

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 60 (1969)
Heft: 26

Artikel: Geschachtelte Filter
Autor: Herzog, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916208>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 16.01.2026

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

Geschachtelte Filter¹⁾

Von W. Herzog, Mainz
193- 205

621.372.54

Betrachtet wird eine Kombination von ineinander geschachtelten Π - und T -Gliedern. Hierbei ergänzen sich die Eigenschaften der einzelnen Glieder in günstiger Weise. Geschachtelte symmetrische Filter werden mit Ketten aus Π - und T -Gliedern verglichen. Dabei weisen die geschachtelten Filter bei gleichem Aufwand mehr Freiheitsgrade auf als die Ketten, wodurch z. B. Dämpfungspole gewonnen werden können, sowie ein geebnete Dämpfungsverlauf erzielt werden kann.

Dans le cas d'une combinaison de membres Π et T , imbriqués les uns dans les autres, les propriétés des divers membres sont bien mises en valeur. Des filtres symétriques imbriqués sont comparés avec des chaînes de membres Π et T . Pour une même dépense, les filtres imbriqués présentent un plus grand nombre de degrés de liberté que les chaînes, ce qui permet, par exemple, d'obtenir aussi bien des pôles d'affaiblissement, qu'une courbe d'affaiblissement aplatie.

1. Π - und T -Glieder

Mit geeigneten Elementen lässt sich aus einem Π -Glied ein gewünschtes Filter aufbauen, zum Beispiel ein Tiefpass (Fig. 1). Wandelt man mittels der Dreieck-Stern-Transformation die Anordnung gemäß Fig. 1 in ein T -Glied um, so erhält

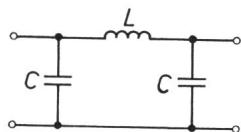


Fig. 1
 Π -Glied (Tiefpass)
 L Induktivität; C Kapazität

man in zwei Zweigen einen Parallelkreis, während der dritte Zweig aus einem nicht realisierbaren Element S (Fig. 2) besteht, für welches gilt:

$$S = \frac{1}{L C^2 \omega} \cdot \frac{1}{\omega^2 - \frac{2}{L C}} \quad (1)$$

Ausser den herstellbaren T -Gliedern gibt es also nicht direkt herstellbare (entsprechend Fig. 2). Entsprechendes gilt für

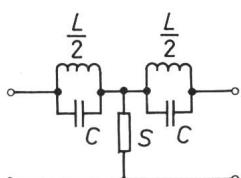


Fig. 2
Aus dem Π -Glied in Fig. 1 abgeleitetes T -Glied
 S nicht herstellbares Element H. [1]
Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 1

Π -Glieder. Kann man Π - und T -Glieder miteinander kombinieren, dass die Eigenschaften beider erhalten bleiben, so lässt sich eine solche Anordnung auffassen als nur aus Π -Gliedern realisierbarer und nicht realisierbarer Art, bestehend oder aus T -Gliedern realisierbarer und nicht realisierbarer Art. Die üblichen Filterketten können nur aus Π - oder T -Gliedern realisierbarer Art aufgebaut werden, müssen also gegenüber kombinierten Anordnungen Nachteile aufweisen. Beginnt eine Kette mit einem Π -Glied und endet mit einem T -Glied oder umgekehrt, so ändert sich hierbei nichts.

2. Geschachtelte Filter

Eine Kombination aus zwei Π - und zwei T -Gliedern zeigt Fig. 3. Darin können alle Elemente verschieden sein. Die Anordnung in Fig. 3 lässt sich durch eine Dreieck-Stern- und eine Stern-Dreieck-Transformation in ein Π -Glied überführen.

Dieses Π -Glied kann also als aus realisierbaren und nicht realisierbaren Π -Gliedern zusammengesetzt betrachtet werden. Entsprechend muss es günstigere Eigenschaften aufweisen als eine Kombination von realisierbaren Π -Gliedern allein. Als Kombination kann hier eine Kettenbeschaltung von Π -Gliedern oder eine der sonstigen bekannten Zusammenschaltungen benutzt werden. Das geschachtelte Filter kann, wie Fig. 3 zeigt, mit einem Π -Glied beginnen oder unter Weglassung des äusseren Π -Gliedes von Fig. 3 mit einem T -Glied. Entsprechend sei die Bezeichnung geschachteltes Π -Glied und geschachteltes T -Glied gewählt. Ob das innerste Glied ein Π - oder T -Glied ist, bleibt bei der Bezeichnung unberücksichtigt.

Zum Vergleich und zur Herausstellung der Vorteile werden im nächsten Abschnitt die geschachtelten Filter mit Ketten aus Π - und T -Gliedern verglichen. Zur Vereinfachung sollen hierbei nur symmetrische Anordnungen benutzt werden, die in Brücken umgewandelt werden. Die Elemente der Brückenzweige geben bereits Aufschluss über die Eigenschaften der verschiedenen Anordnungen. Ein spezieller Tiefpass zeigt in Abschnitt 4 die Vorteile der Schachtelung.

