

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 37 (1946)
Heft: 17

Artikel: Beitrag zur Berechnung von Fernseh-Zwischenfrequenz-Verstärkern
Autor: Sokolov, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1061120>

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: 11.01.2026

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

ker der Phasenwinkel der verstärkten Schwingungen von grosser Wichtigkeit. Dies ist damit begründet, dass unser Ohr nur auf die Amplitude der verschiedenen Schwingungen empfindlich ist, während ihre relativen Phasenwinkel gar keinen Einfluss auf das Ohr haben. Beim Fernsehen dagegen muss die vom Ikonoskop erhaltene elektrische Welle unverzerrt bis an die Braunsche Röhre des Empfängers reichen. Diese Bedingung erfordert, dass die einzelnen Frequenzen, aus welchen die genannte Welle besteht, durch die ganze Anlage nicht nur im Sinne der relativen Grösse ihrer Amplituden unverzerrt übertragen werden, sondern dass all diese Frequenzen dieselbe Zeitverspätung haben müssen. Selbstverständlich muss sich, damit die verschiedenen Schwingungen die gleiche Zeitverspätung Δt haben, der Phasenwinkel $\varphi = \Delta t \cdot f$ linear mit der Frequenz f ändern.

Betrachtet man aber eine in ihrer Amplitude sinusförmig modulierte Schwingung der Grundfrequenz ω in ihrer mathematischen Form

$$\begin{aligned} y &= [A + a \cos(\Omega t + \varphi)] \cos \omega t \\ &= A \cos \omega t + \frac{a}{2} \cos[(\omega + \Omega)t + \varphi] \\ &\quad + \frac{a}{2} \cos[(\omega - \Omega)t - \varphi] \end{aligned}$$

so ist es klar, dass (sofern sich der Phasenwinkel φ der Modulationsfrequenz Ω linear mit derselben ändern soll) sich der Phasenwinkel der Seitenschwingungen $\omega \pm \Omega$ ebenfalls linear mit der Frequenz Ω und deshalb auch mit der Summe $\omega + \Omega$ ändern muss.

An einen üblichen Radio-ZF-, oder an einen Fernseh-Verstärker werden also grundsätzlich verschiedene Anforderungen gestellt und wegen diesen Unterschieden kann auch die mathematische Behandlung der zwei Probleme nicht gleich durchgeführt werden.

Die übliche Annäherungsmethode, mit welcher man gewöhnlich die Bandbreite und andere Charakteristiken eines Radio-ZF-Verstärkers bestimmt, ist beim Fernseh-Verstärker nicht mehr zulässig. Deshalb wurden in dieser Arbeit die gesuchten Beziehungen (Bandbreite und Phasenverlauf) ohne die üblichen Annäherungen ermittelt, um damit alle Zweifel an der Richtigkeit der Ergebnisse auszuschliessen.

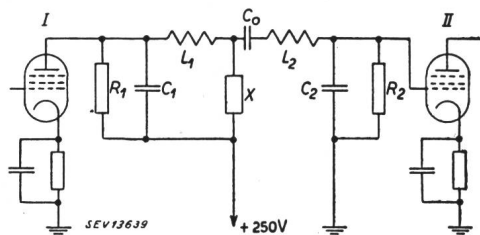


Fig. 1.

Prinzipschaltung einer Zwischenfrequenz-Verstärkerstufe
 L_1, C_1, R_1 Induktivität, Kapazität und Dämpfungswiderstand des Primärkreises
 L_2, C_2, R_2 entsprechende Grössen des Sekundärkreises
 C_0 Kondensator zur Sperrung der Anoden-Gleichspannung
 X Kopplungsimpedanz

Die Schaltung Fig. 1 stellt eine Verstärkerstufe dar. Die Kapazität C_0 sperrt die Anodenspannung vom Gitterkreis der Röhre II ab und ist so gross, dass sie keine Wirkung auf die Wechselstromeigenschaften des Kreises ausübt. L_1 und L_2 stellen die Induktivitäten, C_1 und C_2 die Abstimmkondensatoren der beiden Schwingkreise dar. Mit X wird eine Induktivität oder Kapazität bezeichnet, wonach die Kopplung der beiden Kreise induktiv oder kapazitiv sein kann. R_1 und R_2 sind Dämpfungswiderstände, die, parallel an die Resonanzkreise geschaltet, die notwendige Bandbreite ergeben. Da diese Widerstände klein sind und deshalb eine sehr starke Dämpfung der Kreise hervorrufen, kann man die ohmschen Verluste der Spulen vernachlässigen.

