Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 60 (1969)

Heft: 1

Artikel: Reflexion von Stosswellen in Mehrleitersystemen zur Ortung von Fehlern in Energieverteilnetzen

Autor: Schlatter, E.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-916113

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: 14.07.2025

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

Reflexion von Stosswellen in Mehrleitersystemen zur Ortung von Fehlern in Energieverteilnetzen [1])

Von *E. Schlatter*, Zürich

2452 - 2460

621.316.1:621.317.333.4:621.3.015.33

1. Einleitung

Will man in einem Netz eine Störung durch Aussenden einer Stosswelle und Beobachten der Echos orten, so ergibt sich das Problem, die Echos von der Störstelle zu unterscheiden von den vielen Echos, die an Leitungsenden und Abzweigungen entstehen. Die meisten Energieverteilnetze sind Dreiphasennetze. Dies erlaubt bei der Beobachtung der Echos nicht nur die Spannung zwischen zwei Leitern zu beachten, sondern zur Auswertung, die Spannungen zwischen allen drei Leitern heranzuziehen. Die meisten Stosswellen in einem ungestörten Netz erzeugen Echos mit den gleichen Spannungsverhältnissen zwischen den Leitern wie die ankommende Welle. Demgegenüber haben die Echos von zweiphasigen Kurzschlüssen und Erdschlüssen ein von der ankommenden Welle wesentlich verschiedenes Spannungsverhältnis.

Fig. 1 zeigt eine Brückenschaltung, die (falls sie für die ausgesendete Welle abgeglichen ist) nur Echos sichtbar werden lässt, die ein verändertes Verhältnis der Spannungen aufweisen. Dieser Aufsatz befasst sich mit der Wellenausbreitung und der Reflexion an Stoßstellen in Mehrleitersystemen. In einem anderen Aufsatz, der an dieser Stelle veröffentlicht wird, werden Messergebnisse, Vorschläge und mehr praktische Aspekte des Messverfahrens beschrieben.

2. Wellenausbreitung in Mehrleitersystemen

Im folgenden wird die Reflexion von Wellen in einem Mehrleitersystem betrachtet. Zuvor wird aber die Ausbreitung in einem unendlich langen Mehrleitersystem beschrieben. Obwohl darüber schon viel publiziert wurde [1; 2; 3; 4][2]) sind der Übersicht zuliebe die Gleichungen dafür noch einmal hergeleitet.

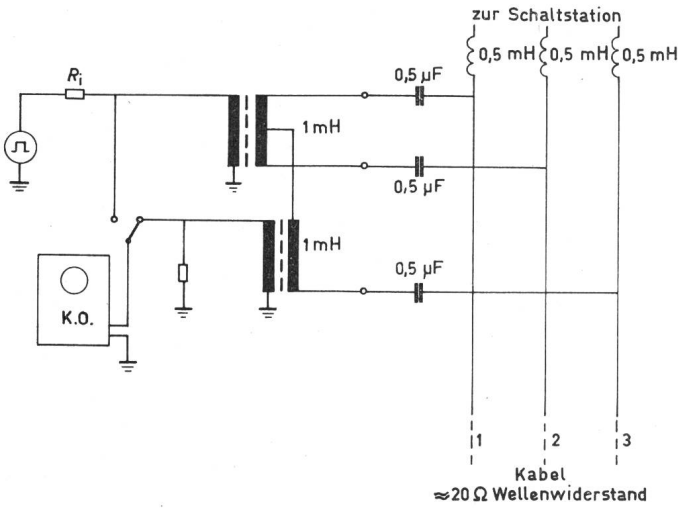


Fig. 1
Brückenschaltung, die nur Echos sichtbar werden lässt, bei denen das Spannungsverhältnis $U_{1,2} : U_{2,3}$ gegenüber der ausgesendeten Welle verändert ist.
R_i Innenwiderstand des Impulsgenerators

2.1 Wellenausbreitung in einem verlustlosen Mehrleitersystem

In diesem Abschnitt seien folgende vereinfachenden Annahmen gemacht:

a) Leiter und Erde mit unendlicher Leitfähigkeit.

b) Parallele Leiter und eine ebene zu den Leitern parallele Erde.

c) Verlustfreies, homogenes und isotropes Dielektrikum.

d) Leiterabstand $\ll$ Wellenlänge, d.h. vernachlässigbare Abstrahlverluste.