3. Symmetrische Ketten aus Π - und T -Gliedern sowie symmetrische Π - und T -Schachtelungen

3.1 Die Kette aus Π -Gliedern

Fig. 4a zeigt ein Π -Glied und die daraus nach Bartlett gewonnenen Brückenzweige, wobei X_k den Kurzschluss- und X_1 den Leerlaufzweig darstellen. In den weiteren Abbildungen Fig. 4b, c, d wird jeweils ein weiteres Π -Glied in Kette hinzugefügt. Als wesentliches Merkmal ist festzustellen, dass ab-

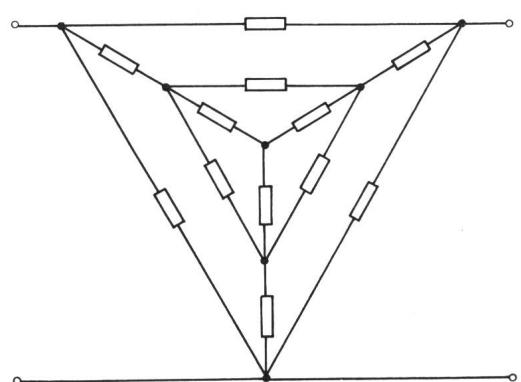
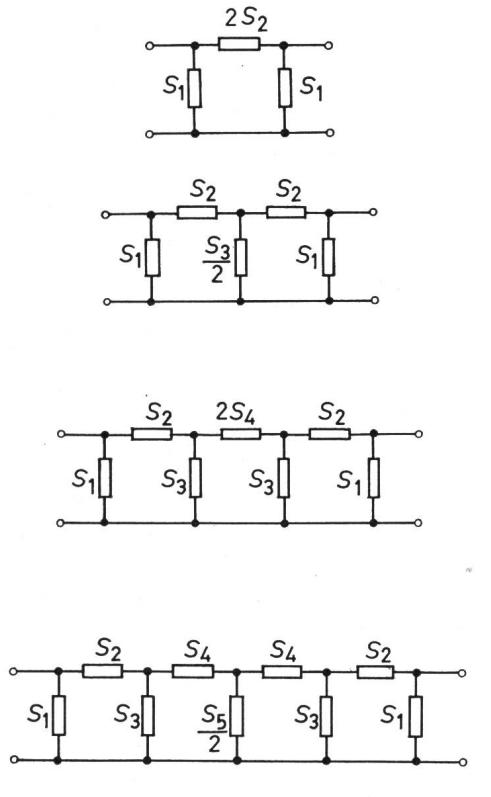


Fig. 3
Geschachteltes Π -Glied aus beliebigen Scheinwiderständen

¹⁾ Mitteilung des Instituts für Elektrotechnik der Universität Mainz.



wechselnd der Kurzschluss- und der Leerlaufzweig einen Zweig mehr aufweist als der andere Zweig. Der Unterschied zwischen Kurzschluss- und Leerlaufzweig besteht also immer aus einem einzigen Zweig, was sich bei der Anwendung des Satzes von Bartlett sofort erkennen lässt.

3.2 Das geschachtelte Π -Glied

Fig. 5 beginnt in Fig. 5a ebenfalls mit dem Π -Glied, während in Fig. 5b und c Schachtelungen vorgenommen wurden. Da die Anzahl der Zweige bei der Kette jeweils um zwei und bei der Schachtelung um drei zunimmt, kann z.B. Fig. 4d mit Fig. 5c verglichen werden. In den Fällen nicht passender Zweigzahl kann einem Zweig ein weiteres Element zugeteilt werden.

Fig. 5b entnimmt man, dass die Brückenzweige die Zweige S_1 und S_4 gemeinsam haben, während die Zweige S_2 und S_3 nicht gemeinsam sind. In den Brückenzweigen von Fig. 5c sind S_1 , S_4 und S_6 gemeinsam, während S_2 , S_3 und S_5 nicht gemeinsam sind. Bei Hinzufügen eines weiteren Π - und T-Gliedes nimmt die Anzahl der gemeinsamen und die Anzahl der nicht gemeinsamen Zweige je um einen Zweig zu. Bei der Kette aus Π -Gliedern ist immer nur ein nicht gemeinsamer Zweig vorhanden, unabhängig von der Anzahl der in Kette geschalteten Π -Gliedern. Damit liegt die Überlegenheit der geschachtelten Anordnung fest.

Fig. 5
Geschaltete Π -Glieder und Zweige der äquivalenten Brücke
Bezeichnungen siehe Fig. 4

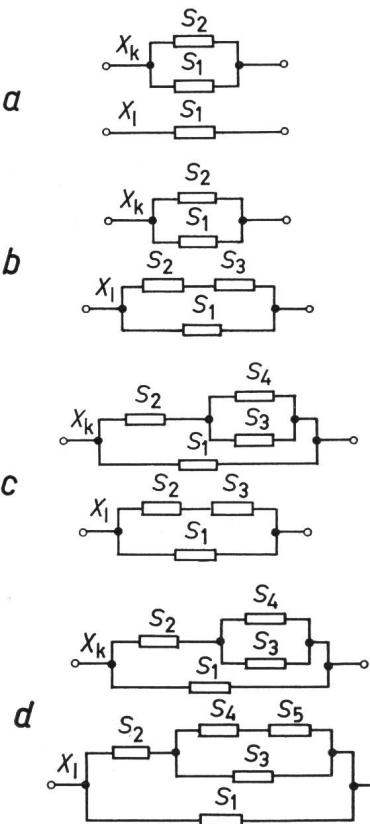


Fig. 4
Ketten von Π -Gliedern und Zweige der äquivalenten Brücke
 $S_1 \dots S_5$ beliebige Scheinwiderstände; X_k Kurzschlusszweig; X_1 Leerlaufzweig der halbierten Kette

3.3 Die Kette aus T-Gliedern

Fig. 6a, b, c und d zeigen die Anordnungen von einem bis vier T-Gliedern mit den entsprechenden Brückenzweigen. Die Brückenzweige sind erwartungsgemäß verschieden von den Zweigen der entsprechenden Ketten aus Π -Gliedern. Bezüglich der gemeinsamen und nicht gemeinsamen Zweige gilt das in Fig. 3a für die Π -Glieder Gesagte.