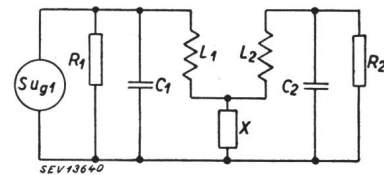


Fig. 2.

Ersatzschaltung der Verstärkerstufe

S Steilheit der Röhre I, u_{g1} Eingangsspannung am Gitter

Wird mit S die Steilheit der Röhre I, mit u_{g1} die an das Gitter der Röhre I gelegte Eingangsspannung und mit u_{g2} die an der Röhre II auftretende Gitter-Wechselspannung bezeichnet, so erhält man für die Verstärkung V den Quotienten

$$V = \frac{u_{g2}}{u_{g1}}$$

Nimmt man als Röhre eine Penthode an, was in der Praxis immer der Fall ist, so kann deren innerer Widerstand als unendlich hoch angesehen werden. Die Schaltung der Fig. 1 lässt sich nun in eine Ersatzschaltung nach Fig. 2 umwandeln.

Bezeichnet man mit:

$$Z_1 = j\omega L_1 \quad (1) \quad Z_2 = j\omega L_2 \quad (2)$$

$$\frac{1}{Y_1} = \frac{1}{R_1} + j\omega C_1 \quad (3) \quad \frac{1}{Y_2} = \frac{1}{R_2} + j\omega C_2 \quad (4)$$

so kann die Schaltung der Fig. 2 in diejenige der Fig. 3 übergeführt werden. Nach dem Kirchhoff-

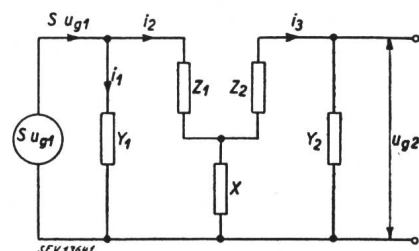


Fig. 3.

Verallgemeinerte Ersatzschaltung der Verstärkerstufe

schen Gesetz lassen sich nun die vier folgenden Gleichungen aufstellen:

$$S u_{g1} = i_1 + i_2 \quad (5)$$

$$Y_1 i_1 = Z_1 i_2 + X i_2 - X i_3 \quad (6)$$

$$X i_2 = i_3 (X + Z_2 + Y_2) \quad (7)$$

$$u_{g2} = i_3 Y_2 \quad (8)$$

Aus den Gleichungen (6) und (7) erhält man durch Eliminierung von i_3 :

$$Y_1 i_1 = Z_1 i_2 + X i_2 - i_2 \frac{X^2}{X + Z_2 + Y_2}$$

und aus Gleichung (8):

$$u_{g2} = i_2 \frac{X Y_2}{X + Z_2 + Y_2}$$

Mit Gleichung (5) wird noch i_2 ausgeschlossen und man erhält:

$$u_{g2} = (S u_{g1} - i_1) \frac{X Y_2}{X + Z_2 + Y_2} \quad (9)$$

$$Y_1 i_1 = \left(Z_1 + X - \frac{X^2}{X + Z_2 + Y_2} \right) (S u_{g1} - i_1) \quad (10)$$

Aus diesen Gleichungen (9) und (10) berechnet sich das Verhältnis

$$\frac{u_{g1}}{u_{g2}} = \frac{1}{V} = \frac{1}{S} \left\{ \frac{X (Z_1 + Y_1)}{Y_1 Y_2 X} + \frac{X (Z_2 + Y_2)}{Y_1 Y_2 X} + \frac{(Z_1 + Y_1)(Z_2 + Y_2)}{Y_1 Y_2 X} \right\} \quad (11)$$

