Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 63 (1972)

Heft: 2

Artikel: Vierpole mit bis auf die Grunddämpfung gleichem Betriebsübertragungsmass und daraus abgeleitete Schaltungstransformationen

Autor: Herzog, W.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-915651

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: 09.12.2025

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

BULLETIN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

Gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins (SEV)
und des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE)

Vierpole mit bis auf die Grunddämpfung gleichem Betriebsübertragungsmass und daraus abgeleitete Schaltungstransformationen [1])

Von *W. Herzog*, Mainz

621.372.5:621.372.2.091.1

Es werden umgewandelte Formen der allgemeinen Widerstandsmatrix eines Vierpols aufgezeigt, die eine Auswahl ihrer Konstanten zulassen und trotzdem das gleiche Betriebsübertragungsmass aufweisen. Ein dabei vorkommender konstanter Faktor erhöht die Grunddämpfung. Vorteile sind die Anpassung an verschiedene Abschlusswiderstände ohne Übertrager, die Auswahl der Elemente und die durch die Zurückführung auf die Ausgangsform einfache Berechnung. Bekannte Spezialformen der allgemeinen Widerstandsmatrix werden abgeleitet. Die Betrachtung eines Halbgliedes führt im Spezialfall zur Norton-Transformation. Die Behandlung der Leitwertmatrix verweist auf die Transformationen bei Π-Gliedern.

On démontre des formes modifiées de la matrice de résistance générale d'un quadripôle, qui admettent un choix de leurs constantes en présentant néanmoins le même facteur de transfert de service. Un facteur constant qui s'y produit augmente l'affaiblissement fondamental. Les avantages sont l'adaptation à diverses résistances terminales sans translateurs, le choix des éléments et le calcul simplifié par suite de la réduction à la forme de sortie. On déduit la forme spéciale connue de la matrice de résistance. La considération d'un circuit élémentaire aboutit dans un cas spécial à la transformation-Norton. Le traitement de la matrice de conductance indique les transformations aux éléments Π.

1. Das Problem

Muss ein Vierpol zwischen verschiedenen Abschlusswiderständen angepasst werden, so hilft zwar ein Übertrager, doch er kann eingespart werden, indem man das Übersetzungsverhältnis in die Schaltung legt [1; 2] [2]). Haben die Schaltelemente ungeeignete Werte, so kann man alle Elemente in gleichem Masse ändern, wenn dieses auch bei den Abschlusswiderständen möglich ist. Bei der zu berechnenden Widerstandsmatrix können einzelne Elemente geändert werden. Die Umwandlung erfolgt so, dass die bekannten Werte der Grundform in einfacher Weise abgeändert werden. Vergleicht man die verschiedenen Schaltungen gleichen Betriebsübertragungsmasses miteinander, so lassen sich Beziehungen zwischen den Schaltanordnungen, sog. Transformationen feststellen. Eine der bekanntesten ist die Norton-Transformation. Sie hat sich bei vielen Schaltungen als sehr nützlich erwiesen. Bei der folgenden Untersuchung werden allgemeine Transformationsbeziehungen aufgestellt, die u. a. die Norton-Transformation als Spezialfall enthalten.

2. Die Betriebsdämpfungsformel

Für einen allgemeinen Vierpol nach Fig. 1 gilt für das Betriebsübertragungsmass $\underline{g}_a$ die Formel:

$$e^{\underline{g}_a} = \frac{(R_{1a} + W''_{11a})(R_{2a} + W''_{21a}) - M_a''^2}{2\sqrt{R_{1a} R_{2a}}\, M_a''} = \frac{R_{1a} R_{2a} + R_{2a} W''_{11a} + R_{1a} W''_{21a} + W''_{11a} W''_{21a} - M_a''^2}{2\sqrt{R_{1a} R_{2a}}\, M_a''} \qquad (1)$$

Die doppelapostrophierten Grössen seien imaginär, die unterstrichenen komplex. Die Grössen der Widerstandsmatrix seien reine Reaktanzen. Damit sind W''_{11a} und W''_{21a} die Leerlaufwiderstände, M_a'' der Kernwiderstand des Vierpols. Die rein Ohmschen Abschlusswiderstände sind durch R_{1a} und R_{2a} dargestellt. U_0 ist die Leerlaufspannung.

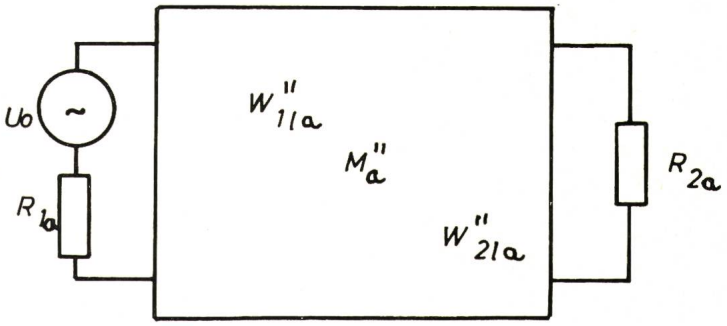


Fig. 1
Allgemeiner Vierpol

U_0 Urspannung — M'' Kernwiderstand
W''_{11}, W''_{21} Leerlaufwiderstände — R_1, R_2 Abschlusswiderstände

[1]) Mitteilung des Instituts für Elektrotechnik der Universität Mainz.
[2]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