Die Voraussetzungen b) und c) sind bei Freileitungen im allgemeinen ohne weiteres genügend gut erfüllt. Auf die Voraussetzungen a) und d) wird im Abschnitt 2.2 noch einmal eingegangen.

Für die Wellenausbreitung können in bekannter Weise folgende Gleichungen geschrieben werden:

$$2\frac{\partial V_1}{\partial x} = -\mu\left(\lambda_{1,1}\frac{\partial i_1}{\partial t} + \lambda_{1,2}\frac{\partial i_2}{\partial t} + \lambda_{1,3}\frac{\partial i_3}{\partial t}\right)$$

$$2\frac{\partial V_2}{\partial x} = -\mu\left(\lambda_{2,1}\frac{\partial i_1}{\partial t} + \lambda_{2,2}\frac{\partial i_2}{\partial t} + \lambda_{2,3}\frac{\partial i_3}{\partial t}\right)$$

$$2\frac{\partial V_3}{\partial x} = -\mu\left(\lambda_{3,1}\frac{\partial i_3}{\partial t} + \lambda_{3,2}\frac{\partial i_2}{\partial t} + \lambda_{3,3}\frac{\partial i_3}{\partial t}\right)$$

oder kurz:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial x} = -\frac{\mu}{2}\,\|\lambda\|\,\frac{\partial \vec{i}}{\partial t} \qquad (1)$$

Dabei ist:

t die Zeit;

x der Ort auf der Leitung;

V_k das Potential (gegen Erde) des Leiters k, zur Zeit t an der Stelle x;

i_k der Strom im Leiter k zur Zeit t an der Stelle x;

μ die Permeabilität (für den leeren Raum $\mu = \mu_r = 0{,}4\,\pi$ $\mu H/\mathrm{m}$);

$L_{j,j}$ der Induktivitätsbelag der Leiterschleife j, gebildet aus dem Leiter j und seinem Spiegelbild j';

$L_{j,k}$ der Gegeninduktivitätsbelag der Leiterschleife j gegen die Schleife k, die aus dem Leiter k und seinem Spiegelbild k' gebildet ist.

Um mit dimensionslosen Grössen arbeiten zu können, wurde $\lambda_{j,k}$ eingeführt, wobei gilt:

$$L_{j,k} = \mu\,\lambda_{j,k} \qquad (2)$$

$\lambda_{j,k}$ ist eine von der Geometrie der Leiteranordnung abhängige dimensionslose Grösse.

[1]) Von der Denzler-Stiftung des SEV preisgekrönte Arbeit.

[2]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

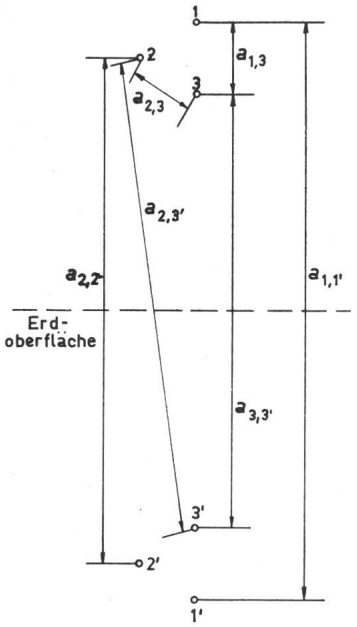


Fig. 2
Querschnitt durch eine Energieübertragungsleitung mit an der Erdoberfläche erzeugtem Spiegelbild
Die eingetragenen Abstände beziehen sich auf die Gln. (3) und (4) im Text
a Abstand zwischen Leitern und/oder Spiegelbild

Unter der Annahme, der Strom sei an die Oberfläche der Leiter verdrängt und der Leiterabstand sei gross im Vergleich zum Leiterdurchmesser, gilt:

$$\lambda_{j,j} = \frac{1}{\pi} \ln \frac{a_{j,j'}}{r} \tag{3}$$

und

$$\lambda_{j,k} = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{a_{j,k'}}{a_{j,k}} + \frac{1}{2\pi} \ln \frac{a_{j',k}}{a_{j,k'}} = \frac{1}{\pi} \ln \frac{a_{j,k'}}{a_{j,k}} \tag{4}$$

falls $j \neq k$.