Unter der Annahme, dass die Kopplung induktiv ist ($X = j \omega L_x$) und wenn an Stelle von Y_1, Y_2, Z_1 und Z_2 die Grössen nach den Gleichungen (1), (2), (3) und (4) eingesetzt werden, so ergibt sich nach Trennung der reellen und imaginären Glieder:

$$a = \frac{1}{S L_x R_1 R_2} \{ R_1 (L_2 + L_x) + R_2 (L_1 + L_x) - \omega^2 (C_1 R_1 + C_2 R_2) (L_1 L_2 + L_1 L_x + L_2 L_x) \} \quad (12)$$

$$j b = \frac{-j}{S \omega L_x R_1 R_2} \{ R_1 R_2 - \omega^2 (L_1 L_2 + L_1 L_x + L_2 L_x) - \omega^2 R_1 R_2 [C_1 (L_1 + L_x) + C_2 (L_2 + L_x)] + \omega^4 R_1 C_1 R_2 C_2 (L_1 L_2 + L_1 L_x + L_2 L_x) \} \quad (13)$$

Durch Summation ergibt sich das gesuchte Spannungsverhältnis

$$\frac{u_{g1}}{u_{g2}} = a + j b \quad (14)$$

Bei der praktischen Berechnung eines Filters sind jedoch die Grössen R, L und C der einzelnen Kreise nicht bekannt. Die Aufgabe besteht vielmehr darin, für eine gegebene Zwischenfrequenz und Bandbreite die erforderlichen Grössen der Widerstände, Induktivitäten und Kapazitäten zu bestimmen. Die Gleichungen (12) und (13) sind deshalb umzuformen, indem die folgenden neuen Grössen eingeführt werden:

$$\frac{1}{\omega_0^4} = C_1 C_2 (L_1 L_2 + L_1 L_x + L_2 L_x) \quad (15)$$

$\omega_0 = 2\pi f_0$ ist durch die Zwischenfrequenz f_0 gegeben.

$$\frac{1}{\omega_1^2} = C_1 (L_1 + L_x) \quad \text{und} \quad \frac{1}{\omega_2^2} = C_2 (L_2 + L_x) \quad (16)$$

ω_1 und ω_2 sind die Kreisfrequenzen des primären und sekundären Filterkreises. Als weitere Vereinfachung werden noch die Grössen Q_1 und Q_2 eingeführt. Sie sind definiert durch:

$$Q_1 = \omega_0 \frac{L_1 + L_x}{R_1} \quad Q_2 = \omega_0 \frac{L_2 + L_x}{R_2} \quad (17)$$

Mit diesen Substitutionen erhalten die Gleichungen (12) und (13) die neue Form:

$$a = \frac{1}{S \omega_0 L_x} \left[Q_1 + Q_2 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \left(Q_1 \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2} + Q_2 \frac{\omega_2^2}{\omega_0^2} \right) \right] \quad (18)$$

$$j b = \frac{-j}{S \omega_0 L_x} \frac{\omega}{\omega_0} \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \left(Q_1 Q_2 \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{\omega_0^4} + \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2} + \frac{\omega_0^2}{\omega_2^2} \right) + \frac{\omega^4}{\omega_0^4} \right] \quad (19)$$

Zur leichtern Erfassung der Zusammenhänge werden weiter eingeführt:

$$\varepsilon_1 = Q_1 \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2} \quad \varepsilon_2 = Q_2 \frac{\omega_2^2}{\omega_0^2} \quad (20)$$

$$\beta = \varepsilon_1 \varepsilon_2 + \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2} + \frac{\omega_0^2}{\omega_2^2} \quad (21)$$

$$\gamma^2 = \frac{Q_1 + Q_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \quad (22)$$