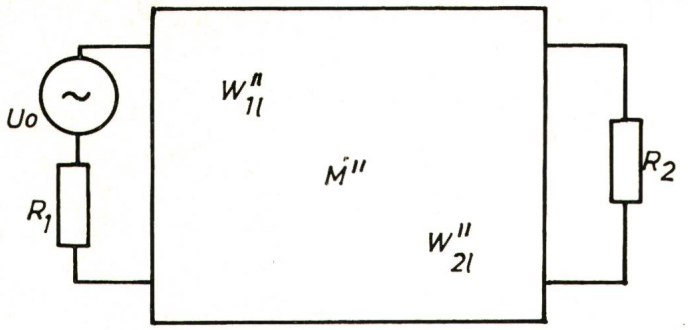


Fig. 2
Ausgangsvierpol

Der zu verändernde Vergleichsvierpol ist in Fig. 2 wiedergegeben. Bei demselben entfällt der Index a. Sein Betriebsübertragungsmass $\underline{g}$ ist:

$$e^{\underline{g}} = \frac{(R_1 + W''_{11})(R_2 + W''_{21}) - M''^2}{2\sqrt{R_1 R_2}\, M''} \tag{2}$$

Es soll sich von $\underline{g}_a$ nur um einen konstanten Faktor unterscheiden und zwar derart, dass

$$e^{\underline{g}_a} = e^{a_0} \cdot e^{\underline{g}} \tag{3}$$

ist. Hierbei ist a_0 die für alle Frequenzen konstante Grunddämpfung. Falls a_0 nicht null ist, so kann es nur grösser null sein, denn eine Verstärkung ist nicht erzielbar.

Mit Hilfe der Grössen des Vierpols Fig. 2 werden neue Widerstandsmatrizen gebildet. Mit beigefügten Konstanten wird die Bedingung (3) eingerichtet.

Es gibt hierbei zwei Möglichkeiten der Anordnung. Erstens können die Leerlaufwiderstände des gesuchten Vierpols die Kernwiderstände enthalten. Hierbei sind nur symmetrische Vierpole mit einander proportionalen Leerlaufwiderständen möglich. Zweitens können ohne Kernwiderstände die Ausgangsvierpole unsymmetrisch sein. Beide Anordnungen werden in den folgenden Abschnitten behandelt.

3. Widerstandsmatrizen mit Abhängigkeit der Leerlaufwiderstände vom Kernwiderstand

(Symmetrischer Ausgangsvierpol)

Mit den Grössen des Ausgangsvierpols Fig. 2 und den Konstanten a bis g werden die Grössen des Vierpols Fig. 1 wie folgt gebildet:

$$W''_{11a} = a\, W''_{11} - b\, M'' \qquad M_a'' = c\, M''$$
$$W''_{21a} = d\, W''_{21} + e\, M'' \tag{4}$$

$$R_{1a} = f\, R_1 \qquad R_{2a} = g\, R_2 \tag{5}$$

Eingesetzt in Gl. (1) erhält man:

Der Vergleich der Beziehungen (7) und (1) liefert:

$$\begin{aligned} f &= a \\ g &= d \\ e\, f\, R_1 - b\, g\, R_2 &= 0 \\ a\, e\, W''_{11} - b\, d\, W''_{21} &= 0 \\ \frac{c^2 + b\, e}{a\, d} &= 1 \end{aligned} \tag{8}$$

Wegen der Abschlusswiderstände können die Konstanten a, e, b und d nicht null sein, also müssen zur Erfüllung aller Bedingungen in Gln. (8) W''_{11} und W''_{21} proportional oder gleich sein.

Die Gln. (8) vereinfachen sich mit sich selbst zu

$$\frac{W''_{11}}{W''_{21}} = \frac{b\, d}{a\, e} = \frac{R_1}{R_2} \qquad b \neq 0 \qquad e \neq 0 \tag{9}$$

Für gleiche Leerlaufwiderstände werden auch die Ausgangsabschlusswiderstände gleich. Mit den Gln. (5), (8) und (9) gilt jedoch:

$$R_{1a} = a\, R_1 \quad R_{2a} = d\, R_2 \quad \frac{R_{1a}}{R_{2a}} = \frac{b}{e} \tag{10}$$

Die Gln. (4) ändern sich mit den Gln. (8) und (9) in:

$$W''_{11a} = a\, W''_{11} - b\, M'' \qquad M_a'' = c\, M''$$
$$W''_{21a} = \frac{a\, e}{b}\, W''_{11} + \frac{a\, d - c^2}{b}\, M'' \tag{11}$$

Die additive Grunddämpfung a_0 ermittelt sich aus:

$$e^{a_0} = \frac{\sqrt{a\, d}}{c} \qquad a\, d \geq c^2 \tag{12}$$

Das zu den aufgestellten Beziehungen (11) und (10) gehörende T-Ersatzbild zeigt Fig. 3. Beispiele finden sich in Abschnitt 5.

4. Widerstandsmatrizen ohne Abhängigkeit der Leerlaufwiderstände vom Kernwiderstand

(Unsymmetrischer Ausgangsvierpol)

An den Gln. (8) kann man erkennen, dass eine Festlegung der Leerlaufwiderstände W_{11} und W_{21} überflüssig ist, wenn die Konstanten b und e gleich null sind.