Die Bedeutung von $a_{j,k}$ kann Fig. 2 entnommen werden. Mit r ist der Radius der Leiter gemeint. Ausserdem gilt:

$$\frac{\partial i_1}{\partial x} = -2\varepsilon \left(\gamma_{1,1} \frac{\partial V_1}{\partial t} + \gamma_{1,2} \frac{\partial V_2}{\partial t} + \gamma_{1,3} \frac{\partial V_3}{\partial t}\right)$$

$$\frac{\partial i_2}{\partial x} = -2\varepsilon \left(\gamma_{2,1} \frac{\partial V_1}{\partial t} + \gamma_{2,2} \frac{\partial V_2}{\partial t} + \gamma_{2,3} \frac{\partial V_3}{\partial t}\right)$$

$$\frac{\partial i_3}{\partial x} = -2\varepsilon \left(\gamma_{3,1} \frac{\partial V_1}{\partial t} + \gamma_{3,2} \frac{\partial V_2}{\partial t} + \gamma_{3,3} \frac{\partial V_3}{\partial t}\right)$$

oder kurz:

$$\frac{\partial \vec{i}}{\partial x} = -2\varepsilon \, \|\gamma\| \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \tag{5}$$

Dabei ist ε die Dielektrizitätskonstante (für den leeren Raum gilt $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8{,}86$ pF/m)
und

$$\|\gamma\| = \|\lambda\|^{-1} \tag{6}$$

Durch ableiten von Gl. (1) nach x, Gl. (5) nach t und einsetzen erhält man:

$$\frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial x^2} = \mu \varepsilon \, \|\lambda\| \, \|\gamma\| \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial t^2} \tag{7}$$

Unter Zuhilfenahme von Gl. (6) erhält man:

$$\frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial x^2} = \mu_r \varepsilon_r \frac{1}{c_2} \|E\| \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial t^2} \tag{8}$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist und die Beziehung gilt:

$$c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0}} \tag{9}$$

$\|E\|$ bedeutet die Einheitsmatrix

$$\left\| \begin{matrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{matrix} \right\| = \|E\|$$

Für Luft kann mit genügender Genauigkeit gesetzt werden $\varepsilon_r = \mu_r = 1$. Der Gl. (8) genügt damit der bekannte Ansatz:

$$\begin{aligned} V_1 &= V_1(x \pm ct) \\ V_2 &= V_2(x \pm ct) \\ V_3 &= V_3(x \pm ct) \end{aligned} \tag{10}$$

Wobei die Funktionen $V_1 \ldots V_3$ beliebige Funktionen des Argumentes $(x \pm ct)$ sind. Dabei kann das negative Vorzeichen einer in positiver x-Richtung laufenden Welle

$$\vec{V}_a = \overrightarrow{V_a(x - ct)} \tag{11}$$

zugeordnet und das positive Vorzeichen einer reflektierten Welle:

$$\vec{V}_r = \overrightarrow{V_r(x + ct)} \tag{12}$$

zugeordnet werden.

Den Strom erhält man durch ableiten von Gl. (11) oder (12) und einsetzen in Gl. (5):

$$\frac{\partial \vec{i}_a}{\partial x} = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \, \|\gamma\| \frac{\partial \vec{V}_a}{\partial x}$$

$$\vec{i}_a = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \, \|\gamma\| \, \vec{V}_a \tag{13}$$

$$\vec{i}_r = -\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \, \|\gamma\| \, \vec{V}_r \tag{14}$$

Die Gl. (13) und (14) beschreiben die Leiter-Wellenspannungen und -ströme. Viele Überlegungen werden aber einfacher, wenn durch Transformation mit einem System von Eigenvektoren anstatt mit den Leiterpotentialen und Leiterströmen mit den Wellenmodi gerechnet wird. $\|K\|$ sei eine Matrix, die aus den Eigenvektoren von $\|\gamma\|$ gebildet ist.