Die bisherige Veränderliche $\frac{\omega}{\omega_0}$ wird durch eine neue x ersetzt, die folgendermassen definiert sein soll:

$$x = \frac{\omega}{\omega_0} - \gamma \quad (23)$$

Die Gleichungen (18) und (19) gehen nun in die Form über:

$$a = - \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{S \omega_0 L_x} (2 x \gamma + x^2) \quad (24)$$

$$j b = \frac{-j}{S \omega_0 L_x} \frac{1 - (x + \gamma)^2 \beta + (x + \gamma)^4}{x + \gamma} \quad (25)$$

Man erkennt nun, dass für $a = 0$ auch $x = 0$ sein muss. Die Funktion $b = b(x)$ hat zwei Nulldurchgänge, und zwar für die beiden x -Werte

$$x_1; x_2 = \sqrt{\frac{\beta}{2} \pm \sqrt{\frac{\beta^2}{4} - 1}} - \gamma \quad (26)$$

Die Funktionen $a = a(x)$ und $b = b(x)$ sind in Fig. 4 dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet wurde die Kurve des Phasenwinkels

$$\varphi = \arctg \frac{a}{b} \quad (27)$$

Die charakteristischen Punkte dieser Kurve sind:

Für $x = 0$ folgt $\operatorname{tg} \varphi = 0$ und $\varphi = 0$

Für $x = x_1, x_2$ folgt $\operatorname{tg} \varphi = \infty$ und $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$

Wie am Anfang dieses Aufsatzes festgestellt wurde, soll danach getrachtet werden, die Schaltung der Fig. 1 so zu dimensionieren, dass der Phasenwinkel möglichst linear mit der Frequenz ändert. In Fig. 4

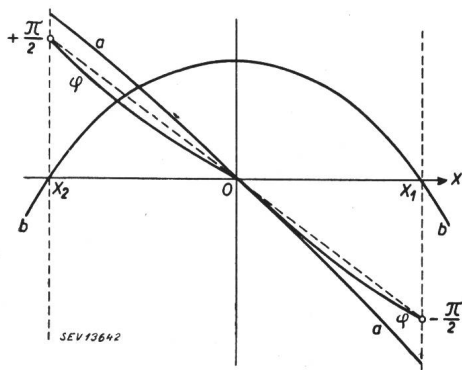


Fig. 4.

Charakteristiken des Verstärkungsgrades der Zwischenfrequenzstufe

$$\frac{1}{V} = a + jb$$

$$\varphi = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{b}{a}$$

V Verstärkungsfaktor, a reeller Anteil, b imaginärer Anteil, φ Phasenwinkel, x abhängige Grösse von der Frequenz ω

sollte also auch die Funktion $\varphi = \varphi(x)$ geradlinig sein. Da dies entsprechend Gleichung (27) aus theoretischen Gründen nicht zutrifft, ist die Bedingung zu untersuchen, damit eine grösstmögliche Linearität erhalten wird. Die Schaltung ist so zu dimensionieren, dass die Tangente an die Kurve $\varphi = \varphi(x)$ bei $x = 0$ mit der Geraden zusammenfällt, die durch die Punkte $\left(x_1, -\frac{\pi}{2}\right)$ und $\left(x_2, +\frac{\pi}{2}\right)$ geht.

Um diese Bedingung zu erfüllen, müssen erstens x_1 und x_2 symmetrisch zu $x = 0$ liegen.

$$x_1 = -x_2 \quad (28)$$

Zweitens muss die Steilheit der Kurve $\varphi = \varphi(x)$ für $x = 0$ gleich dem Quotienten $\frac{\pi/2}{x_2} = \frac{-\pi/2}{x_1}$ sein, d. h.