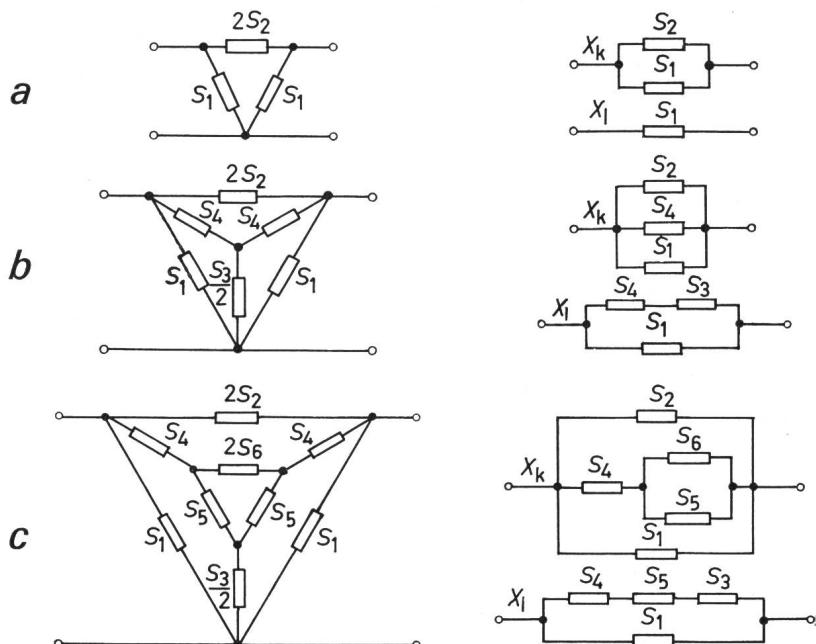
3.4 Das geschachtelte T-Glied

Fig. 7 zeigt ausgehend vom T-Glied (Fig. 7a) die Einschachtelung eines Π -Gliedes (Fig. 7b) und schliesslich die eines weiteren T-Gliedes (Fig. 7c). Die Brückenzweige sind von denen des geschachtelten Π -Gliedes verschieden. Die Anzahl der gemeinsamen und nicht gemeinsamen Zweige entspricht erwartungsgemäß der des Π -Gliedes, so dass die in 3b gemachten Ausführungen zu übernehmen sind.

4. Eigenschaften von Kette und Schachtelung

4.1 Auswahl eines Beispiels

Zum Vergleich bietet sich die Anordnung Fig. 4d mit Fig. 5c oder Fig. 6d mit Fig. 7c an, da alle Anordnungen aus neun Zweigen bestehen. Um die Übersichtlichkeit zu erhöhen, sei als Beispiel in Fig. 4c mit 7 Zweigen und Fig. 5b mit 6 Zweigen verglichen. Um die Zweige auszugleichen, erhält die Anordnung in Fig. 5b in einem Zweig zwei Elemente, während sonst jeder Zweig ein Schaltelement (Spule oder Kondensator) enthält. Man kann bei den Ketten die Anzahl der nicht gemeinsamen Elemente erhöhen, indem man dem mittleren Zweig mehrere Elemente gibt. Dieses ändert aber nur den einen Zweig.