Durch Multiplikation mit $\|K\|^{-1}$ lassen sich die Gleichungssysteme (13) und (14) auf Diagonalform bringen:

$$\|K\|^{-1} \vec{i}_a = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \, \|K\|^{-1} \|\gamma\| \, \|K\| \, \|K\|^{-1} \vec{V}_a \tag{15}$$

Man kann nun die Leiter-Wellenströme (i_{a1}, i_{a2}, i_{a3}) durch die Ströme der Wellenmodi (I_{a1}, I_{a2}, I_{a3}) ersetzen.

$$\|K\|^{-1} \vec{i}_a = \vec{I}_a \tag{16}$$

$$\|K\|^{-1} \vec{v}_a = \vec{U}_a \tag{17}$$

Damit nimmt Gl. (15) folgende Form an:

$$\vec{I}_a = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \, \|K\|^{-1} \, \|\gamma\| \, \|K\| \, \vec{U}_a \tag{15a}$$

Das Produkt $\|K\|^{-1} \|\gamma\| \, \|K\|$ hat Diagonalform. Aus Gl. (14) ergibt sich entsprechend:

$$\vec{I}_r = -2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \, \|K\|^{-1} \|\gamma\| \, \|K\| \, \vec{U}_r$$

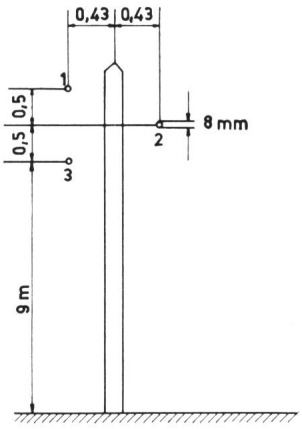
2.2 Zahlenbeispiel zum Abschnitt 2.1

Führt man diese Berechnungen für eine Leitung nach Fig. 3 aus, so erhält man folgende Ergebnisse:

$$\|\lambda\| = \left\| \begin{matrix} 2{,}71112 & 0{,}94749 & 0{,}93725 \\ 0{,}94749 & 2{,}69479 & 0{,}93077 \\ 0{,}93725 & 0{,}93077 & 2{,}67758 \end{matrix} \right\|$$

$$\|\gamma\| = \left\| \begin{matrix} 0{,}4504 & -0{,}1181 & -0{,}1166 \\ -0{,}1181 & 0{,}4527 & -0{,}1160 \\ -0{,}1166 & -0{,}1160 & 0{,}4546 \end{matrix} \right\|$$

Fig. 3
Querschnitt durch eine Freileitung, für die die Wellenimpedanzen als Beispiel gerechnet wurden



Die Eigenwerte von $\|\gamma\|$ sind 0,2188 und 0,5695. 0,5695 ist ein doppelter Eigenwert. Damit wird:

$$I_{a1} = \frac{1}{330\,\Omega} U_{a1}$$

$$I_{a2} = \frac{1}{860\,\Omega} U_{a2}$$

$$I_{a3} = \frac{1}{330\Omega} U_{a3}$$

$$\|K\| = \begin{Vmatrix} 1{,}000 & 1{,}009 & 0{,}500 \\ -0{,}021 & 1{,}001 & -0{,}994 \\ -1{,}000 & 0{,}991 & 0{,}500 \end{Vmatrix}$$

Da ein Eigenwert doppelt ist, können bei zwei Eigenvektoren zwei Komponenten frei gewählt werden. Es betrifft dies den ersten und letzten Kolonnenvektor.

$$\|K\|^{-1} = \begin{Vmatrix} 0{,}497 & -0{,}003 & -0{,}503 \\ 0{,}336 & 0{,}335 & 0{,}329 \\ 0{,}328 & -0{,}669 & 0{,}342 \end{Vmatrix}$$

Betrachtet man die Matrix $\|K\|^{-1}$ so fällt auf, dass sämtliche Komponenten der zweiten Zeile angenähert gleich gross und positiv sind. Dies bedeutet, dass für den zweiten Wellenmodus die Erde als Rückleiter eine wesentliche Rolle spielt. Dieser Modus wird als Erdmodus und die zwei anderen werden als Leitermodi bezeichnet. Da die Erde kein guter Leiter ist, muss erwartet werden, dass der Erdmodus stark gedämpft ist. Ausserdem ist der Abstand der Leiter von der Erde wesentlich grösser, als der unter den Leitern, was ebenfalls zu einer stärkeren Dämpfung als Folge der höheren Abstrahlverluste führt. Dies hat aber auch zur Folge, dass im Erdmodus eine stärkere Einstreuung von Fremdfeldern zu erwarten ist. Man wird also für Messungen auf den Erdmodus verzichten und im Gegenteil die Empfangseinrichtung so aufbauen, dass Signale im Erdmodus die Beobachtung nicht stören. Im Gegensatz zu Zeile 2 ist die Summe der Komponenten in Zeile 1 und 3 wesentlich kleiner als die Beträge der Komponenten. Dies bedeutet, dass für die Leitermodi die Erde keine wesentliche Rolle spielt und die Voraussetzungen 1 und 4 aus Abschnitt 2.1 gut erfüllt sind.