Unter Beibehaltung der Bezeichnungen entnimmt man den Gln. (4) und (5):

$$W''_{11a} = a\, W''_{11} \quad M_a'' = c\, M'' \quad W''_{21a} = d\, W''_{21} \quad b = 0 \quad e = 0 \tag{13}$$

$$R_{1a} = f\, R_1 \qquad R_{2a} = g\, R_2 \tag{14}$$

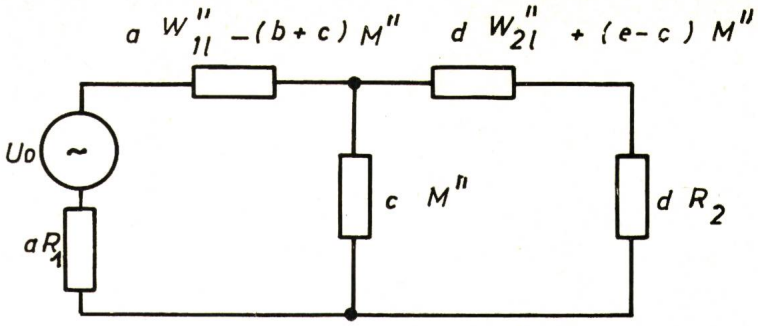
Setzt man in Gl. (1) ein, so folgt:

$$e^{\underline{g}_a} = \frac{(f\, R_1 + a\, W''_{11} - b\, M'')(g\, R_2 + d\, W''_{21} + e\, M'') - c^2\, M''^2}{2\sqrt{f g}\,\sqrt{R_1 R_2}\; c\, M''} = \tag{6}$$

$$= \frac{\sqrt{f g}}{c} \cdot \frac{R_1 R_2 + a\, W''_{11} \frac{R_2}{f} + d\, W''_{21} \frac{R_1}{g} + M'' \left(e \frac{R_1}{g} - b \frac{R_2}{f}\right) + \frac{M''}{f g}(a\, e\, W''_{11} - b\, d\, W''_{21}) + \frac{1}{f g}[a\, d\, W''_{11}\, W''_{21} - (c^2 + b\, e)\, M''^2]}{2\sqrt{R_1 R_2}\, M''} \tag{7}$$

$$e^{\underline{g}_a} = \frac{\sqrt{f g}}{c} \cdot \frac{R_1 R_2 + a\, W''_{11} \frac{R_2}{f} + d\, W''_{21} \frac{R_1}{g} + \frac{1}{f g}(a\, d\, W''_{11}\, W''_{21} - c^2\, M''^2)}{2\sqrt{R_1 R_2}\; M''} \tag{15}$$

Fig. 3
Allgemeines T-Glied
a...e Konstanten



welche Formel sich natürlich auch aus Gl. (7) für $b = 0$, $e = 0$ ergibt.

Der Vergleich mit Gl. (1) verlangt die Bedingungen:

$$f = a \qquad g = d \qquad c^2 = a\,d \tag{16}$$

$$R_{1a} = a\,R_1 \qquad R_{2a} = d\,R_2 \tag{17}$$

$$e^{ao} = 1 \tag{18}$$

Es ist keine Grunddämpfung vorhanden.

Die Leerlaufwiderstände W''_{11} und W''_{21} können beliebig gewählt werden. Fig. 4 zeigt das dazugehörige T-Ersatzbild.

5. Beispiele

Aus den allgemeinen Formeln lassen sich durch Wahl geeigneter Konstanten bekannte Formeln ableiten.

Beispiel 1

Setzt man

$$a = 1 \qquad b = \frac{1-\alpha}{1+\alpha} \qquad c = \frac{2\,\alpha}{1+\alpha}$$
$$\frac{a\,e}{b} = \alpha \qquad e = \alpha\,\frac{1-\alpha}{1+\alpha} \tag{19}$$

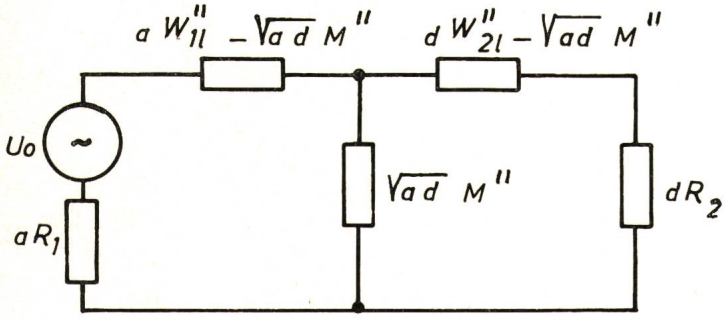


Fig. 4
Vereinfachtes allgemeines T-Glied

so wird aus Gl. (8) mit den Gln. (19):

$$d = \frac{c^2 + b\,e}{a} = \alpha \qquad f = 1 \qquad g = \alpha$$
$$W''_{21} = W''_{11} \qquad R_2 = R_1 \tag{20}$$

und aus den Gln. (11) und (10) wird:

$$W''_{11a} = W''_{11} - \frac{1-\alpha}{1+\alpha}\,M'' \qquad M_a'' = \frac{2\,\alpha}{1+\alpha}\,M'' \qquad W''_{21a} = \alpha\,W''_{11} + \alpha \cdot \frac{1-\alpha}{1+\alpha}\,M'' \tag{21}$$

$$R_{1a} = R_1$$
$$R_{2a} = \alpha\,R_1 \tag{22}$$

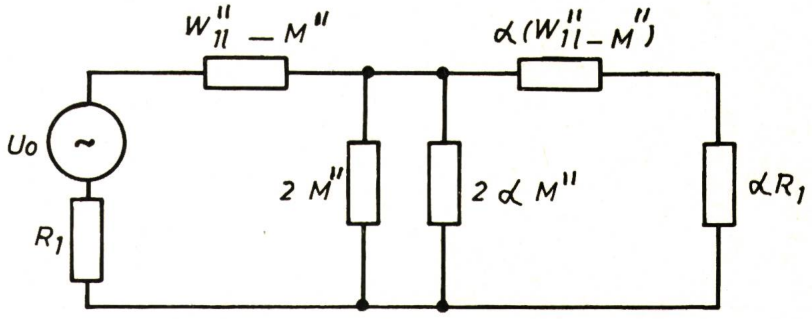


Fig. 5
Zusammenschaltung zweier Halbglieder mit durch einen Faktor α unterschiedlichen Werten
α Konstante