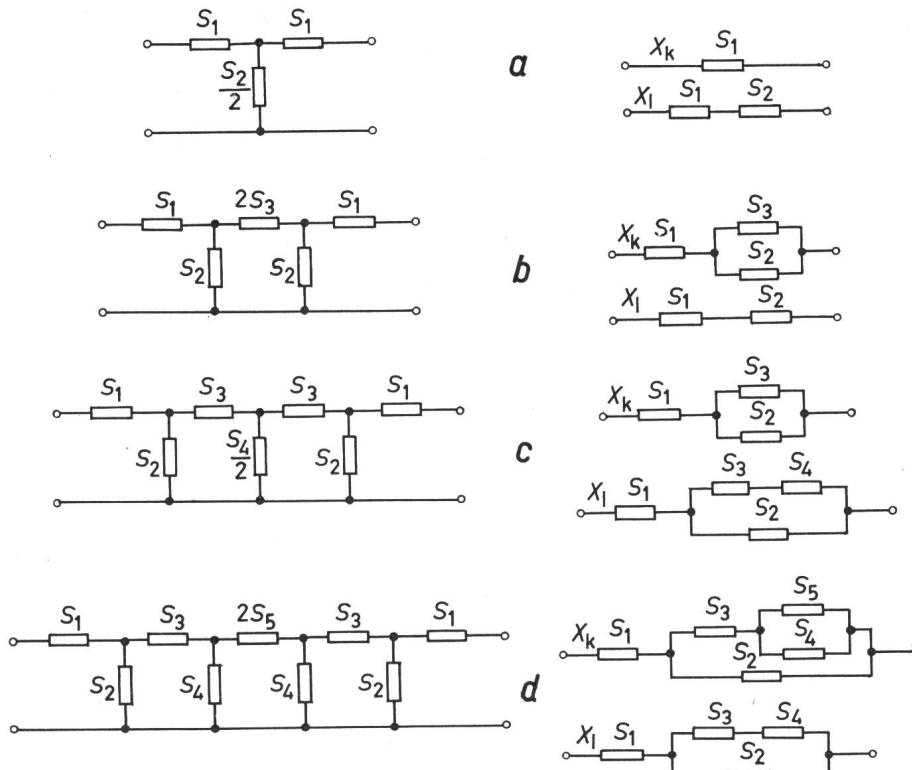


Fig. 8 zeigt die mit Spulen und Kondensatoren bestückte Kette Fig. 4c, zu welcher die Brückenzweige Fig. 9 gehören. Die Brückenzweige lassen zwei Anordnungsmöglichkeiten für einen Tiefpass zu, die in Fig. 10a und b gezeigt sind. Der Sperrbereich ist schraffiert eingezeichnet. Die Anordnung in Fig. 10b besitzt einen geebneten Wellenwiderstand [1]¹⁾. Sie weist mindestens zwei Dämpfungspole auf, so dass sie mit der Anordnung in Fig. 8 nicht herstellbar ist, da dieselbe keine Dämpfungspole besitzen kann. Zum Vergleich ist in Fig. 11 die geschachtelte Anordnung nach Fig. 5b wiedergegeben, deren Brückenzweige Fig. 12 zeigt. Man kann Fig. 11 als überbrückte Kette von zwei Π -Gliedern auffassen. Die Brückenzweige in Fig. 9 und in Fig. 12 haben gleichen Aufbau, so dass die Möglichkeiten Fig. 10a und b auch für das geschachtelte Π -Glied gelten. Die Durchführbarkeit muss noch bewiesen werden. Die Anzahl der Spulen und Kondensatoren ist bei den Schaltungen in Fig. 8 und Fig. 11 gleich.

4.2 Die Berechnung der Kette aus drei Π -Gliedern

Für die Blindwiderstände der Brückenzweige in Fig. 11 gelten die Formeln (X_k = Kurzschlusszweig, X_1 = Leerlaufzweig):

$$X_k = -\frac{1}{\omega C_1} \cdot \frac{\omega^2 (\omega^2 - \omega_{1s}^2)}{(\omega^2 - \omega_{1p}^2)(\omega^2 - \omega_{3p}^2)} \quad (2)$$

$$X_1 = -\frac{1}{\omega C_1} \cdot \frac{\omega^2 - \omega_{2s}^2}{\omega^2 - \omega_{2p}^2}$$

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

Fig. 7
Geschachtelte T-Glieder und Zweige der äquivalenten Brücke
Bezeichnungen siehe Fig. 4

Fig. 6
Ketten von T-Gliedern und Zweige der äquivalenten Brücke
Bezeichnungen siehe Fig. 4

$$\omega_{1s}^2 = \frac{L_2 + L_4}{L_2 L_4 C_3} \quad (3)$$

$$\omega_{1p}^2 + \omega_{3p}^2 = \frac{1}{L_2 C_1} + \frac{1}{L_2 C_3} + \frac{1}{L_4 C_3}$$

$$\omega_{1p}^2 \omega_{3p}^2 = \frac{1}{L_2 L_4 C_1 C_3}$$

$$\omega_{2s}^2 = \frac{1}{L_2 C_3} \quad (4)$$

$$\omega_{2p}^2 = \frac{1}{L_2 C_3} \left(1 + \frac{C_3}{C_1} \right) = \frac{1}{L_2 C_3} + \frac{1}{L_2 C_1}$$

Der Vergleich der Serienresonanzfrequenzen ω_{1s} und ω_{2s} lässt ersehen, dass dieselben nicht gleich sein können. Damit entfällt die Anordnung Fig. 10b.

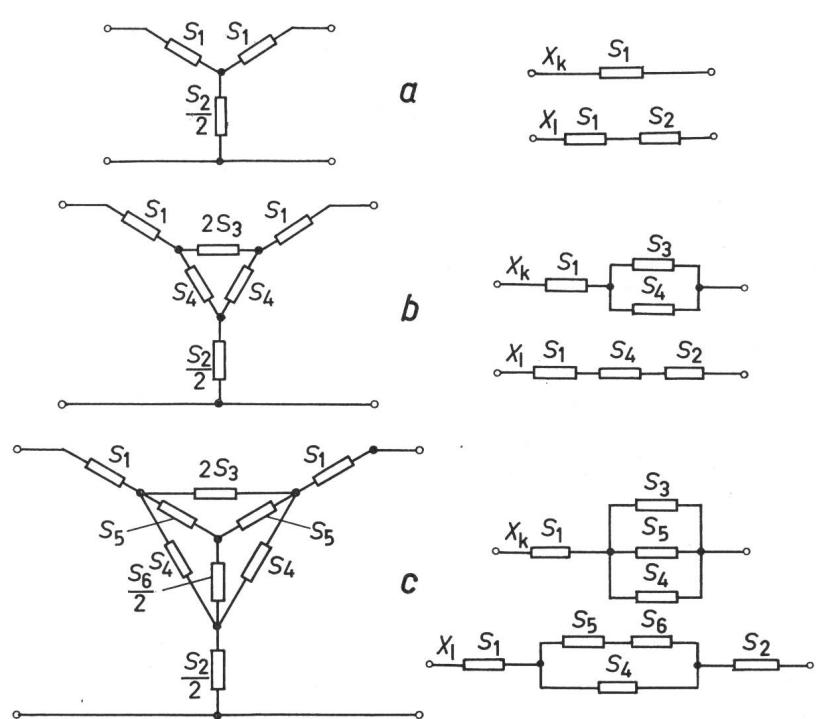
Ein Tiefpass mit geebnem Wellenwiderstand ist mit der Kette nicht möglich.

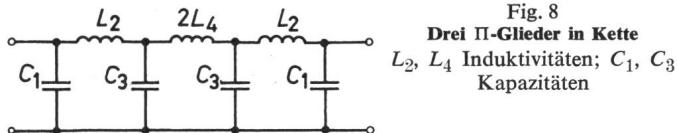
Fig. 10a entnimmt man die drei Bedingungen:

$$\omega_{1p} = \omega_{2s} \quad \omega_{1s} = \omega_{2p} \quad \omega_{3p} = \omega_2 \quad (5)$$

Da die Abschlusswiderstände R durch die Beziehung für die Nullstellen ($X_k X_1 = -R^2$) eingeführt werden müssen, liegen bereits vier Gleichungen für die vier Schaltelemente L_2 , L_4 , C_1 und C_3 vor.

