, dass man R und C in der Diagonale der Fig. 5 einfach vertauscht. Dann wird:

$$\ddot{\mathfrak{u}} = 1 + \frac{3}{1 + \mathrm{j}y} \tag{8}$$

und die Ortskurve ist wieder ein Kreis mit dem Mittelpunkt auf der reellen Achse und den Schnittpunkten bei 1 und 4.

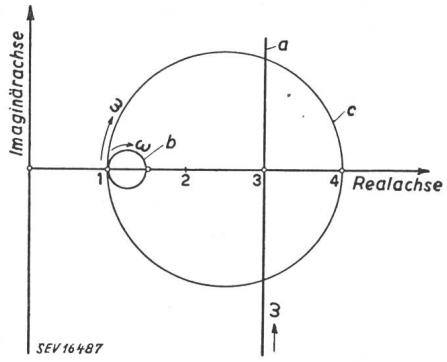

Fig. 7
Ortskurven des Vektors $\ddot{\mathfrak{u}}$ für Netzwerke 1. Art
a nach Gl. (5)
b nach Gl. (7)
c nach Gl. (8)

In Fig. 7 sind die Ortskurven, in Fig. 8 die Beträge $\left|\frac{1}{\ddot{\mathfrak{u}}}\right|$ als Funktion von ωT für die verschiedenen Schaltungen dargestellt. Zusammenfassend kann folgendes festgestellt werden:

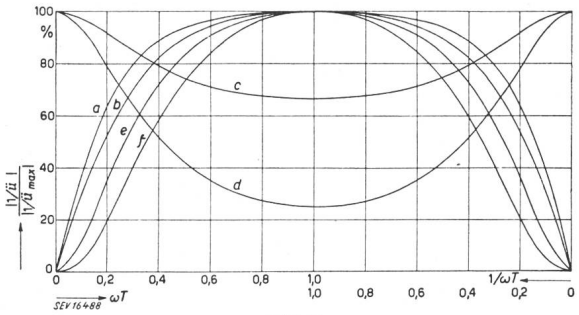

Fig. 8
Relative Beträge des reziproken Spannungsverhältnisses als Funktion der Frequenz
a nach Gl. (6) *b* nach Gl. (5) *c* nach Gl. (7)
d nach Gl. (8) *e* nach Gl. (11) *f* nach Gl. (12)

Netzwerke 1. Art müssen so konstruiert sein, dass sowohl für $\omega \to 0$ als auch für $\omega \to \infty$ die Ausgangsspannung $\mathfrak{U}_2$ endlich bleibt oder verschwindet. Im ersten Fall ist die Ortskurve des Vektors $\ddot{\mathfrak{u}}$ ein Kreis, sein Betrag ein Maximum bei

verschwindendem Imaginärteil; im zweiten Fall ist die Ortskurve eine Parallele zur Imaginärachse und der Betrag des Vektors $\ddot{u}$ ein Minimum für $\mathrm{Im}\,\ddot{u} = 0$. Der erste Fall ist daher zur selektiven Sperre, der letzte zur selektiven Verstärkung und Erzeugung von Wechselspannungen günstiger. In beiden Fällen lässt sich das Spannungsverhältnis als Funktion von $y = \omega T - \frac{1}{\omega T}$ darstellen, so dass immer gilt: $\mathrm{Im}\,\ddot{u} = 0$ für $\omega T = 1$; der Realteil ist dann immer positiv, so dass in Rückkopplungsschaltungen Verstärker mit gerader Stufenzahl verwendet werden müssen.

5. Netzwerke 2. Art

Definitionsgemäss soll die Ortskurve des Spannungsverhältnisses $\ddot{u}$ nun den Nullpunkt umschlingen. Da ausserdem die Netzwerke verlustbehaftet sein sollen, muss die Ortskurve spiralförmig verlaufen; wir finden daher in den Kettenleitern, die

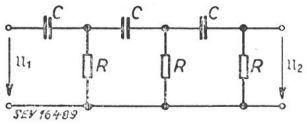

Fig. 9
Netzwerk 2. Art als dreigliedrige Kette

Fig. 2b entsprechen, geeignete Formen von Netzwerken 2. Art. Eine Kette mit drei Maschen [1; 2; 18] nach Fig. 9 hat ein Spannungsverhältnis von

$$\ddot{u} = 1 - \frac{5}{\omega^2 T^2} - \mathrm{j}\left(\frac{6}{\omega T} - \frac{1}{\omega^3 T^3}\right) \qquad (9)$$

und erfüllt die Bedingung eines verschwindenden Imaginärteils für

$$\omega T = 1/\sqrt{6} \qquad (10)$$

Natürlich kann die Kette auch mehr als drei Maschen haben, obwohl dies technisch keinen besonderen Vorteil bringt. In der Tabelle I sind die verschiedenen Formeln und Frequenzen zusammengestellt.

Für 5 und mehr Maschen haben die Ortskurven des Vektors $\ddot{u}$ zwei und mehr Schnittpunkte mit der reellen Achse; in den Spalten für ωT und $\mathrm{Re}\,\ddot{u}$ sind daher auch zwei Werte für 5 und 6 Maschen eingetragen. Wegen der Grösse der Dämpfung kommt dem zweiten Wert praktisch keine Bedeutung zu. Die Kenngrössen für $\mathrm{Im}\,\ddot{u} = 0$ sind in Fig. 10 noch einmal als Funktion der Maschenzahl aufgetragen.