$$\frac{d\varphi}{dx(x=0)} = -\frac{\pi}{2x_1} \quad (29)$$

Durch Auswertung der Gleichungen (26) und (28) ergibt sich die Beziehung:

$$\beta + 2 = 4\gamma^2 \quad (30)$$

Aus den Formeln (24) und (25) folgt:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{a}{b} = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{x^3 + 3\gamma x^2 + 2\gamma^2 x}{1 - (x + \gamma)^2 \beta + (x + \gamma)^4} \quad (31)$$

$$\frac{d\varphi}{dx(x=0)} = \frac{d}{dx} \operatorname{tg} \varphi(x=0) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{2\gamma^2}{1 - \gamma^2 \beta + \gamma^4}$$

Entsprechend der Bedingung (29) gilt:

$$(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{2\gamma^2}{1 - \gamma^2 \beta + \gamma^4} = -\frac{\pi}{2x_1} \quad (32)$$

Die Gleichungen (30) und (32) ergeben die für die gewünschte Linearität des Phasenwinkels φ notwendigen Verhältnisse zwischen den Konstanten β , γ und $(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$.

Setzt man entsprechend dem Ausdruck (23)

$$x_1 - x_2 = \left(\frac{\omega_1}{\omega_0} - \gamma\right) - \left(\frac{\omega_2}{\omega_0} - \gamma\right) = \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_0} = \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$$

wo $\Delta\omega$ die Differenz der Werte ω_1 und ω_2 bedeutet, für welche $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ ist, so erhält man durch

Einsetzen der Ergebnisse (26):

$$x_1 - x_2 = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \sqrt{\beta - 2} \quad (33)$$

Da x_1 und x_2 symmetrisch zu $x = 0$ liegen sollen, ergibt sich:

$$x_1; x_2 = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\beta - 2} \quad (34)$$

Aus den Gleichungen (30), (32), (33) und (34) resultiert nun:

$$\beta = 2 + \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2 \quad (35)$$

$$\gamma^2 = 1 + \left(\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}\right)^2 \quad (36)$$

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \left[1 + 3 \left(\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}\right)^2 - \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}\right)^2} \right] \quad (37)$$

Die gefundenen Beziehungen sind nun wieder auf die praktischen Grössen Q_1 , Q_2 , ω_1 , ω_2 und L_x zurückzuführen. Bei der Bestimmung der Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 ist noch die Bedingung der maximalen Verstärkung zu berücksichtigen. Es ist jedoch klar, dass mit $\omega_1 = \omega_2$ diese Bedingung nahezu erfüllt wird, und da dies in der Praxis bei der Abstimmung der Kreise ebenfalls zulässig ist, soll auch in der theoretischen Herleitung von dieser Vereinfachung Gebrauch gemacht werden.

Aus den Gleichungen (20), (22) und (36) erhält man für $\omega_1 = \omega_2$ den Ausdruck

$$\omega_1^2 = \frac{\omega_0^2}{1 + \left(\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}\right)^2} \quad (38)$$

Aus den Gleichungen (15) und (16) bildet man:

$$\frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{\omega_0^4} = 1 - \frac{L_x^2}{(L_1 + L_x)(L_2 + L_x)}$$

Bezeichnet man mit

$$K = \frac{L_x}{\sqrt{(L_1 + L_x)(L_2 + L_x)}} \quad (39)$$

den Kopplungsfaktor der beiden Kreise, so kann geschrieben werden:

$$\frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{\omega_0^4} = 1 - K^2 = \frac{\omega_1^4}{\omega_0^4}$$

und durch Verwendung der Gleichung (38) ergibt sich:

$$K^2 = 1 - \frac{\omega_1^4}{\omega_0^4} = 1 - \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^2} \right]^2 \quad (40)$$

Den Formeln (24) und (25) kann entnommen werden, dass die Verstärkung mit wachsendem L_x zunimmt. Demzufolge sind $(L_1 + L_x)$ und $(L_2 + L_x)$ möglichst gross, und da ω_1^2 bereits bestimmt ist, entsprechend den Beziehungen (16), C_1 und C_2 möglichst klein zu wählen. Für Fernsehverstärker können die Kondensatoren in den Abstimmkreisen überhaupt weggelassen werden. Die Kapazitäten C_1 und C_2 werden dann lediglich durch die Leitungsführung und die inneren Röhrenkapazitäten gebildet. Die Abstimmung der Kreise erfolgt durch Aenderung der Induktivitäten L_1 und L_2 .