2.3 Stoßstellen auf Leitungen mit mehreren Leitern

Wie auf einfachen Leitungen, treten auch in Mehrleitersystemen an Stoßstellen Reflexionen auf. Dabei interessiert speziell, ob die reflektierte Welle vom selben Modus ist wie die Ankommende oder ob Umwandlungen in die anderen Modi stattfinden.

Zu diesem Zweck wird folgender Ansatz gemacht:

$$\vec{U_r} = \|r\|\,\vec{U_a} \tag{18}$$

$$I_r = -\,\|r\|\,I_a \tag{19}$$

$\|r\|$ ist die Matrix der Reflexionskoeffizienten oder kurz Reflexionsmatrix. Falls nur Koeffizienten der Hauptdiagonale sich von 0 unterscheiden, tritt keine Umwandlung in andere Modi auf, ist $\|r\|$ aber keine Diagonalmatrix, so sind solche Umwandlungen möglich. Setzt man für Spannungen, Ströme und Potentiale an der Reflexionsstelle U, I, i und V, so ergeben sich folgende Beziehungen:

$$\vec{U} = \vec{U_a} + \vec{U_r} = (\|E\| + \|r\|)\,\vec{U_a} \tag{20}$$

$$\vec{I} = I_a + I_r = (\|E\| - \|r\|)\,\vec{I_a} \tag{21}$$

$$\vec{V} = \|K\|\,\vec{U} = \|K\|\,(\|E\| + \|r\|)\,\vec{U_a} \tag{22}$$

$$\vec{i} = \|K\|\,\vec{I} = \|K\|\,(\|E\| - \|r\|)\,\vec{I_a} \tag{23}$$

Den Zusammenhang der Leiterströme mit den Leiterspannungen kann man mit Hilfe einer Leitwertmatrix beschreiben. Um innerhalb der Matrix mit dimensionslosen Grössen arbeiten zu können, wird der Maßstabfaktor $2\sqrt{\varepsilon/\mu}$ ausgeklammert und man erhält:

$$\vec{i} = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\;\|g\|\,\vec{V} \tag{24}$$

Die Matrix $\|g\|$ bestimmt sich aus den Abschlussleitwerten nach Fig. 4.

Berechnung von $\|g\|$:

$$i_1 = G_{1,1}V_1 + G_{1,2}(V_1 - V_2) + G_{1,3}(V_1 - V_3) = \\ = V_1(G_{1,1} + G_{1,2} + G_{1,3}) - V_2G_{1,2} - V_3G_{1,3}$$

$$i_2 = -\,V_1G_{2,1} + V_2(G_{2,1} + G_{2,2} + G_{2,3}) - V_3G_{2,3}$$

$$i_3 = -\,V_1G_{3,1} - V_2G_{3,2} + V_3(G_{3,1} + G_{3,2} + G_{3,3}) \tag{24a}$$

Allgemein gilt:

$$g_{i,i} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\sum_{k=1}^{n} G_{i,k} \tag{24b}$$

$$g_{i,k} = -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\,G_{i,k} \qquad \text{falls } i \neq k \tag{24c}$$

worin

n Anzahl Leiter

Durch Einsetzen von Gl. (24) in Gl. (23) erhält man:

$$2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\;\|g\|\cdot\vec{V} = \|K\|\,(\|E\| - \|r\|)\,\vec{I_a} \tag{25}$$

Durch Einsetzen von Gl. (22) erhält man:

$$2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\;\|g\|\,\|K\|\,(\|E\| + \|r\|)\,\vec{U_a} = \|K\|\,(\|E\| - \|r\|)\,\vec{I_a}$$

Durch Einsetzen von Gl. (15a) ergibt sich:

$$\|g\|\,\|K\|\,(\|E\| + \|r\|) = \\ = \|K\|\,(\|E\| - \|r\|)\,\|K\|^{-1}\,\|\gamma\|\,\|K\|$$

$$\|K\|^{-1}\|g\|\,\|K\| = \\ = (\|E\| - \|r\|)\,\|K\|^{-1}\,\|\gamma\|\,\|K\|\,(\|E\| + \|r\|)^{-1} \tag{26}$$