Eine Darstellung dieses Vierpols als T-Glied ist in Fig. 5 wiedergegeben [1; 2]. Für die Grunddämpfung liefert Gl. (12):

$$e^{ao} = \frac{1+\alpha}{2\sqrt{\alpha}} \tag{23}$$

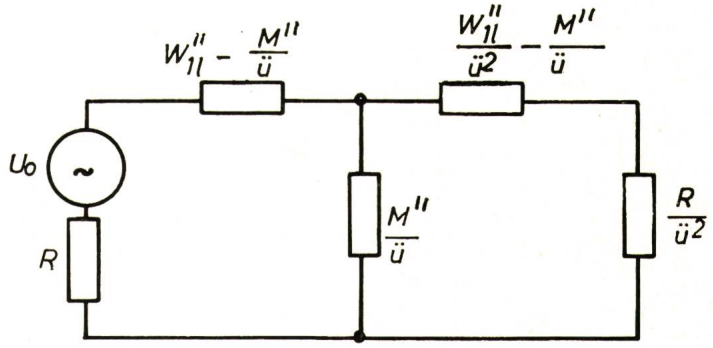


Fig. 6
Unsymmetrisch angepasstes T-Glied
ü Konstante

Beispiel 2

Es sei in den Bedingungen (16)

$$a = 1 \qquad c = \frac{1}{\ddot{u}} \qquad f = 1 \qquad g = d \tag{24}$$

Damit ergibt sich

$$d = c^2 = \frac{1}{\ddot{u}^2} \tag{25}$$

Vereinfacht man

$$W''_{21} = W''_{11} \qquad R_2 = R_1 = R \tag{26}$$

so ergeben sich aus den Gln. (13) und (14) die Werte:

$$W''_{11a} = W''_{11} \qquad M_a'' = \frac{1}{\ddot{u}}\,M'' \qquad W''_{21a} = \frac{1}{\ddot{u}^2}\,W''_{11} \tag{27}$$

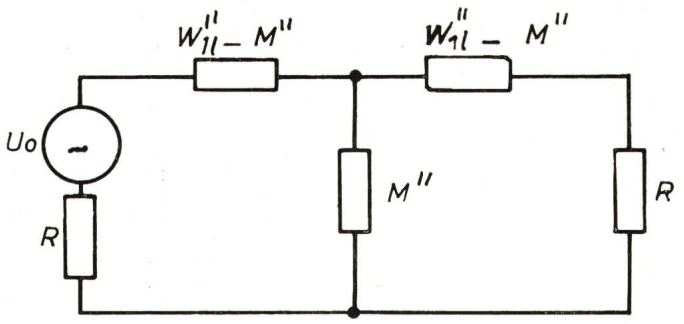


Fig. 7
Symmetrisches T-Glied

$$R_{1a} = R \qquad R_{2a} = \frac{1}{\ddot{u}^2} R \tag{28}$$

Die Darstellung dieser Widerstandsmatrix als T-Glied zeigt Fig. 6 [3].

Da nach Gl. (18) auch keine Grunddämpfung vorhanden ist, so ist das Betriebsübertragungsmass der Anordnung in Fig. 6 völlig identisch mit dem der Fig. 7, die für $\ddot{u} = 1$ aus Fig. 6 gewonnen wurde.

Beispiel 3

Vergleicht man Fig. 6 mit der ursprünglichen Form von Fig. 7 [3] und setzt in beiden Figuren

$$W''_{11} = M'' \tag{29}$$

so entsteht aus dem T-Glied in Fig. 7 das Querglied in Fig. 8a, während sich das T-Glied in Fig. 6 in das T-Glied von Fig. 8b umwandelt. Diese Umwandlung ist als Norton-Transformation bekannt.

Die eingezeichneten Ausgangsabschlusswiderstände müssen beibehalten werden. Die Eingangsabschlusswiderstände R_1 sind beliebig.

Mit Gl. (26) folgt aus der Beziehung (27)

$$|W_a''| = W''^2_{11a} - M_a''^2 = 0 \tag{30}$$

und aus Gl. (1) mit Gl. (28):

$$e^{g_a} = \frac{R_1 R + (R_1 + R) M''}{2\sqrt{R_1 R}\, M''} \tag{31}$$

Beispiel 4

Mit den in den Abschnitten 3 und 4 abgeleiteten Formeln lassen sich viele neue Beziehungen und Transformationen herstellen. Als weiteres Beispiel sei gesetzt:

$$a = 1 \qquad e = b \qquad c = \sqrt{1 - b^2} \qquad d = 1 \tag{32}$$

Damit ist nach den Gln. (8)

$$W''_{21} = W''_{11} \qquad R_2 = R_1 = R \tag{33}$$

und die Beziehungen (4) und (5) werden zu:

$$\begin{aligned} W''_{11a} &= W''_{11} - b\,M'' \\ M_a'' &= \sqrt{1 - b^2}\, M'' \\ W''_{21a} &= W''_{11} + b\,M'' \end{aligned} \tag{34}$$

$$R_{1a} = R \qquad R_{2a} = R \tag{35}$$

Für die Grunddämpfung liefert Gl. (12):

$$e^{a_o} = \frac{1}{c} = \frac{1}{\sqrt{1 - b^2}} \tag{36}$$

Fig. 9 zeigt die dazugehörige T-Schaltung, die für $b = 0$ in die Anordnung von Fig. 7 übergeht. Im Gegensatz zu Fig. 6 sind die Leerlaufwiderstände W''_{11a} und W''_{21a} Funktionen des Kernwiderstandes.