Die zwei ersten Bedingungen (5) müssen nicht erfüllt werden. In diesem Fall ergeben sich zwischen den nicht zusammenfallenden Resonanzstellen Dämpfungen [1], die vorzugeben





sind. Damit ändert sich nichts an der Anzahl der Gleichungen. Für den vorzunehmenden Vergleich ist die Beibehaltung der Bedingungen (5) am einfachsten.

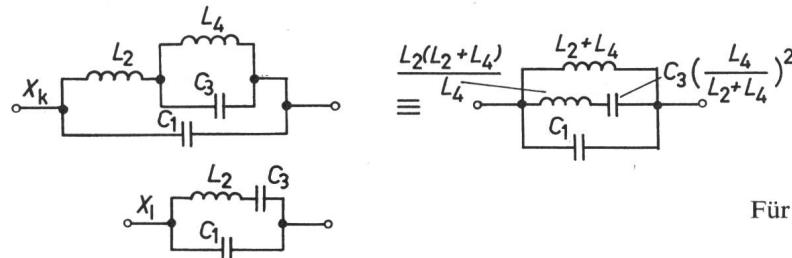
Mit denselben lauten die Gln. (2):

$$X_k = -\frac{1}{\omega C_1} \cdot \frac{\omega^2 (\omega^2 - \omega_{1s}^2)}{(\omega^2 - \omega_{2s}^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} \quad (6)$$

$$X_1 = -\frac{1}{\omega C_1} \cdot \frac{\omega^2 - \omega_{2s}^2}{\omega^2 - \omega_{1s}^2}$$

so dass als Nullstellenbedingung folgt ($\omega_{01} = \text{Nullstelle}$):

$$-X_k X_1 = R^2 = \frac{1}{C_1^2} \cdot \frac{1}{\omega_2^2 - \omega_{01}^2} \quad (7)$$



und hieraus ist:

$$C_1 = \frac{1}{R \sqrt{\omega_2^2 - \omega_{01}^2}} \quad (8)$$

Den Gln. (3), (4) und (5) entnimmt man die drei Gleichungen:

$$\omega_{3p}^2 = \omega_2^2 = \frac{1}{L_2 C_1} + \frac{1}{L_4 C_3} = \frac{1}{L_4 C_1}$$

$$\omega_{1s}^2 = \frac{1}{L_4 C_3} + \frac{1}{L_2 C_3} = \frac{1}{L_2 C_3} + \frac{1}{L_2 C_1} \quad (9)$$

$$L_4 C_3 = L_2 C_1$$

und daraus ist:

$$L_4 = \frac{1}{\omega_2^2 C_1}$$

$$C_3 = 2 C_1 \quad (10)$$

$$L_2 = 2 L_4 = \frac{2}{\omega_2^2 C_1}$$

Nach dem Ergebnis (Gl. (10)] besteht die Kette aus gleichen Π -Gliedern.

Die Frequenzen berechnen sich zu:

$$\omega_{2s} = \frac{\omega_2}{2} \quad (11)$$

$$\omega_{1s} = \frac{\omega_2 \sqrt{3}}{2}$$

Sie liegen sehr weit auseinander.

Die Überprüfung der etwaigen Polstellen ($X_k = X_1$) ergibt nach den Gln. (6) und (11):

$$\frac{\omega^2 (\omega^2 - \omega_{1s}^2)}{(\omega^2 - \omega_{2s}^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} = \frac{\omega^2 - \omega_{2s}^2}{\omega^2 - \omega_{1s}^2}$$

$$\frac{\omega^2 \left(\omega^2 - \frac{3\omega_2^2}{4} \right)}{\left(\omega^2 - \frac{\omega_2^2}{4} \right)(\omega^2 - \omega_2^2)} = \frac{\omega^2 - \frac{\omega_2^2}{4}}{\omega^2 - \frac{3\omega_2^2}{4}} \quad (12)$$

Die Glieder mit ω^6 , ω^4 und ω^2 heben sich heraus. Es sind also auch keine abhängigen Polstellen möglich.

4.3 Die Berechnung des geschachtelten Π -Gliedes (Fig. 10a)

Die Größen der Fig. 12 vertreten in Fig. 9 andere Elemente. Da eine Verwechslung nicht möglich ist, sei auf eine trennende Kennzeichnung verzichtet.

Zunächst sei zum Vergleich die Anordnung Fig. 10a berechnet. Die Gln. (2) und (5) und damit (6) gelten auch hier. Ebenso die Nullstellenbedingung, so dass auch Gl. (8)

$$C_1 = \frac{1}{R \sqrt{\omega_2^2 - \omega_{01}^2}} \quad (13)$$

übernommen werden kann.

Fig. 9
Brückenzweige der Anordnung in Fig. 8
Bezeichnungen siehe Fig. 8

Für die Resonanzstellen findet man:

$$\omega_{1s}^2 = \frac{1}{L_2 C_2}$$

$$\omega_{1p}^2 + \omega_{3p}^2 = \frac{1}{L_2 C_2} + \frac{1}{L_4 C_1} + \frac{1}{L_2 C_1} = \omega_{2s}^2 + \omega_2^2 \quad (14)$$

$$\omega_{1p}^2 \omega_{3p}^2 = \frac{1}{L_2 L_4 C_1 C_2} = \omega_{2s}^2 \omega_2^2$$

$$\omega_{2s}^2 = \frac{1}{L_4 C_3} \quad (15)$$

$$\omega_{2p}^2 = \frac{1}{L_4 C_3} + \frac{1}{L_2 C_1} = \omega_{1s}^2 \quad \frac{\omega_{1s}^2 - \omega_{2s}^2}{\omega_{2s}^2} = \frac{C_3}{C_1}$$