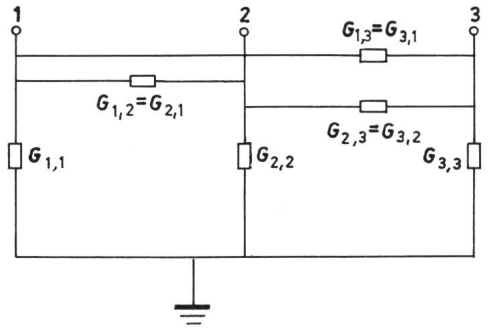


Fig. 4
Abschluss einer Leitung mit den Leitwerten $G_{1,1}...G_{3,3}$
Die Figur bezieht sich auf die Gln. (24a)...(24c)

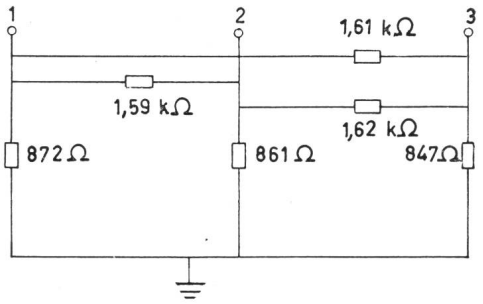


Fig. 5
Widerstandsnetzwerk zum reflexionsfreien Abschluss einer Leitung nach Fig. 3

$\|K\|^{-1}\ \|\gamma\|\ \|K\|$ ist eine Diagonalmatrix. $\|r\|$ ist demzufolge auch eine Diagonalmatrix, falls auch $\|K\|^{-1}\ \|g\|\ \|K\|$ eine Diagonalmatrix ist. Dies ist insbesondere der Fall, wenn $\|g\| = x\ \|\gamma\|$ ist, wobei x eine beliebige Zahl ist. Diese Voraussetzung ist erfüllt bei einer Abzweigung mit einem geometrisch ähnlichen Leiterbild, bei einem offenen Leitungsende ($x = 0$) und bei einem vollständigen Kurzschluss $x = \infty$. Dagegen ergeben Erdschlüsse, Kurzschlüsse zwischen nur zwei Leitern, Kurzschlüsse zwischen zwei Leitern verbunden mit einem Erdschluss, ein oder zwei Leiter unterbrochen und ein oder zwei Leiter offen kombiniert mit einem Erdschluss, Reflexionsmatrizen, die keine Diagonalform aufweisen. Damit lassen sich die meisten Störungen von den natürlichen Stoßstellen unterscheiden.

2.4 Wellenwiderstand eines Mehrleitersystems

Um ein Mehrleitersystem reflexionsfrei abzuschliessen, ist ein Widerstandsnetzwerk nach Fig. 4 nötig. Die einzelnen Widerstände müssen Werte aufweisen, so dass $\|r\| = 0$ wird.

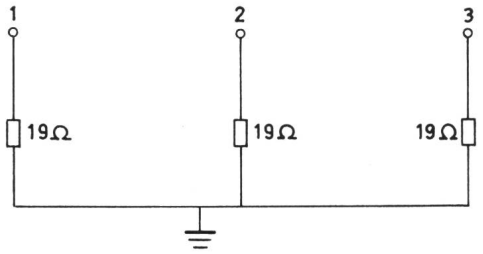


Fig. 6
Reflexionsfreier Abschluss für ein Kabel,
in dem die Leiter durch Folien oder Bleimäntel voneinander abgeschirmt sind

Dies ist, wie aus Gl. (26) leicht zu ersehen ist, der Fall, wenn $\|g\| = \|\gamma\|$.

Zu einer gegebenen Matrix $\|g\|$ lässt sich das zugehörige Widerstandsnetzwerk leicht finden. Für das in Fig. 3 gezeichnete Leiterbild ergeben sich die Werte nach Fig. 5.