Wählt man den gleichen Sonderfall $W''_{11} = M''$ wie bei Fig. 8, so erhält man die Darstellung in Fig. 10a und b.

Trotz der Verschiedenheit der Schaltungen von Fig. 9 und Fig. 6 lassen sie sich im Sonderfall $W''_{11} = W''_{21} = M''$ zueinander in Beziehung setzen.

Wählt man

$$\frac{1}{\ddot{u}} = \sqrt{\frac{1 + b}{1 - b}} \tag{38}$$

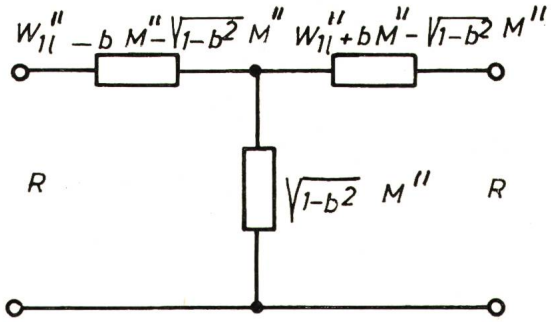


Fig. 9
Beispiel eines speziellen T-Gliedes

so berechnen sich die Faktoren der Zweige von Fig. 8b zu

$$\begin{aligned} 1 - \frac{1}{\ddot{u}} &= 1 - \sqrt{\frac{1 + b}{1 - b}} = \frac{1 - b - \sqrt{1 - b^2}}{1 - b} \\ \frac{1}{\ddot{u}} &= \sqrt{\frac{1 + b}{1 - b}} = \frac{\sqrt{1 - b^2}}{1 - b} \\ \frac{1}{\ddot{u}^2} - \frac{1}{\ddot{u}} &= \frac{1 + b - \sqrt{1 - b^2}}{1 - b} \end{aligned} \tag{39}$$

deren Zähler mit den Faktoren derjenigen in Fig. 10b übereinstimmen.

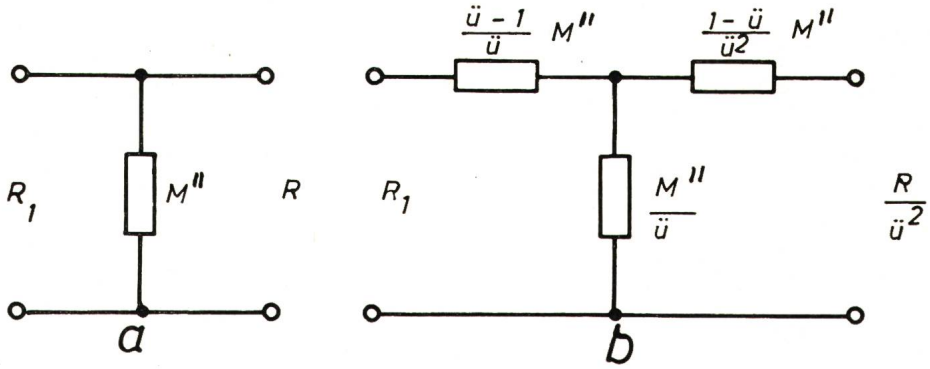
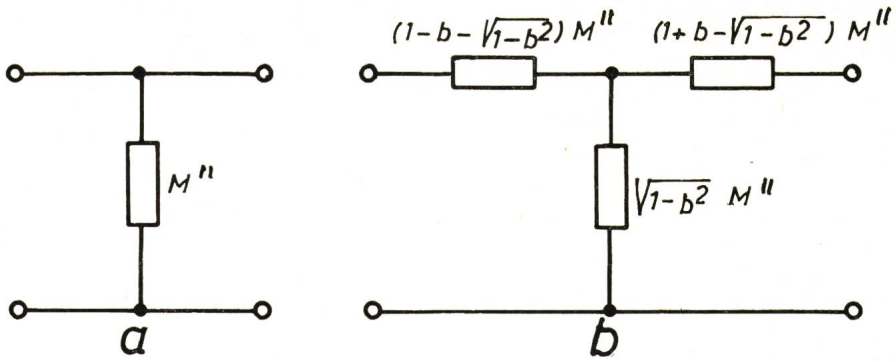


Fig. 8
Satz von Norton

Fig. 10
Aus Fig. 9 abgeleitete Transformation



6. Halbglieder

(ein Leerlaufwiderstand gleich dem Kernwiderstand)

Umwandlung eines Halbgliedes

Bei einem Halbglied ist ein Leerlaufwiderstand gleich dem Kernwiderstand. Fig. 11a zeigt ein Halbglied mit der Widerstandsmatrix:

$$W''_{11a} = a\,M'' \qquad M_a'' = a\,M'' \qquad W''_{21a} = W''_{21} \tag{40}$$

zwischen den Abschlusswiderständen R_1 und R_2. Dasselbe soll den in Fig. 11b gezeichneten Verlauf erhalten, bei dem die eingezeichneten Widerstände der Widerstandsmatrix und die Abschlusswiderstände einen Faktor $\frac{x}{1+x}$ erhalten:

$$\begin{aligned} W''_{11ab} &= \frac{x}{1+x}\,W''_{21} \\ M''_{ab} &= \frac{x}{1+x}\,a\,M'' \\ W''_{21ab} &= M''_{ab} \\ R_{1a} &= f\,R_1 \\ R_{2a} &= g\,R_2 \end{aligned} \tag{41}$$