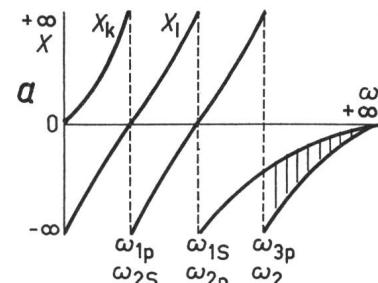
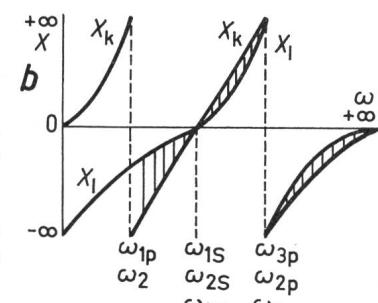


Fig. 10
Mögliche Blindwiderstandsanordnungen bei allgemeinen, den Brückenzweigen in Fig. 9 entsprechenden Schaltungen
X Blindwiderstandsachse; ω Kreisfrequenzachse; $\omega_{1p} \dots \omega_{3p}$ Parallelresonanzstellen; $\omega_{1\infty}, \omega_{2\infty}$ Dämpfungspole; ω_2 Grenzkreisfrequenz



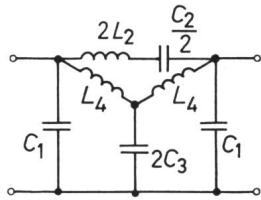


Fig. 11
Geschachteltes II-Glied
Bezeichnungen siehe Fig. 8

Durch Einsetzen liefern die Gln. (14) die Gleichungen (16) und (17) (ω_2 ist gegeben):

$$\omega_2^2 = \frac{C_3}{L_2 C_1 C_2} = \frac{1}{L_2 C_2} + \frac{1}{L_4 C_1} + \frac{1}{L_2 C_1} - \frac{1}{L_4 C_3} \quad (16)$$

$$\omega_{1s}^2 = \frac{1}{L_2 C_2} = \frac{1}{L_4 C_3} + \frac{1}{L_4 C_1} = \frac{C_1 + C_3}{L_4 C_1 C_3} \quad (16)$$

und hieraus:

$$\frac{C_3}{C_1} = \frac{\omega_2^2}{\omega_{1s}^2} \quad (17)$$

Die Gln. (15) und (17) enthalten eine Beziehung zwischen den nicht gegebenen Kreisfrequenzen ω_{1s} und ω_{2s} :

$$\frac{\omega_{1s}^2 - \omega_{2s}^2}{\omega_{2s}^2} = \frac{\omega_2^2}{\omega_{1s}^2} \quad (18)$$

$$\omega_{2s}^2 = \frac{\omega_{1s}^4}{\omega_2^2 + \omega_{1s}^2}$$

Da fünf Elemente zu ermitteln sind, ist eine unabhängige Polstelle anzunehmen, und es muss die Polstellenbedingung überprüft werden. Es ist ($X_k = X_1$) nach Gl. (6):

$$\frac{\omega^2(\omega^2 - \omega_{1s}^2)}{(\omega^2 - \omega_{2s}^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} = \frac{\omega^2 - \omega_{2s}^2}{\omega^2 - \omega_{1s}^2} \quad (19)$$

$$\omega^4(\omega_2^2 - 2\omega_{1s}^2 + 2\omega_{2s}^2) - \omega^2(\omega_{2s}^4 - \omega_{1s}^4 + 2\omega_{2s}^2\omega_2^2) + \omega_2^2\omega_{2s}^4 = 0 \quad (20)$$

welche Beziehung sich mit Gl. (18) umwandeln lässt:

$$\omega^4(\omega_2^4 - \omega_{1s}^4) - \omega^2\omega_{1s}^4\omega_2^2 + \omega_{1s}^8 = 0 \quad (21)$$

Die Diskriminante Δ dieser quadratischen Gleichung lautet:

$$\Delta = \omega_{1s}^8(4\omega_{1s}^4 - 3\omega_2^4) \quad (22)$$

und ergibt als Bedingung für zwei reelle Pole

$$\frac{2}{\sqrt{3}}\omega_{1s}^2 > \omega_2^2 \quad (23)$$

und mit Gl. (17):

$$\frac{2}{\sqrt{3}} > \frac{C_3}{C_1} \quad (24)$$

Die Gleichungen für die Pole sind nach Gl. (21):

$$\omega_{1\infty}^2 + \omega_{2\infty}^2 = \frac{\omega_{1s}^4\omega_2^2}{\omega_2^4 - \omega_{1s}^4} \quad (25)$$

$$\omega_{1\infty}^2\omega_{2\infty}^2 = \frac{\omega_{1s}^8}{\omega_2^4 - \omega_{1s}^4}$$

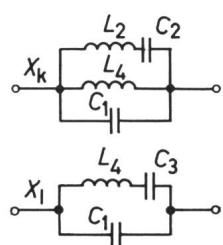


Fig. 12
Brückenzweige der Anordnung in Fig. 11
Bezeichnungen siehe Fig. 4

Von den Polen ist einer wählbar, während der andere abhängig ist. Man kann z.B. $\omega_{1\infty}$ vorgeben. Gl. (25) gestattet dann die Berechnung von ω_{1s} und bringt damit die erforderliche fünfte Gleichung sowie die Berechnung von $\omega_{2\infty}$. Es ist:

$$\omega_{1s}^8 - \omega_{1s}^4\omega_{1\infty}^2(\omega_{1\infty}^2 + \omega_2^2) + \omega_{1\infty}^4\omega_2^4 = 0 \quad (26)$$

$$\omega_{1s}^4 = \frac{\omega_{1\infty}^2}{2} [\omega_{1\infty}^2 + \omega_2^2 \pm \sqrt{(\omega_{1\infty}^2 + 3\omega_2^2)(\omega_{1\infty}^2 - \omega_2^2)}]$$

wobei wegen $\omega_{1s} < \omega_2$ nur das untere Vorzeichen gilt.