Zur Bestimmung der Werte Q_1 und Q_2 geht man von den Gleichungen (20), (21), (35) und (38) aus. Für die Annahme $\omega_1 = \omega_2$ gilt:

$$Q_1 Q_2 = 2 \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^2 \right]^2 \quad (41)$$

Aus den Gleichungen (20), (37) und (38) folgt:

$$Q_1 + Q_2 = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_0}{\Delta \omega} \left[4 \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^2 + 3 \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^4 \right] \quad (42)$$

Aus diesen beiden Formeln lassen sich Q_1 und Q_2 genau berechnen. In der Praxis ist aber der Ausdruck $3 \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^4$ sehr klein gegenüber $4 \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^2$, so dass er vernachlässigt werden kann. Durch Lösung der Gleichungen (41) und (42) ergibt sich in diesem Falle

$$Q_1; Q_2 \approx \frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \left\{ \frac{\pi}{2} \pm \sqrt{\frac{\pi^2}{4} - 2 \left[1 + \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^2 \right]^2} \right\} \quad (43)$$

Nun soll noch der Verstärkungsfaktor V berechnet werden, und zwar speziell V_0 für den Betriebspunkt $x = 0$, V_1 für $x = x_1$ und V_2 für $x = x_2$.

Für $x = 0$ ist $a = 0$ (Fig. 4). Aus den Formeln (25), (35) und (36) folgt:

$$\frac{1}{V_0} = b_{x=0} = \frac{1}{S \omega_0 L_x} \frac{4 \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^2 + 3 \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^4}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^2}} \quad (44)$$

Vernachlässigt man wieder $3 \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^4$ so bleibt:

$$\frac{1}{V_0} \approx \frac{1}{S \omega_0 L_x} \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\omega_0}{\Delta \omega} \right)^2}} \quad (45)$$

Für $x = x_1$ und $x = x_2$ ist $b = 0$ (Fig. 4). Die entsprechenden Verstärkungsfaktoren berechnen sich aus den Gleichungen (24), (22) und (34) bis (36) zu:

$$\frac{1}{V_1}; \frac{1}{V_2} = a_{x=x_1; x_2} \quad (46)$$

$$= \frac{-1}{S \omega_0 L_x} \frac{(Q_1 + Q_2) \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^2}{1 + \left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^2} \left[1 \pm 2 \sqrt{1 + \left(\frac{2\omega_0}{\Delta \omega} \right)^2} \right]$$

Setzt man für $Q_1 + Q_2$ den Ausdruck (42) ein und vernachlässigt man wieder die Glieder mit $\left(\frac{\Delta \omega}{2\omega_0} \right)^4$, so ergibt sich:

$$\frac{1}{V_1}; \frac{1}{V_2} \approx \frac{-\frac{\pi}{2}}{S \omega_0 L_x} \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{2\omega_0}{\Delta \omega} \right)^2} \pm \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\omega_0}{\Delta \omega} \right)^2}} \right] \quad (47)$$

Da auch für grosse Bandbreiten

$$\frac{1}{1 + \left(\frac{2\omega_0}{\Delta \omega} \right)^2} \ll \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\omega_0}{\Delta \omega} \right)^2}}$$

ist, kann in Gleichung (47) das entsprechende Glied vernachlässigt werden. Da ausserdem nur der absolute Wert der Verstärkung von Interesse ist, kann geschrieben werden:

$$\frac{1}{V_1} \approx \frac{1}{V_2} \approx \frac{\pi}{2} \frac{1}{S \omega_0 L_x} \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\omega_0}{\Delta \omega} \right)^2}} \quad (48)$$

Durch Vergleich der Formeln (45) und (48) erkennt man:

$$\frac{V_0}{V_1} \approx \frac{V_0}{V_2} = \frac{\pi}{2} = 1,571.$$

Dieses Verstärkungsverhältnis der Mittel- zur Grenzfrequenz ergibt sich also, sofern als Bandbreite der Raum zwischen x_1 und x_2 betrachtet wird, wie es in diesem Aufsatz geschah. Die normale Definition der Bandbreite setzt ein Verhältnis

$$\frac{V_0}{V_1} = \sqrt{2} = 1,414$$

fest. Der Unterschied zwischen den beiden Definitionen der Bandbreite ist also nicht erheblich.