Wie aus den Ortskurven in Fig. 11 besonders deutlich hervorgeht, folgt die Bildung des Span-

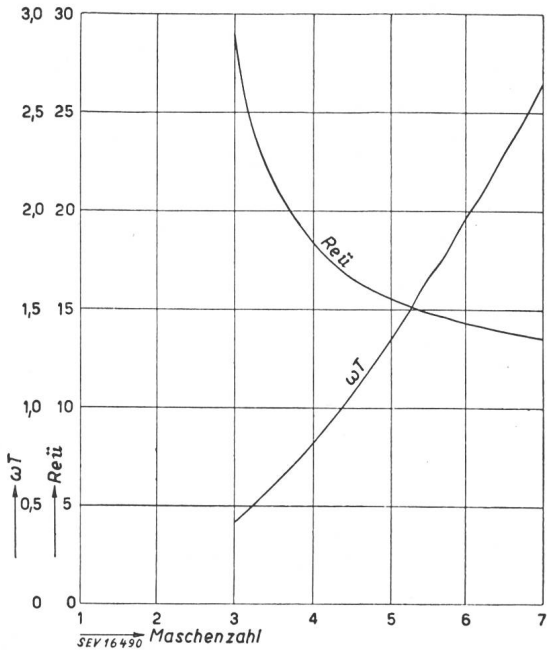

Fig. 10
Realteil ($\mathrm{Re}\,\ddot{u}$) des Spannungsverhältnisses und Frequenz (ωT) für $\mathrm{Im}\,\ddot{u} = 0$ als Funktion der Maschenzahl für Netzwerke 2. Art nach Fig. 9

nungsverhältnisses $\ddot{u}$ einer ganz anderen Gesetzmässigkeit als bei Netzwerken 1. Art: Der Betrag $|\ddot{u}|$ fällt immer monoton von unendlich bei $\omega \to 0$ bis auf eins bei $\omega \to \infty$. Ebenso nimmt der Winkel, den $\ddot{u}$ mit der reellen Achse bildet, von grossen (mit der Maschenzahl steigenden) Werten monoton ab, um für $\omega \to \infty$ den Grenzwert Null zu erreichen.

Vertauscht man in Fig. 9 die Widerstände und Kondensatoren miteinander, so gelten auch noch die Gleichungen der Tabelle I, sofern man $\frac{1}{\omega^n T^n}$ durch $\omega^n T^n$ und $\frac{1}{\mathrm{j}\,\omega^n T^n}$ durch $\mathrm{j}\omega^n T^n$ ersetzt. Ganz analog müssen dann in der dritten Spalte von Tabelle I die reziproken Werte genommen werden, während die Werte der vierten Spalte unverändert

Formeln und Frequenzen für Kettenleiter — Tabelle I

Maschenzahl	$\ddot{u}$	$(\omega T)_{\mathrm{Im}\,\ddot{u}=0}$	$(\mathrm{Re}\,\ddot{u})_{\mathrm{Im}\,\ddot{u}=0}$
3	$1 - \frac{5}{\omega^2 T^2} - \mathrm{j}\left(\frac{6}{\omega T} - \frac{1}{\omega^3 T^3}\right)$	$1/\sqrt{6} = 0{,}408$	-29
4	$1 - \frac{15}{\omega^2 T^2} + \frac{1}{\omega^4 T^4} - \mathrm{j}\left(\frac{10}{\omega T} - \frac{7}{\omega^3 T^3}\right)$	$\sqrt{7/10} = 0{,}837$	$-18{,}38$
5	$1 - \frac{35}{\omega^2 T^2} + \frac{9}{\omega^4 T^4} - \mathrm{j}\left(\frac{15}{\omega T} - \frac{28}{\omega^3 T^3} + \frac{1}{\omega^5 T^5}\right)$	1,35 ; 0,191	$-15{,}53$; $+5841$
6	$1 - \frac{70}{\omega^2 T^2} + \frac{45}{\omega^4 T^4} - \frac{1}{\omega^6 T^6} - \mathrm{j}\left(\frac{21}{\omega T} - \frac{84}{\omega^3 T^3} + \frac{11}{\omega^5 T^5}\right)$	1,963 ; 0,368	$-14{,}13$; $+1525$

gültig bleiben. Verglichen mit Fig. 11, verlaufen die Ortskurven spiegelbildlich zur reellen Achse und haben eine reziproke Punktverteilung. Allgemein ergibt sich folgendes:

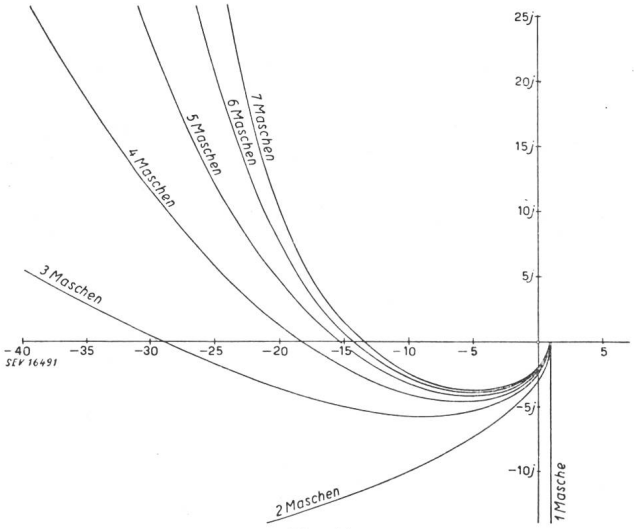

Fig. 11
Ortskurven des Vektors ü für Netzwerk 2. Art nach Fig. 9

Netzwerke 2. Art werden als Kettenleiter mit untereinander gleichen Maschen aufgebaut. Sie haben bei verschwindendem Imaginärteil des Spannungsverhältnisses eine wesentlich höhere Dämpfung als Netzwerke 1. Art, ausserdem ist der Realteil des Spannungsverhältnisses (wenigstens für technisch in Frage kommende Bereiche) dann immer negativ, so dass in Rückkopplungsschaltungen Verstärker mit ungerader Stufenzahl verwendet werden müssen. Der Betrag des Spannungsverhältnisses ist eine monoton verlaufende Funktion der Frequenz. Der Imaginärteil von ü verschwindet für Frequenzen, die von der Maschenzahl des Kettenleiters abhängen.

6. Gemischte Netzwerke

Sind die Entstehungsbedingungen für Netzwerke 1. und 2. Art bekannt, so kann man durch Überlagerung beider sehr leicht gemischte Netzwerke konstruieren. Fig. 12 zeigt zwei Ausführungsbei-

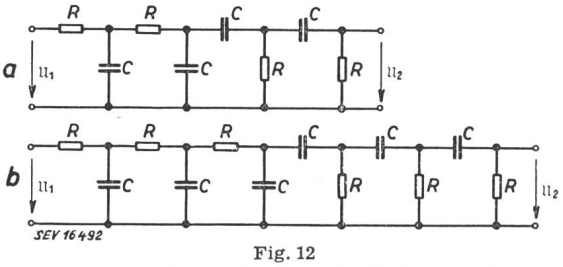

Fig. 12
Gemischte Netzwerke als mehrgliedrige Ketten

spiele. Die viergliedrige Kette nach Fig. 12a hat das Spannungsverhältnis

$$\ddot{u} = 14 - y^2 + 8\,jy \qquad (11)$$

während sich für Fig. 12b ergibt

$$\ddot{u} = 61 - 14\,y^2 + j\,(54\,y - y^3) \qquad (12)$$

Wie zu erwarten, tritt im Spannungsverhältnis gemischter Netzwerke die Frequenz wieder nur in Form der Gl. (4) auf, so dass die Hauptwurzel für $\mathrm{Im}\,\ddot{u} = 0$ durch $\omega T = 1$ gegeben ist. Daneben hat der Imaginärteil von Gl. (12) noch die beiden Wurzeln

$$y_{1,2} = \pm\sqrt{54}$$

entsprechend $\omega_1 T = 7{,}484$ und $\omega_2 T = 0{,}1335$, für die $\mathrm{Re}\,\ddot{u} = -695$, also verhältnismässig gross und negativ wird. Mit diesem Netzwerk lassen sich also zwei Frequenzen gleichzeitig erregen, die gleiche Amplitude und ein festes, völlig unharmo-

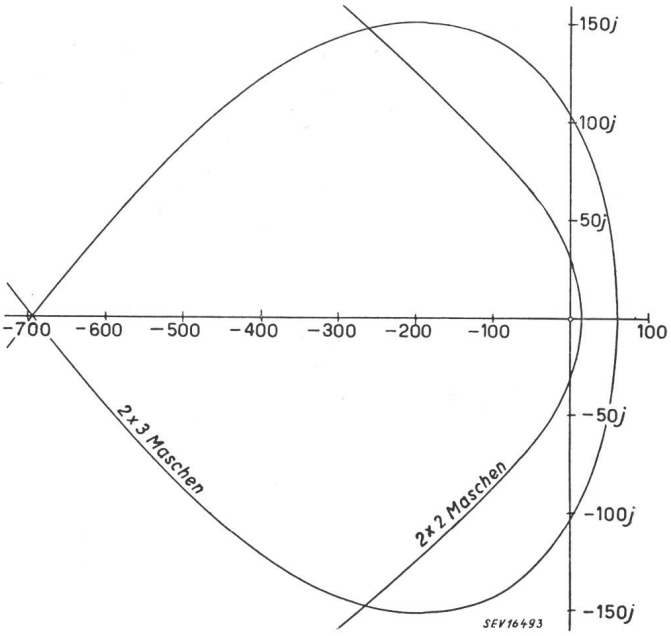

Fig. 13
Ortskurven des Vektors ü für gemischte Netzwerke nach Fig. 12

nisches Verhältnis zueinander haben. Die übrigen Eigenschaften der gemischten Netzwerke gehen aus den Ortskurven der Fig. 13 hervor; die Beträge $\left|\frac{1}{\ddot{u}}\right|$ sind in Fig. 8 mit eingetragen.

7. Der *RC*-Generator

Lassen wir das Problem der Amplitudenbegrenzung beiseite, da dies mit der Erzeugung einwelliger Sinusspannungen nur in mittelbarem Zusammenhang steht und da hiefür auch schon besondere Regelschaltungen entwickelt worden sind [14; 18], und beschränken wir uns auf die Frage, welche

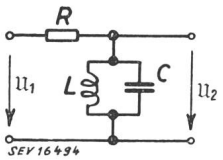

Fig. 14
Schema eines Parallelschwingkreises

Netzwerke für die Erzeugung einwelliger Sinusspannungen am geeignetsten erscheinen, so sind folgende Punkte zu beachten: Konstanz der eingestellten Frequenz, Variationsmöglichkeit der Frequenz, Einfachheit der Schaltmittel und des technischen Aufbaus.