Für das Betriebsübertragungsmass $\underline{g}_{ab}$ der Anordnung in Fig. 11a folgt aus Gl. (1):

$$e^{\underline{g}_{ab}} = \frac{R_1\,R_2 + a\,M''\,R_2 + W''_{21}\,R_1 + a\,W''_{21}\,M'' - a^2\,M''^2}{2\sqrt{R_1\,R_2}\,a\,M''} \tag{42}$$

Ebenfalls nach Gl. (1) berechnet sich das Betriebsübertragungsmass der Schaltung Fig. 11b zu:

$$e^{\underline{g}_{ab}} = \frac{\sqrt{fg}}{\frac{x}{1+x}} \cdot \frac{R_1\,R_2 + \frac{x}{1+x}\cdot\frac{R_1}{g}\,a\,M'' + \frac{x}{1+x}\,\frac{R_2}{f}\,W''_{21} + \left(\frac{x}{1+x}\right)^2\cdot\frac{1}{fg}\,a\,M''\,W''_{21} - \left(\frac{x}{1+x}\right)^2\cdot\frac{1}{fg}\,a^2\,M''^2}{2\sqrt{R_1\,R_2}\,a\,M''} \tag{43}$$

Die zwischen Gl. (42) und (43) abzulesenden Vergleichsbeziehungen lauten:

$$\begin{aligned} R_2 &= \frac{x}{1+x}\cdot\frac{R_1}{g} = \sqrt{\frac{f}{g}}\,R_1 \\ R_1 &= \frac{x}{1+x}\cdot\frac{R_2}{f} = \sqrt{\frac{g}{f}}\,R_2 \\ \sqrt{fg} &= \frac{x}{1+x} \\ \sqrt{\frac{f}{g}} &= \frac{R_2}{R_1} \end{aligned} \tag{44}$$

$$\begin{aligned} R_{1a} &= f\,R_1 = \frac{x}{1+x}\,R_2 \\ R_{2a} &= g\,R_2 = \frac{x}{1+x}\,R_1 \end{aligned} \tag{45}$$

Wählt man

$$f = 1 \qquad R_1 = R_2 = R \tag{46}$$

so ist:

$$\begin{aligned} g &= \left(\frac{x}{1+x}\right)^2 \\ R_{1a} &= R \\ R_{2a} &= g\,R = \left(\frac{x}{1+x}\right)^2 R \end{aligned} \tag{47}$$

Ein Beispiel zeigt Fig. 12a und b.

Hierbei ist ($M'' = \mathrm{j}M$, $W''_{21} = \mathrm{j}W_{21}$):

$$\begin{aligned} a\,M &= -\frac{1}{\omega\,C} \\ W_{21} - a\,M &= \omega\,L \\ x &= a \end{aligned} \tag{48}$$

Setzt man in den Beziehungen (40) und (41)

$$\begin{aligned} W''_{21} &= (1+a)\,M'' \\ x &= a \end{aligned} \tag{49}$$

unter Einbeziehung der Gln. (46) und (47), so ändert sich Fig. 11a und b in Fig. 13a und b und damit in die bekannte Norton-Transformation als Spezialfall.

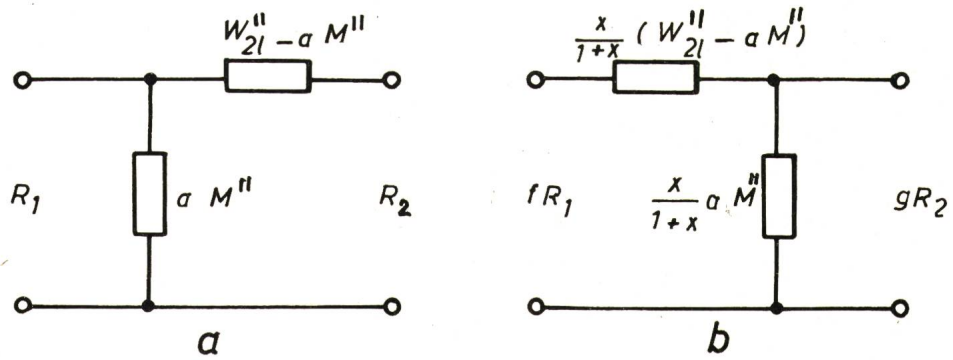
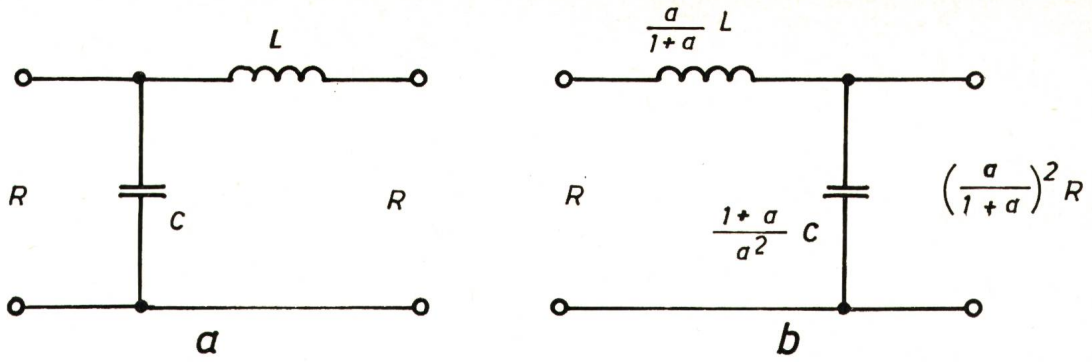