Für $\omega_{2\infty}$ ergibt sich:

$$\omega_{2\infty}^4(\omega_{1\infty}^2 - \omega_2^2) + \omega_{2\infty}^2\omega_{1\infty}^2(\omega_{1\infty}^2 - \omega_2^2) - \omega_2^2\omega_{1\infty}^4 = 0$$

$$\omega_{2\infty}^2 = \frac{\omega_{1\infty}^2}{2} \left[\sqrt{\frac{\omega_{1\infty}^2 + 3\omega_2^2}{\omega_{1\infty}^2 - \omega_2^2}} - 1 \right] \quad (27)$$

Da mit Gl. (26) ω_{1s} zu den bekannten Größen gehört, lassen sich die Schaltelemente durch ω_2 , C_1 [Gl. (13)] und $\omega_{1\infty}$ (ω_{1s}) wie folgt ausdrücken:

$$C_3 = \frac{\omega_2^2}{\omega_{1s}^2} C_1$$

$$L_4 = \frac{\omega_2^2 + \omega_{1s}^2}{\omega_2^2 \omega_{1s}^2 C_1} \quad (28)$$

$$L_2 = \frac{\omega_2^2 + \omega_{1s}^2}{\omega_2^2 (\omega_2^2 - \omega_{1s}^2) C_1}$$

$$C_2 = \frac{\omega_2^2 (\omega_2^2 - \omega_{1s}^2) C_1}{\omega_{1s}^2 (\omega_2^2 + \omega_{1s}^2)}$$

4.4 Die Berechnung des geschachtelten Π -Gliedes (Fig. 10b)

Es gelten die Gln. (2) sowie nach Fig. 10b:

$$\omega_{1p} = \omega_2$$

$$\omega_{1s} = \omega_{2s} = \omega_{1\infty} \quad (29)$$

$$\omega_{3p} = \omega_{2p} (= \omega_{2\infty})$$

Da mit der Nullstellenbedingung fünf Gleichungen erforderlich sind, so kann $\omega_{1\infty}$ vorgegeben werden, nicht jedoch $\omega_{2\infty}$. Aus den Gln. (2) wird:

$$X_k = -\frac{1}{\omega C_1} \cdot \frac{\omega^2(\omega^2 - \omega_{1\infty}^2)}{(\omega^2 - \omega_2^2)(\omega^2 - \omega_{2\infty}^2)} \quad (30)$$

$$X_1 = -\frac{1}{\omega C_1} \cdot \frac{\omega^2 - \omega_{1\infty}^2}{\omega^2 - \omega_{2\infty}^2}$$

Die Polbedingung $X_k = X_1$ lässt die Pole $\omega_{1\infty}$ und $\omega_{2\infty}$ als solche kennzeichnen ($\omega_{2\infty}$ wird dadurch nicht bekannt) und feststellen, dass kein weiterer Pol (ausser $\omega = \infty$) möglich ist.

Die Nullstellenbedingung ($X_k X_1 = -R^2$) liefert:

$$\frac{(\omega_{1\infty}^2 - \omega_{01}^2)^2}{C_1^2(\omega_2^2 - \omega_{01}^2)(\omega_{2\infty}^2 - \omega_{01}^2)^2} = R^2 \quad (31)$$

Mit der Abkürzung:

$$\frac{(\omega_{1\infty}^2 - \omega_{01}^2)^2 \omega_2^2}{(\omega_2^2 - \omega_{01}^2)(\omega_{2\infty}^2 - \omega_{01}^2)^2} = \frac{R^2}{R_0^2} \quad (32)$$

wird aus Gl. (31):

$$C_1 = \frac{1}{\omega_2 R_0} \quad (33)$$

Die Gl. (14) und (15) ändern sich mit den Gl. (29) in:

$$\begin{aligned}\omega_{1\infty}^2 &= \frac{1}{L_2 C_2} \\ \omega_2^2 + \omega_{2\infty}^2 &= \frac{1}{L_2 C_2} + \frac{1}{L_4 C_1} + \frac{1}{L_2 C_1} \quad (34) \\ \omega_2^2 \omega_{2\infty}^2 &= \frac{1}{L_2 L_4 C_1 C_2} \\ \omega_{1\infty}^2 &= \frac{1}{L_4 C_3} \\ \omega_{2\infty}^2 &= \frac{1}{L_4 C_3} + \frac{1}{L_4 C_1} \quad (35) \\ \frac{\omega_{2\infty}^2 - \omega_{1\infty}^2}{\omega_{1\infty}^2} &= \frac{C_3}{C_1}\end{aligned}$$

Aus diesen Gleichungen muss zunächst die Polstelle $\omega_{2\infty}$ bestimmt werden. Es ist:

$$\begin{aligned}\frac{1}{L_4 C_1} &= \frac{\omega_2^2 \omega_{2\infty}^2}{\omega_{1\infty}^2} \\ \omega_{2p}^2 &= \omega_{2\infty}^2 = \omega_{1\infty}^2 + \frac{1}{L_4 C_1} \quad (36)\end{aligned}$$

mit der Lösung:

$$\omega_{2\infty}^2 = \frac{\omega_{1\infty}^4}{\omega_{1\infty}^2 - \omega_2^2} \quad (37)$$