Um einen Anhalt zu finden, wollen wir uns am Schwingkreis orientieren. In Analogie zu den RC-Netzwerken sei nach Fig. 14 ein verlustloser Parallelschwingkreis über einen Widerstand R an eine innenwiderstandslose Spannungsquelle $\mathfrak{U}_1$ angeschlossen; an den Ausgangsklemmen werde kein Strom entnommen. Das Spannungsverhältnis

$$\ddot{u} = 1 + jRy\sqrt{C/L} \tag{13}$$

mit

$$y = \omega T_s - \frac{1}{\omega T_s}; \quad T_s = \sqrt{CL} \tag{14}$$

gehorcht dem gleichen Bildungsgesetz wie Gl. (5): der Imaginärteil verschwindet wieder für $y = 0$, also $\omega^2 LC = 1$, mit $\mathrm{Re}\,\ddot{u} = 1$ hat dann der Schwingkreis zwar keine Dämpfung, doch ist verstärkungstechnisch der Faktor 3 gegenüber den RC-Netzwerken ohne jede Bedeutung. Für die selektiven Eigenschaften entscheidend sind aber Phasensteilheit

$$s = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)_{y=0} \quad \text{für } \varphi = \operatorname{arc\,tg}\frac{\mathrm{Im}\,\ddot{u}}{\mathrm{Re}\,\ddot{u}}$$

und die Breite der Resonanzkurve. Diese werde durch diejenige Grösse y_r gekennzeichnet, für die der Betrag $|\ddot{u}_r|$ gleich dem $\sqrt{2}$-fachen von $|\ddot{u}_{min}|$ werde

$$|\ddot{u}_r| = \sqrt{2}\,|\ddot{u}_{min}| = \sqrt{2}\,(\mathrm{Re}\,\ddot{u})_{y=0} = f(y_r) \tag{15}$$

Beim Schwingkreis gilt die Beziehung

$$s = 1/y_r = R\sqrt{C/L} \tag{16}$$

und man sieht, dass man es beim Schwingkreis in der Hand hat, durch Wahl von R und des Verhältnisses C/L, also durch willkürliche schaltungstechnische Massnahmen, die selektiven Eigenschaften mindestens in sehr weiten Grenzen zu beeinflussen.

Bei den RC-Netzwerken ist dies nicht der Fall. Die Netzwerke 2. Art haben bezüglich der Beträge ihrer Spannungsverhältnisse überhaupt keine Resonanzschärfe, die Filternetzwerke 1. Art nach Gl. (5) haben

$$s = 1/y_r = 1/3$$

sind also konstant und unbeeinflussbar, und selbst die gemischte Kette nach Fig. 12b hat nur

$$s = 0{,}885 \text{ und } y_r = 1{,}6$$

Eine geringe Verbesserung lässt sich durch den auch anderweitig mitunter günstigen Kunstgriff einer Entkopplung der Netzwerke erzielen [7]. Verhindert man beispielsweise in Fig. 3b eine Rückwirkung der beiden Maschen aufeinander, indem man nach dem ersten Querkondensator eine Röhre einschaltet, so geht (bis auf das Vorzeichen durch die Phasenumkehr der Röhre) Gl. (5) über in

$$\ddot{u} = 2 + jy \tag{17}$$

mit

$$s = 1/y_r = 0{,}5$$

Wenn man dasselbe nach dem zweiten Querkondensator der gemischten Kette in Fig. 12a macht, so wird

$$\ddot{u} = 9 - y^2 + 6\,jy \tag{18}$$

mit

$$s = 0{,}667 \text{ und } y_r = 1{,}93$$

während die entsprechenden Werte der Gl. (11) $s = 0{,}571$ und $y_r = 2{,}19$ sind. Die Grössenordnung von s und y_r lässt sich also durch die Entkopplung nicht verändern, und die Werte sind um etwa zwei Zehnerpotenzen schlechter als beim Schwingkreis.

Die Frage aber, ob sich durch kompliziertere Anordnungen nicht doch noch Verbesserungen der RC-Netzwerke erreichen lassen, kann man durch folgende Überlegung beantworten:

Ist das Netzwerk so aufgebaut, dass das Spannungsverhältnis $\ddot{u}$ eine Funktion von y ist, so lässt sich jedes noch so komplizierte Netzwerk immer in Einzelmaschen zerlegen, die nur aus je einem Kondensator und Widerstand in Reihe bestehen; für jede dieser Einzelmaschen gilt dann $|\ddot{u}| = \sqrt{1 + 1/(\omega^2 T^2)}$ oder $|\ddot{u}| = \sqrt{1 + \omega^2 T^2}$, je nachdem wie wir die Längs- und Querglieder wählen. Gehen wir also vom «Resonanzpunkt» $\omega T = 1$ des gesamten Netzwerkes aus, so kann der Betrag $|\ddot{u}|$ des gesamten Netzwerkes mit wachsender Frequenz äusserstenfalls mit $\sqrt{1 + \omega^2 T^2}$ der Einzelmasche ansteigen. (In Wirklichkeit wird dies nicht erreicht, weil für jede Masche mit $\sqrt{1 + \omega^2 T^2}$ immer eine gleichwertige mit $\sqrt{1 + 1/(\omega^2 T^2)}$ vorhanden ist.) Für die Einzelmasche gilt nun:

$$|\ddot{u}|_{\omega T = 1} = \sqrt{2}; \; |\ddot{u}_r| = \sqrt{2}. \; |\ddot{u}|_{\omega T = 1} = 2 = \sqrt{1 + \omega_r^2 T^2}$$

und hieraus

$$\omega_r T = \sqrt{3}; \quad y_r = 2/\sqrt{3} = 1{,}155$$

Mit beliebig komplizierten Netzwerken lässt sich also eine Resonanzschärfe von 1,155 nicht unterschreiten.