Fig. 11
Umwandlung eines allgemeinen Halbgliedes

Fig. 12
Beispiel zur Umwandlung Fig. 11
L Induktivität; *C* Kapazität



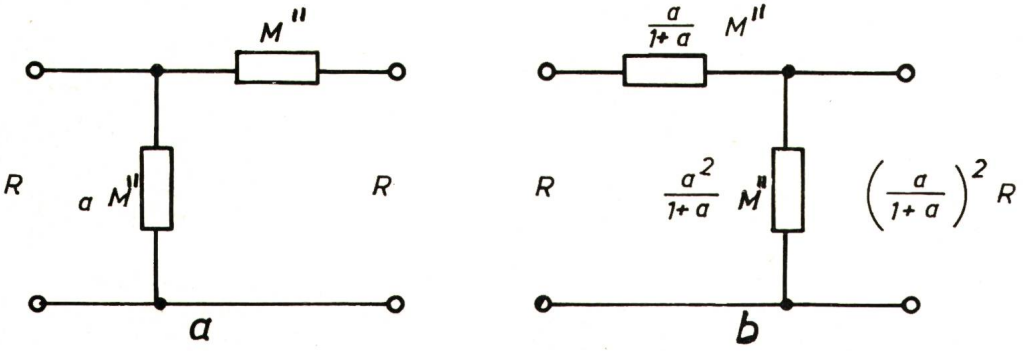


Fig. 13
Aus Fig. 11 abgeleitete Transformation von Norton

7. Umwandlung eines Π-Gliedes

Mit den bekannten Umwandlungsformeln

$$
\begin{aligned}
W''_{11} &= \frac{Y''_{2K}}{|Y''|} \\
M'' &= -\frac{Y''_{12}}{|Y''|} \\
W''_{21} &= \frac{Y''_{1K}}{|Y''|} \\
|W''| &= \frac{1}{|Y''|}
\end{aligned}
\tag{50}
$$

formt sich Gl. (1) um in:

$$
\underline{e}^{g_a} = \frac{(R_1 |Y''| + Y''_{2K})(R_2 |Y''| + Y''_{1K}) - Y''^2_{12}}{-2\sqrt{R_1 R_2}\, Y''_{12} |Y''|} \tag{51}
$$

Die Formel (51) gilt für das in Fig. 14 gezeigte Π-Glied. Die Umwandlung in das Π-Glied Fig. 15, das dem T-Glied in Fig. 6 entspricht, ändert nicht das Betriebsübertragungsmass, wenn als Ausgangswiderstand $R_2/\ddot{u}^2$ gesetzt wird. Auch hier

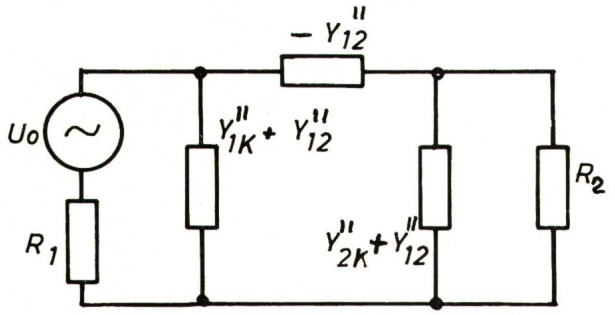


Fig. 14
Π-Glied
Y''_{1k}, Y''_{2k} Kurzschlussleitwert
Y''_{12} Übertragungsleitwert

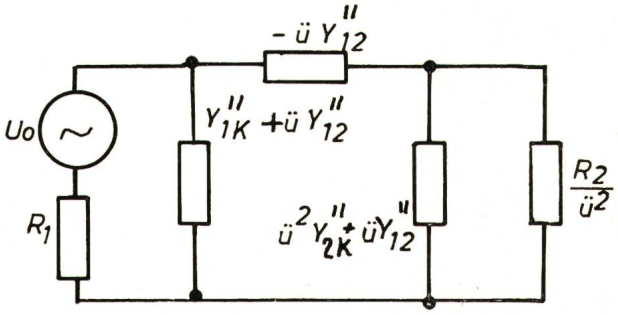


Fig. 15
Unsymmetrisch angepasstes Π-Glied

ist entsprechend Fig. 8 eine Transformationsbeziehung möglich [3]. Es sei

$$
\begin{aligned}
Y''_{1Ka} &= Y''_{1K} \\
Y''_{12a} &= -\ddot{u}\, Y''_{1K} \\
Y''_{2Ka} &= \ddot{u}^2\, Y''_{1K} \\
|Y''| &= 0
\end{aligned}
\tag{52}
$$

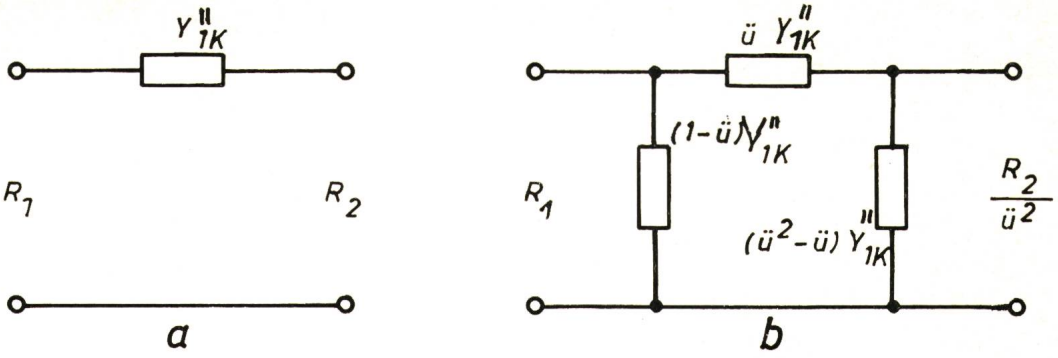
Dann ist die in Fig. 16a und b wiedergegebene Darstellung anwendbar.