2.5 Anpassen von zwei Leitungen mit gleicher Leiterzahl aber unterschiedlichem Aufbau

Wird eine Leitung weitergeführt durch eine zweite mit gänzlich unterschiedlichem Aufbau, so können Stoßstellen entstehen, bei denen Umwandlungen in andere Wellenmodi stattfinden. Dies ist auch der Fall bei Abzweigungen von Leitungen mit unterschiedlichem Aufbau. Von besonderer praktischer Bedeutung sind die Übergänge von Freileitungen auf Kabel. Diese Übergänge sind recht häufig, wobei Kabel einen von Freileitungen gänzlich unterschiedlichen Wellenwiderstand haben. Fig. 6 zeigt als Beispiel ein Widerstandsnetzwerk, das ein Kabel reflexionsfrei abschliesst. Solche Wellenwiderstände sind typisch für Kabel, bei denen die einzelnen Leiter durch Folien oder Bleimäntel voneinander abgeschirmt sind.

Im folgenden soll die Frage geprüft werden, wie sich zwei Leitungen aneinander anpassen lassen. Zu diesem Zweck sei angenommen, zwischen den beiden Leitungen befinde sich ein Netzwerk von idealen Übertragern, das die Wellen von der einen Leitung verlust-, reflexions- und verzögerungsfrei auf die andere überträgt. Für die folgenden Betrachtungen sind sämtliche Grössen der einen Leitung mit dem Index 1, die der

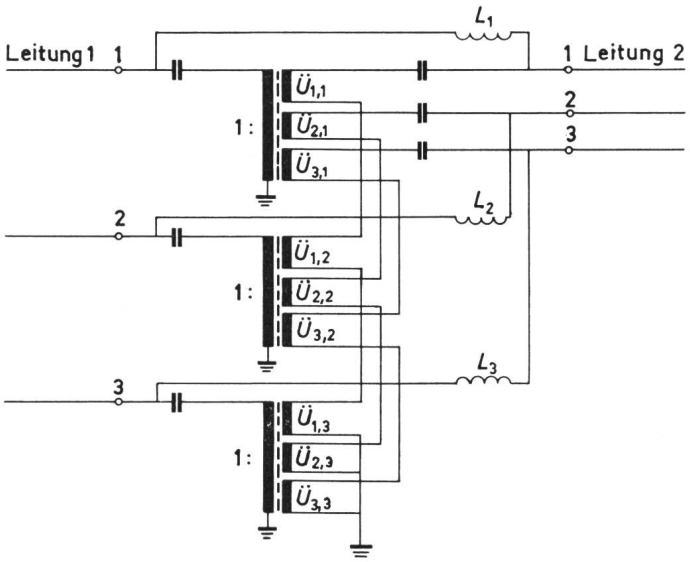


Fig. 7
Schaltung zum reflexionsfreien Anpassen von zwei Leitungen mit unterschiedlichem Aufbau
Die Übersetzungsverhältnisse $\dot{U}$ beziehen sich auf Gl. (30)
$L_1 ... L_3$ Induktivität

anderen mit dem Index 2 versehen. Die Eigenschaften des Übertragungsnetzwerkes lassen sich durch die Matrizen $\|\dot{U}\|$ und $\|Y\|$ beschreiben, wobei folgende Beziehungen gelten:

$$\|\dot{U}\|\ \overrightarrow{V_{a1}} = \overrightarrow{V_{a2}} \tag{27}$$

$$\|Y\|\ \overrightarrow{i_{a1}} = \overrightarrow{i_{a2}} \tag{28}$$

Aus der Forderung der Verlustfreiheit folgt:

$$\overrightarrow{i_{a1}}\ \overrightarrow{V_{a1}} = \overrightarrow{i_{a2}}\ \overrightarrow{V_{a2}}$$

und daraus:

$$\overrightarrow{i_{a1}}\ \overrightarrow{V_{a1}} = \|Y\|\ \overrightarrow{i_{a1}} \cdot \|\dot{U}\|\ \overrightarrow{V_{a1}}$$

$$\|Y\|' \cdot \|\dot{U}\| = \|E\|$$

$$\|Y\| = (\|\dot{U}\|^{-1})' \tag{29}$$

Aus den Gl. (17) und (27) ergibt sich:

$$\|\dot{U}\|\ \|K_1\|\ \overrightarrow{U_{a1}} = \|K_2\|\ \overrightarrow{U_{a2}}$$