Wir können auch noch den Nachweis führen, dass die eingangs gemachte Voraussetzung gleicher Widerstände und Kondensatoren innerhalb eines Netzwerkes keine Einschränkung bedeutet. Seien etwa in Fig. 3a die Widerstände R_1 und R_2, die Kondensatoren C_1 und C_2, so wird:

$$\ddot{u} = 1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} + j\sqrt{\frac{C_2 R_1}{C_1 R_2}}\,y \tag{19}$$

mit

$$y = \omega T' - \frac{1}{\omega T'} \text{ und } T' = \sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}$$

Weiterhin wird

$$s = \frac{\sqrt{rc}}{1 + r + c}, \text{ worin } r = \frac{R_1}{R_2} \text{ und } c = \frac{C_2}{C_1}$$

bedeuten.

Betrachten wir zunächst r als Variable, so hat s ein Maximum für

$$r = 1 + c$$

so dass

$$s = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{c}{1 + c}}$$

Für sehr grosse Werte von c geht s gegen 1/2, und das ist wieder der Wert des entkoppelten Netzwerkes nach Gl. (17), für das sich leicht nachweisen lässt, dass s am grössten wird, wenn die Zeitkonstanten T der entkoppelten Maschen einander gleich werden.

Bezüglich der selektiven Eigenschaften haben wir also gefunden, dass RC-Netzwerke ganz wesentlich schlechter sind als Schwingkreise und dass es ziemlich gleichgültig ist, welche Schaltung verwendet wird. Die Auswahl der Schaltung braucht also nur nach dem Gesichtspunkt der Einfachheit der Bedienung und des Aufbaus zu erfolgen.

Die Forderung der Praxis nach einer konstanten Ausgangsspannung für frequenzveränderliche Generatoren bedingt eine gleichzeitige Veränderung sämtlicher Zeitkonstanten innerhalb eines Netzwerkes. Sofern dabei die Frequenz stufenweise verändert wird, ergeben sich keine besonderen Schwierigkeiten, da die Kupplung von 4 oder 6 Stufenschaltern auf einer Achse heute mit handelsüblichen Einzelteilen durchaus ausführbar ist. Bei kontinuierlicher Frequenzregelung dagegen müssen entweder gekuppelte Drehwiderstände oder Drehkondensatoren verwendet werden. Erstere haben im allgemeinen keinen guten Gleichlauf und müssen besonders ausgesucht werden. Konstruktionen, die sich auf einer gemeinsamen Achse kuppeln lassen, sind selten. Ausserdem vermeidet man gerne eine Variation der Widerstände, weil sich damit der Eingangsscheinwiderstand der Netzwerke ändert. Dies ist bei einer Variation der Kondensatoren nicht der Fall. Zwei- und Dreigangkondensatoren sind im Handel, und man muss möglichst Schaltungen verwenden, bei denen die Kondensatoren einen Punkt gemeinsam haben: Das sind Netzwerke 1. Art nach Fig. 3a oder 3b oder Netzwerke 2. Art mit Querkondensatoren und Längswiderständen. Allerdings bestreichen Luftdrehkondensatoren bestenfalls einen Frequenzbereich von 1:20; da dies meist nicht genügt, wird man doch zu Spezialkonstruktionen, etwa mit Hartpapier- oder Glimmerisolation, greifen, die man zur Anordnung auf einer Achse besonders konstruieren und bezüglich des Gleichlaufs besonders aussuchen muss.

Wie bereits bemerkt, benötigen Netzwerke 1. Art eine Phasenumkehr, um in Rückkopplungsschaltungen arbeiten zu können, d. h. es sind mindestens zwei Verstärkerröhren beispielsweise nach dem Schema der Fig. 15 nötig. In diesem Fall muss der

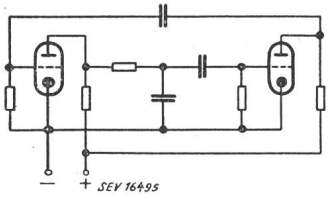

Fig. 15
RC-Generator mit Netzwerk 1. Art

Gesamtverstärkungsfaktor der Röhren mindestens gleich 3 sein, während man bei Netzwerken 2. Art mit nur einer Verstärkerröhre nach Fig. 16 auskommt und hiebei einen Verstärkungsfaktor von 29 benötigt. Der Vorteil der geringeren Röhrenzahl ist aber nur scheinbar; denn die Stabilität von Ein-Rohr-Generatoren mit Netzwerken 2. Art ist so klein, dass schon zur Entkopplung des Verbrauchers doch immer noch eine zusätzliche Röhre verwendet werden muss. Da schliesslich gemischte

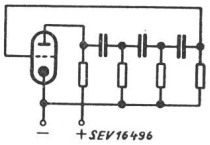

Fig. 16
RC-Generator mit Netzwerk 2. Art

Netzwerke und Brücken für die Frequenzregelung zu kompliziert sind, wird man im allgemeinen die einfachen Formen der Fig. 3a und 3b bevorzugen. Das Netzwerk kann dann vereinfacht auf die Form der Fig. 17 gebracht werden. Der erste Widerstand dient als Anodenwiderstand der ersten, der zweite Widerstand als Gitterableitwiderstand der zweiten Röhre [3]. Ist die primäre Einströmung konstant, so gilt für das Verhältnis der primären Einströmung zum Strom durch den zweiten Widerstand die Gl. (5).