Abschliessend soll noch die Verwendung der hergeleiteten Beziehungen an einem praktischen Beispiel gezeigt werden. Es sei ein Transformator für die folgenden Betriebsdaten zu bemessen:

Zwischenfrequenz $f_o = 13$ MHz
 Uebertragungsbreite $\Delta f = 4$ MHz
 Steilheit der verwendeten Röhre $S = 5$ mA/V

Eingangs- und Ausgangskapazität der
 Röhre (einschl. Zuleitungen) $C_1 = C_2 = 12$ pF

Aus Gleichung (38) bestimmt man:

$$\omega_1^2 = \omega_2^2 = \frac{\omega_0^2}{1 + \left(\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}\right)^2} = \frac{(2\pi \cdot 13 \cdot 10^6)^2}{1 + \left(\frac{4}{2 \cdot 13}\right)^2} = 648 \cdot 10^{13}$$

Aus (40) erhält man:

$$K^2 = 1 - \frac{\omega_1^4}{\omega_0^4} = 1 - \left(\frac{648 \cdot 10^{13}}{676 \pi^2 \cdot 10^{12}}\right)^2 = 0,0456$$

$$K = 0,21$$

Gleichung (43) liefert:

$$Q_1; Q_2 = \frac{\Delta\omega}{2\omega_0} \left\{ \frac{\pi}{2} \pm \sqrt{\frac{\pi^2}{4} - 2 \left[1 + \left(\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}\right)^2 \right]^2} \right\}$$

$$= \frac{1}{13} \left\{ \frac{\pi}{2} \pm \sqrt{\frac{\pi^2}{4} - 2 \left[1 + \frac{1}{13^2} \right]^2} \right\}$$

$$Q_1 = 0,15 \quad \text{und} \quad Q_2 = 0,334$$

Aus den Formeln (16) ergibt sich:

$$L_1 + L_x = L_2 + L_x = \frac{1}{C_1 \omega_1^2} = \frac{10^{12}}{12 \cdot 648 \cdot 10^{13}} \approx 13 \mu\text{H}$$

Aus der Gleichung (39) folgt:

$$K = \frac{L_x}{L_1 + L_x} \quad \text{und} \quad L_x = K (L_1 + L_x) = 0,21 \cdot 13$$

$$L_x = 2,73 \mu\text{H}; \quad L_1 = L_2 \approx 10 \mu\text{H}$$

Die Dämpfungswiderstände berechnen sich aus den Formeln (17) zu:

$$R_1 = \frac{(L_1 + L_x) \omega_0}{Q_1} = \frac{13 \cdot 26 \pi \cdot 10^6}{0,15 \cdot 10^6} \approx 7100 \Omega$$

$$R_2 = \frac{(L_2 + L_x) \omega_0}{Q_2} = \frac{13 \cdot 26 \pi \cdot 10^6}{0,334 \cdot 10^6} \approx 3200 \Omega$$

Aus Gleichung (45) folgt endlich für die Verstärkung

$$V_0 = S \omega_0 L_x \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\omega_0}{\Delta\omega}\right)^2}$$

$$= \frac{5}{1000} 26 \pi \cdot 10^6 \cdot 2,73 \cdot 10^{-6} \frac{13}{4} \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{169}{16}} \approx 12$$

Adresse des Autors:

Dr.-Ing. J. Sokotov, Ingenieur der Sport A.-G., Biel.