Jetzt lassen sich die Schaltelemente leicht berechnen:

$$\begin{aligned}C_3 &= \frac{\omega_2^2}{\omega_{1\infty}^2 - \omega_2^2} C_1 \\ L_4 &= \frac{\omega_{1\infty}^2 - \omega_2^2}{\omega_2^2 \omega_{1\infty}^2 C_1} \quad (38) \\ L_2 &= \frac{1}{\omega_2^2 C_1} \\ C_2 &= \frac{\omega_2^2}{\omega_{1\infty}^2} C_1\end{aligned}$$

4.5 Zusammenfassung des Ergebnisses

Das gebrachte Beispiel zeigt die bedeutende Überlegenheit der geschachtelten Anordnung. Bei der Anordnung in Fig. 10a lässt sich ein Pol beliebig vorgeben, wobei ein zweiter Pol — von dem ersten abhängig — entsteht. Die Kette kann keine Pole erzeugen. Die Anordnung mit gegebenem Wellenwiderstand (Fig. 10b) ist mit der Kette überhaupt nicht möglich, wohingegen die geschachtelte Anordnung den Aufbau gestattet, ebenfalls mit einem vorzugebenden Pol und einem zweiten davon abhängigen Pol.

Nachteile besitzt die geschachtelte Anordnung nicht.

Literatur

[1] W. Herzog: Siebschaltungen mit Schwingkristallen. 2. Auflage, Braunschweig, Vieweg, 1962.

Adresse des Autors:

Prof. Dr. phil. Dr.-Ing. W. Herzog, Direktor des Institutes für Elektrotechnik der Universität Mainz, Postfach 3980, D-6500 Mainz.

Commission Internationale de Réglementation en vue de l'Approbation de l'Equipement Electrique (CEE)

Tagung vom 22. September bis 2. Oktober 1969 in Ljubljana

Zur Herbsttagung 1969 der CEE lud erstmals das Jugoslawische Nationalkomitee ein. Aus 18 Mitgliedsländern nahmen ca. 160 Delegierte an den Beratungen der verschiedenen Technischen Kommissionen teil. Die Schweiz entsandte 7 Delegierte und arbeitete in allen Komitees aktiv mit. Folgende Komitees hielten Arbeitssitzungen ab: die Technischen Komitees für allgemeine Anforderungen, für isolierte Leiter, für Motorapparate, für Wärmeapparate sowie das Zulassungsbüro und die Plenarversammlung.

Technisches Komitee für isolierte Leiter (CT 10)

Anlässlich der 2tägigen Sitzung konnte unter dem Vorsitz von Selis (Holland) die Traktandenliste voll durchgesprochen werden. Es wurde beschlossen, in nächster Zeit Neuauflagen der Publikationen 2 und 13 herauszugeben.

Zu den Beratungen der einzelnen Traktanden sind folgende wesentliche Punkte zu erwähnen:

Aufgrund des Berichtes der Arbeitsgruppe des CT 10 zum Studium der Aufbauspezifikationen von gummi- und thermoplastisierten Leitern [Dokument CEE(10-SEC)NL 163/69] wurden folgende Beschlüsse gefasst:

Zu Publikation 2:

Die Typen CEE(2)01 und (2)02, entsprechend dem SEV-Typ Gi und der Fassungsadern GF, werden aus der CEE-Publikation gestrichen. Der Typ CEE(2)03, «Wärmebeständige gummiisierte Fassungsadern» (z. B. Silikon-Isolation), soll im Querschnittsbereich bis 16 mm² erweitert werden. CEE(2)11 Rohrdrähte, (2)12 Bleimantelleiter, (2)52 Doppelschlauchschnüre entsprechend Typ Gdlr, werden aus der CEE-Publikation gestrichen. Für den Typ

CEE(2)53, entsprechend unserem Typ Gd, soll ein separater Typ mit Polychloropren-Mantel aufgenommen werden, wobei jedoch auch andere vulkanisierbare Polymere wie z. B. chlorosulphatierte Polyäthylen (z. B. Hypalon), als Mantelmaterial zulässig sind. Diese Begriffserweiterung für das Mantelmaterial gilt auch für die Typen (2)65 und (2)66. Die Spezifikation für den Kabeltyp CEE (2)71, Liftkabel, soll vom CE 20B der CEI neu bearbeitet werden, [siehe Dokument 20B(SEC)23].

Zu Publikation 13:

Nach langer Debatte wurde der Kompromissvorschlag der Arbeitsgruppe bezüglich Isolationswanddicke der Leitertypen (13)01, (13)05, (13)06 (ähnlich unserem T-Drähten und T-Litzen) und den Adern zu Typen (13)53 und (13)13 angenommen. Durch diese Regelung wird ermöglicht, dass die Einzelleiter auch für mehradrige Kabel verwendet werden können (z. B. T-Litzen für Td etc.). Der Typ (13)02 wird nun zum Typ (13)06 mit einem Querschnittsbereich von 0,5 bis 6 mm². Der Typ (13)05, ähnlich unserem Typ Tlap, wird durch den Querschnitt 1 mm² ergänzt.

Gegen die Einführung von CEE-Typ (13)10, Leichte Thermoplastmantelkabel, ähnlich unserem Typ Tdc, jedoch mit 2schichtigem Mantel, wurden von den Delegationen der Schweiz und den nordischen Ländern grundsätzliche Einwände erhoben, da die Mantelwanddicken dieser sog. leichten Kabel wesentlich stärker sind als das bei uns seit bald 20 Jahren bewährte Tdc-Kabel. Die Einführung des CEE-Typs (13)10 gemäß Vorschlag der Working Group wurde mit 9 : 5 Stimmen angenommen. Dieser Leitertyp mit dem vorliegenden Aufbau wird jedoch in der Schweiz nicht zugelassen werden können. Wir werden deshalb aufgrund des noch zu erwartenden 6-Monate-Dokumentes nochmals dagegen einspielen.