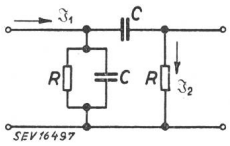

Fig. 17
Netzwerk 1. Art für konstante Primäreinströmung mit Filtercharakteristik

Der Sonderfall der gemischten Netzwerke nach Fig. 12b sei noch einmal besonders erwähnt, weil sich mit diesen zwei unharmonische Frequenzen gleichzeitig erregen lassen und weil dieser Fall kein Analogon zu den Schwingkreisen hat.

8. Der selektive Verstärker

Für abgestimmte Verstärker [19] gelten dieselben Überlegungen wie für den RC-Generator. Solche Verstärker lassen sich ganz ohne Rückkopplung aufbauen, indem man geeignete Netzwerke 1. Art oder gemischte Netzwerke verwendet. Nur ist, wie wir gesehen haben, die Resonanzschärfe dieser Kreise ausserordentlich schlecht, so dass sich die Einführung einer Rückkopplung etwa nach

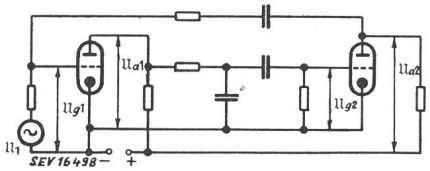

Fig. 18
Schema eines selektiven Verstärkers mit Netzwerk 1. Art

Art der Fig. 18 empfiehlt. Hat jede Röhre den reellen Verstärkungsfaktor μ, so gilt mit den Bezeichnungen der Fig. 18

$$\mathfrak{U}_{a1} = -\mu \mathfrak{U}_{g1} = \ddot{\mathfrak{u}} \cdot \mathfrak{U}_{g2}; \quad \mathfrak{U}_{a2} = -\mu \mathfrak{U}_{g2}$$

$$\mathfrak{U}_{g1} = \mathfrak{U}_1 + k \mathfrak{U}_{a2}$$

$\mathfrak{U}_1$ ist die zu verstärkende Eingangsspannung und $k < 1$ derjenige reelle Bruchteil der Ausgangs-

spannung $\mathfrak{U}_{a_2}$, der rückgekoppelt wird. Aus den obigen Beziehungen lässt sich ableiten

$$\mathfrak{U}_{a_2} = \frac{\mathfrak{U}_1}{\ddot{u}/\mu^2 - k}$$

und wenn man $\mathfrak{U}_{a_2}$ ins Verhältnis setzt zur Ausgangsspannung $\mu^2\mathfrak{U}_1$, die sich ohne Netzwerk und Rückkopplung einstellen würden, erhält man mit Gl. (5) die Gesamtverstärkung:

$$v_g = \frac{\mathfrak{U}_{a_2}}{\mu^2\mathfrak{U}_1} = \frac{1}{3 - k\mu^2 + \mathrm{j}y} \tag{20}$$

Man erkennt sofort, dass sich nun mit der Wahl des Faktors $k\mu^2$ die Resonanzschärfe:

$$y_r = 3 - k\mu^2 \tag{21}$$

mühelos, allerdings auf Kosten der Stabilität, variieren lässt. Die Stabilität muss durch andere Massnahmen wieder hergestellt werden. In Fig. 19 ist zur Veranschaulichung $|v_g|$ als Funktion von ωT und mit $k\mu^2$ als Parameter dargestellt. Netzwerke 2. Art, die man also innerhalb einer Verstärker-

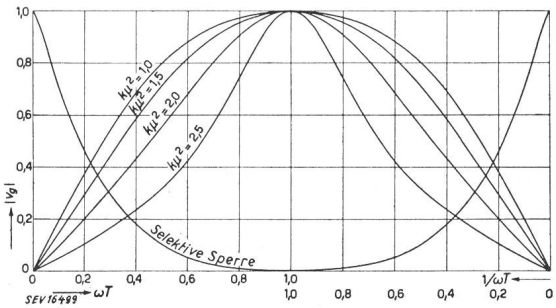

Fig. 19

Betrag der Gesamtverstärkung $|v_g|$ als Funktion der Frequenz beim selektiven Verstärker nach Fig. 18 mit $k\mu^2$ als Parameter und bei der selektiven Sperre nach Fig. 21

stufe rückkoppeln muss, bieten demgegenüber keinen Vorteil; dafür ist es aber möglich, mit gemischten Netzwerken gleiche Resonanzschärfen bei grösserer Stabilität zu erreichen.

9. Selektive Sperren

Auch selektive Sperren lassen sich ganz ohne Rückkopplung oder dergleichen aufbauen, indem in den Zug eines Verstärkers Netzwerke 1. Art mit geeigneter Charakteristik eingeschaltet werden. Fig. 6 oder Fig. 5 mit in der Diagonale vertauschtem Widerstand und Kondensator sind z. B. brauchbare Schaltungen. Nur sind die Sperrschärfen, die man analog zu Gl. (15) definieren kann, auch hier recht ungünstig. Am kleinsten ist die Sperrschärfe noch bei Brückenschaltungen, denn aus Gl. (8) folgt, dass $y_r = 1{,}3$, also ein für RC-Kreise relativ günstiger Wert ist.