Das Betriebsübertragungsmass wird in den Fällen Fig. 16a und b zu

$$
\underline{e}^{g} = \frac{1}{2\sqrt{R_1 R_2}\, Y''_{1K}} \tag{53}
$$

Die weitere Behandlung des Π-Gliedes, entsprechend den Ausführungen beim T-Glied, lässt sich leicht durchführen, so dass sie hier entbehrt werden kann.

Fig. 16
Transformation eines Langgliedes in ein Π-Glied



Literatur

[1] *W. Herzog:* Die Zurückführung unsymmetrischer Vierpole zwischen verschiedenen Abschlusswiderständen auf symmetrische Vierpole. Arch. Elektrotechn. 46(1961)5, S. 312...320.

[2] *W. Herzog:* Zur Symmetrierung unsymmetrischer Vierpole mit voneinander verschiedenem Generator- und Belastungswiderstand. Frequenz 17(1963)3, S. 110...112.

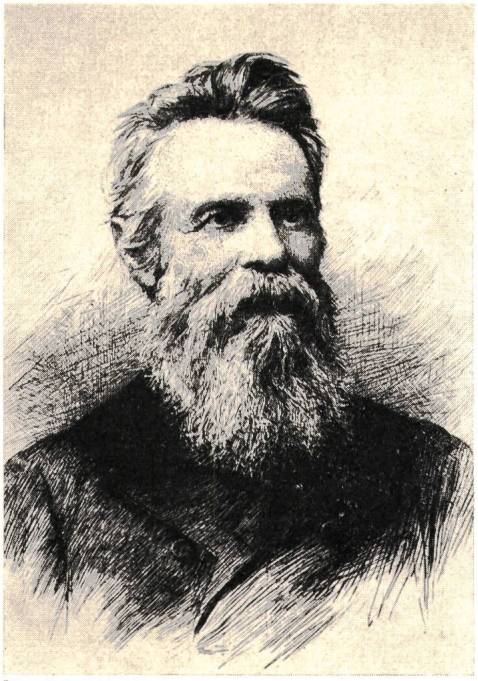
[3] *W. Herzog:* Siebschaltungen mit Schwingkristallen. 2. Auflage. Braunschweig, Vieweg-Verlag, 1962.

Adresse des Autors:

Prof. Dr. phil., Dr.-Ing. *W. Herzog*, Direktor des Institutes für Elektrotechnik der Universität Mainz, Anselm Franz v. Bentzel-Weg 12, D-6500 Mainz.

JOSEF LOSCHMIDT

1821–1895



Österr. Nationalbibl., Wien

Der Italiener Avogadro hatte 1811 das nach ihm benannte Gesetz gefunden, wonach sich bei gleichem Druck und gleicher Temperatur bei verschiedenen Gasen in gleichen Raumteilen gleich viele Moleküle befinden. Loschmidt hat diese Menge berechnet; danach enthält ein Mol $6{,}06 \cdot 10^{23}$ Moleküle. Diese Zahl — sie wird fälschlicherweise auch Avogadrozahl genannt — hat Loschmidt bekannt gemacht.

Darüber hinaus hat aber der Chemiker Loschmidt auf den verschiedensten Gebieten gearbeitet. Er schrieb nicht viel, sondern veröffentlichte nur Arbeiten, die er für ganz besonders wichtig hielt. Eine Reihe von Beobachtungen und Versuchen verfolgte er nicht weiter und überliess damit wichtige Entdeckungen und Erfindungen andern, die ihm bei Weiterbearbeitung nahezu sicher zugefallen wären.

Weil er mit zu schwachen Magnetfeldern experimentieren musste, fand er den Kerr-Effekt nicht. Trotz richtiger Instrumentierung und richtiger Überlegung brach er Versuche ab, die zum Nachweis des vermuteten Hall-Effektes hätten führen sollen. Er erdachte wie Hertz einen Resonator, aber die Fünklein, die Hertz zu sehen bekam, stellten sich nicht ein. Auch mit magnet-elektrischen Maschinen beschäftigte er sich. So besass er eine Maschine, deren Erregermagnet von galvanischen Elementen gespeist war. Loschmidt stellte daran fest, dass, wenn er eine Spule des Erregermagneten vom Hauptstrom durchfliessen liess, er eine verstärkte Wirkung erzielte. Hätte er das galvanische Element weggelassen, so wäre die Dynamomaschine erfunden gewesen.

Loschmidt war das älteste Kind armer Landleute; am 15. März 1821 in Putschirn bei Karlsbad geboren, musste er in seiner Jugend Ziegen hüten. Pfarrer und Lehrer ermöglichten dann dem aufgeweckten Jungen den Besuch des Gymnasiums in Prag. Als Vorleser für einen augenleidenden Professor und mit Privatstunden erwarb er sich das Geld für das Studium, das er später in Wien fortsetzte.

Als praktischem Chemiker waren Loschmidt grössere Erfolge versagt. Er musste sich sogar eine Zeitlang als Lehrer an einer Bürgerschule seinen Lebensunterhalt verdienen. Trotz Geldknappheit richtete er sich ein Laboratorium ein; dort entstanden seine berühmten Abhandlungen über die Grösse der Moleküle sowie über die Loschmidtsche Zahl.

Mit 45 Jahren konnte er sich an der Universität Wien habilitieren, wurde kurz darauf Mitglied der Wiener Akademie und 1868 ordentlicher Professor für physikalische Chemie, welchen Posten er bis 1891 inne hatte. Am 8. Juli 1895 starb er in Wien. Sein einziger Sohn war ihm im Tode vorangegangen.

H. Wüger