Technische Mitteilungen — Communications de nature technique

Stangenstatistik der Schweizerischen Telegraphen- und Telefon- Verwaltung

621.315.668.1.0046

Die Schweizerische Telegraphen- und Telefon-Verwaltung veröffentlicht in ihren «Technischen Mitteilungen»¹⁾ eine Uebersicht über die im Jahr 1945 wegen Fäulnis ausgewechselten hölzernen Leitungsstangen. Dabei werden vier Arten von Leitungsstangen unterschieden: Mit CuSO₄ (Kupfersulfat) oder mit Teeröl imprägnierte Stangen und nicht imprägnierte Lärchen- oder Kastanienstangen. Die mittlere Lebensdauer der mit Teeröl imprägnierten Stangen erscheint in der Statistik um rund 12,5 % höher als diejenige der mit CuSO₄ imprägnierten, jedoch lassen sich aus der geringen Anzahl der ausgewechselten Stangen (14 im Jahresdurchschnitt 1940/45) keine zwingenden Schlüsse ziehen (Tab. I).

Wegen Fäulnis ausgewechselte, imprägnierte und nicht imprägnierte Stangen

Tabelle I

Jahr	Imprägniert mit				Nicht imprägnierte			
	Cu SO ₄		Teeröl		Lärchenstangen		Kastanienstangen	
	Anzahl	Mittl. Lebensdauer in Jahren	Anzahl	Mittl. Lebensdauer in Jahren	Anzahl	Mittl. Lebensdauer in Jahren	Anzahl	Mittl. Lebensdauer in Jahren
1940	7097	22,6	6	22,5	244	20,6	95	23,7
1941	6521	23,4	24	31,1	169	21,6	14	38,1
1942	5288	21,6	6	20,8	255	21,4	52	30,7
1943	5377	22,4	34	22,0	195	25,0	121	25,7
1944	5201	22,5	2	28,5	234	21,0	106	26,0
1945	7710	22,5	11	27,1	272	24,4	66	32,6
Mittel 1940/45	6199	22,5	14	25,3	228	22,3	76	29,5

¹⁾ Vgl. Techn. Mitt., schweiz. Telegr.- u. Teleph.-Verw. Bd. 24(1946), Nr. 2, S. 96.

Interessant ist, dass sich im allgemeinen die nicht imprägnierten Stangen, unter ihnen besonders die Kastanienstangen, bedeutend besser halten als die imprägnierten Leitungsstangen; allerdings ist auch ihre Verwendung ziemlich beschränkt.

Wegen Fäulnis ausgewechselte Stangen mit CuSO₄-Imprägnierung

Tabelle II

Postkreis	Ausgewechselte Stangen		Mittlere Lebensdauer in Jahren	
	1945	Mittel 1940/45	1945	Mittel 1940/45
Basel	386	257	20,69	21,65
Bellinzona	383	239	19,00	19,74
Bern	291	422	19,91	24,48
Biel	381	324	30,06	27,84
Chur	327	365	27,15	26,03
Fryburg	439	495	25,41	23,16
Genève	130	248	15,21	13,49
Lausanne	822	608	18,77	19,36
Luzern	484	508	20,49	24,92
Neuchâtel	366	277	30,73	29,21
Olten	119	252	20,21	19,98
Rapperswil	266	251	23,26	20,11
St. Gallen	742	529	24,96	24,50
Sion	222	199	20,03	19,03
Thun	913	291	25,78	27,41
Winterthur	537	288	18,67	18,79
Zürich	902	648	19,22	18,96
Total	7710	6199	22,51	22,54

Tab. II zeigt die Zahl der ausgewechselten, mit CuSO₄ imprägnierten Leitungsstangen und ihre mittlere Lebensdauer. Deren Werte pro 1945 weichen im allgemeinen nicht stark vom Durchschnitt der letzten sechs Jahre ab; für die ganze Schweiz zeigt sich sogar eine fast völlige Uebereinstimmung. Interessant ist die unterschiedliche Lebensdauer in verschiedenen Landesgegenden, doch bilden die einzelnen Postkreise eine etwas willkürliche Aufteilung. Hn.