Da bei selektiven Sperren jede Rückkopplung zwangsläufig zur Gegenkopplung wird, lässt sich von vornherein übersehen, dass man mit Rückkopplungsanordnungen keine Erhöhung der Sperrschärfe erreichen kann. In einer Anordnung nach Fig. 20 ist es zwar möglich, den Gesamtverstärkungsfaktor

$$v_g = \frac{\mathfrak{U}_{a_1}}{-\mu\mathfrak{U}_1} = \frac{1}{1 + \mu/\ddot{u}}$$

durch Vergrösserung von μ beliebig zu verringern, die Sperrschärfe strebt aber mit $\mu \to \infty$ der Reso-

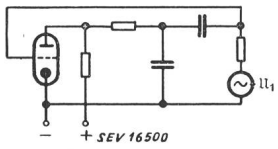

Fig. 20

Schema einer selektiven Sperre mit Rückwärtsregelung

nanzschärfe des nicht rückgekoppelten RC-Kreises als Grenzwert zu, so dass auf diese Art keine Verbesserung erzielt wird.

Erst wenn man eine Vorwärtsregelung anwendet, wie sie in Fig. 21 schematisch dargestellt ist, kann man natürlich die Sperrschärfe wenigstens theoretisch beliebig weit treiben. Habe das Netz-

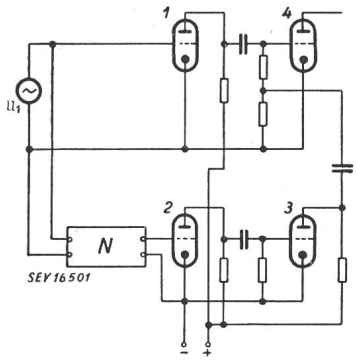

Fig. 21

Schema einer selektiven Sperre mit Vorwärtsregelung

werk 1. Art N das Spannungsverhältnis $\ddot{u}$, die Röhre 1 den Verstärkungsfaktor μ_1 und die Röhren 2 und 3 zusammen den Verstärkungsfaktor μ_2, so liegt am Gitter der vierten Röhre

$$\mathfrak{U}_{g4} = -\mu_1\,\mathfrak{U}_1 + \mu_2\,\mathfrak{U}_{g2} = -\mu_1\,\mathfrak{U}_1 + \frac{\mu_2}{\ddot{u}}\,\mathfrak{U}_1$$

hieraus ist

$$v_g = \frac{\mathfrak{U}_{g4}}{-\mu_1\,\mathfrak{U}_1} = 1 - \frac{\mu_2/\mu_1}{\ddot{u}} \tag{22}$$

Wählt man also bei einer Sperre nach Fig. 21 das Verstärkungsverhältnis so, dass $\mu_2/\mu_1 = (\mathrm{Re}\,\ddot{u})_{y=0}$, so verschwindet nach Gl. (22) die Gitterspannung an der vierten Röhre, und wir erhalten theoretisch unbegrenzt hohe Sperrschärfen bei völliger Stabilität. Für ein Netzwerk nach Fig. 3a oder 3b ist der Betrag von Gl. (22) als Funktion von ωT in Fig. 19 mit eingezeichnet.

Literatur

[1] *Ginzton, E. L.*, u. *L. M. Hollingsworth:* Proc". Inst. Radio Engr". Bd. 29(1941), S. 43.
[2] USA-Patent 1442781.
[3] *Heegner, K.:* Z. Phys. Bd. 42(1927), S. 773.
[4] *Heegner, K.* u. *Y. Watanabe:* Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik Bd. 34(1929), S. 49.
[5] USA-Patent 2319965.
[6] *Lazarus, D.* u. *A. W. Lawson:* Rev. Sci. Instrum". Bd. 18(1947), S. 730.
[7] *Lattmann, M.*, u. *H. Salinger:* Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 13(1936), S. 133.

[8] *Terman, F. E., R. R. Buss, W. R. Hewlitt* u. *F. C. Cahill:* Proc". Inst. Radio Engr". Bd. 27(1939) S. 649.
[9] *Müller, M.:* Z. Geophys. Bd. 17(1941), S. 181.
[10] *Scott, H. H.:* Proc". Inst. Radio Engr". Bd. 26(1938), S. 226.
[11] *Gauger, R.,* u. *B. Barrang:* Telegr. Fernspr. Funk.- u. Fernsehtechn. Bd. 30(1941), S. 257.
[12] *Willoner, G.,* u. *F. Tihelka:* Arch. Techn. Messen Z. 42—4, März 1941.
[13] *Willoner, G.,* u. *F. Tihelka:* Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik Bd. 61(1943), S. 48.
[14] *Zaiser, W.:* Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 19(1942), S. 228.
[15] *West, S. S.:* Electron. Engng. Bd. 16(1944), S. 118.
[16] *Talbot, S. A.:* Rev. Sci. Instrum". Bd. 14(1943), S. 184.
[17] *Johnson, K. C.:* Wirel. Wld. Bd. 54(1948), S. 82.
[18] *Bucher, K.:* Telegr.-, Fernspr.-, Funk.- u. Fernsehtechn. Bd. 31(1942), S. 307
[19] DRGM 1513462.

Adresse des Autors:
Dipl. Ing. *Hanswerner Pieplow,* (136) Nördlingen, Oskar-Meyer-Strasse 28, Bayern; US-Zone, Deutschland.

Gesundheitliche Gefährdung durch zerbrochene Fluoreszenzlampen

«Gift im kalten Licht»

621.327.4 : 535.37
615.9 : 546.45

Durch einen sensationell aufgemachten Artikel über die Giftigkeit des Inhaltes von Fluoreszenzröhren, der vor einiger Zeit in der ostschweizerischen Tagespresse herumgeboten wurde, sind weite Kreise von Verbrauchern und Produzenten beunruhigt worden. Der erwähnte Artikel weist ohne nähere Quellenangabe auf die Giftigkeit von Berylliumverbindungen hin, welche in gewissen Fabrikaten von Leuchtröhren im Fluoreszenzbelag vorhanden sind. Die Erwähnung von Phosphor in diesem Zusammenhang beruht lediglich auf einer unrichtigen Auslegung der Trivialnamen für Leuchtsubstanzen. Man bezeichnet sie als Phosphore, ohne Rücksicht darauf, ob sie wirklich Phosphor enthalten. Da es sich hier um eine Frage handelt, welche eine grundsätzliche Abklärung erfordert, die aber medizinische und toxikologische Gebiete betrifft, hat sich das Sekretariat des SEV an das Gerichtsmedizinische Institut der Universität Zürich gewandt und diese Stelle ersucht, die nötigen Unterlagen zu beschaffen, die eine objektive Stellungnahme zu dieser Frage gestatten.

Dr. med. *F. Borbély,* Assistent am Gerichtsmedizinischen Institut, teilt uns dazu mit:

Fluoreszierende Leuchtmassen werden in Handel und Gewerbe als Leuchtphosphore bezeichnet. Diese Bezeichnung weist lediglich auf die Phosphoreszenz dieser Stoffe hin und hat mit Phosphorgehalt nichts zu tun. Die chemische Zusammensetzung der in den Fluoreszenzlampen verwendeten Leuchtphosphore wechselt und ist meistens ein Fabrikationsgeheimnis. Viele der heute verwendeten Leuchtmassen enthalten Berylliumverbindungen, z. B. Zink-Beryllium-Silikat. Die in älteren Lampen verwendeten Leuchtmassen wiesen einen Berylliumgehalt von ca. 10 % auf, die heute üblichen Leuchtmassen enthalten nur ca. 2 % Beryllium.

Metallisches Beryllium besitzt keine toxische Wirkung; nur die verschiedenen Berylliumverbindungen und besonders die Berylliumsalze zeichnen sich durch eine starke Giftwirkung aus. Die schädliche Wirkung von Berylliumverbindungen wurde erstmalig von *Weber* und *Engelhardt* beobachtet; diese beiden deutschen Gewerbetoxikologen berichteten 1933 über eine Häufung von Erkrankungen der Atmungsorgane bei Arbeitern, die bei der Extraktion von Beryllium beschäftigt waren. Die gewerbeärztlichen Erfahrungen vermehrten sich rasch und 1938 konnte *Gelman,* sich auf deutsche, russische, französische und italienische Erfahrungen stützend, das Bild der akuten Berylliumvergiftung genau beschreiben. Die akute Berylliumvergiftung ist durch eine entzündliche Erkrankung der Atmungsorgane und durch charakteristische Veränderungen der Haut gekennzeichnet. In Amerika wurden akute Berylliumvergiftungen erst 1943 von *van Ordstrand* beobachtet. Damals handelte es sich um 3 Fälle, doch rasch folgten andere, und 1945 konnten van Ordstrand und Mitarbeiter schon über 170 akute Berylliumvergiftungen mit 5 Todesfällen berichten.

1946 beschrieben zwei amerikanische Forscher — *Hardy* und *Tabershaw* — eine neue Form der Berylliumschädigung. Dabei handelt es sich um eine chronische Erkrankung, die bei Berylliumarbeitern gehäuft vorkommt und eine grosse Ähnlichkeit mit der Boeckschen Krankheit aufweist. Die Boecksche Krankheit ihrerseits ist eine chronische allgemeine Erkrankung, die gegen die Tuberkulose nicht leicht abzugrenzen ist. Die Tatsache, dass die chronische Berylliumeinwirkung eine solche allgemeine Reaktion des menschlichen Organismus auszulösen vermag, hat über das gewerbemedizinische Interesse hinaus ein allgemeines Aufsehen erweckt und Anlass zu tierexperimentellen Untersuchungen gegeben.

Bis heute wurden in Amerika rund 400 Berylliumvergiftungen beobachtet, die sich nach *Malche* bei den verschiedenen industriellen Arbeiten entsprechend Tabelle I verteilen.

Wie aus dieser Zusammenstellung ersichtlich, handelt es sich bei den Berylliumvergiftungen fast ausschliesslich um gewerbliche Vergiftungen. Die Fälle in der «Nachbarschaft» ereigneten sich in der Nähe von Fabriken, in denen mit Beryllium gearbeitet wurde, oder in der Familie von Berylliumarbeitern, und können als indirekte gewerbliche Vergiftungen aufgefasst werden. Die Verhütung der gewerblichen Berylliumvergiftungen ist eine gewerbehygienische Aufgabe, an deren Lösung gearbeitet wird. Die Berylliumvergiftungen kommen infolge der Einatmung von Dämpfen und Staub der Berylliumverbindungen zustande; es handelt sich dabei um sehr kleine Mengen in niedrigen Konzentrationen. Die höchste, aber noch sicher unschäd-