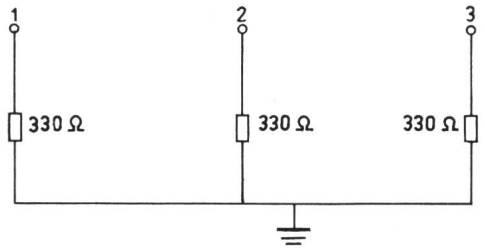


Fig. 8
Abschlusswiderstände für eine Leitung nach Fig. 3,
so dass für die Leitermodi keine Reflexionen entstehen

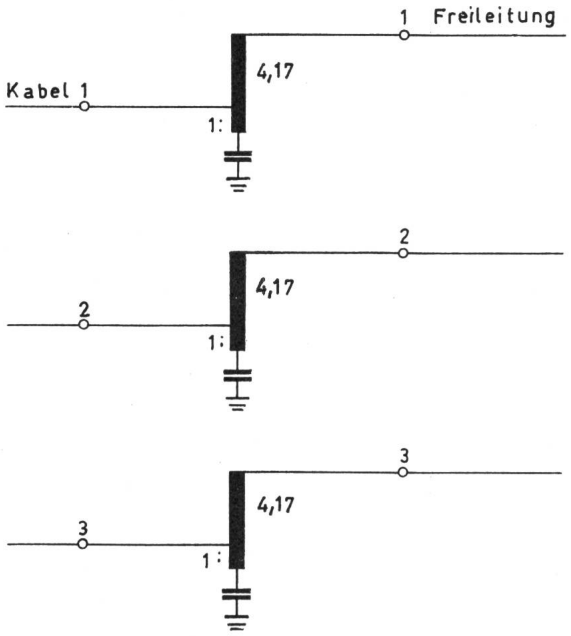


Fig. 9
Anpassungsschaltung, die für die Leitermodi reflexionsfrei ist

Aus Gl. (13), (17), (28) und (29) folgt:

$$(\| \dot{U} \|^{-1})' \, \| \gamma_1 \| \, \| K_1 \| \, \overrightarrow{U_{a1}} = \| \gamma_2 \| \, \| K_2 \| \, \overrightarrow{U_{a2}}$$

und damit

$$(\| \dot{U} \|^{-1})' \, \| \gamma_1 \| \, \| K_1 \| \, \overrightarrow{U_{a1}} = \| \gamma_2 \| \, \| \dot{U} \| \, \| K_1 \| \, \overrightarrow{U_{a1}}$$

Da $\| \gamma_1 \|$ und $\| \gamma_2 \|$ symmetrisch sind, gilt:

$$\| \dot{U} \|^{-2} = \| \lambda_1 \| \, \| \gamma_2 \| \tag{30}$$

Damit ist gezeigt, wie man die Übersetzungsverhältnisse eines Übertragernetzwerkes berechnen kann. Die dazugehörige Schaltung zeigt Fig. 7. Die Induktivitäten L_1, L_2 und L_3 dienen dazu, den Starkstrom von einer Leitung auf die andere durchzulassen, die raschen Impulse aber von den beiden Leitungen zu trennen, während die Kondensatoren den Starkstrom von den Impulsübertragern fernhalten, die raschen Impulse aber durchlassen.

Man sieht, dass es grundsätzlich möglich ist, zwei Leitungen einander anzupassen. Die Realisierung dürfte aber auf einige Schwierigkeiten stossen. Übertrager mit 4 Wicklungen können nicht mit kleiner Streuung gebaut werden. Damit würden Impulse mit ihrem breiten Frequenzspektrum nur unvollkommen übertragen. Da ausserdem Impulsübertrager mit nur kleinen Windungszahlen gebaut werden, lassen sich die Übersetzungsverhältnisse nur angenähert verwirklichen.

2.6 Näherungsweises Anpassen von zwei Leitungen

Im Abschnitt 2.2 wurde darauf hingewiesen, dass nur die zwei Leitermodi sich für Fehlerortungen eignen. Es kann demzufolge darauf verzichtet werden, die Leitungen auch für den Erdmodus stossfrei anzupassen. Ausserdem fallen die zwei Eigenwerte für die Leitermodi zusammen. Dies erlaubt, eine Leitung nach Fig. 3 mit einem einfachen Widerstandsnetzwerk nach Fig. 8 abzuschliessen, ohne dass für die Leitermodi Reflexionen entstehen. Damit lässt sich ein Kabel, das Wellenwiderstände nach Fig. 6 aufweist, an eine Leitung nach Fig. 3 durch eine Schaltung nach Fig. 9 für die Leitermodi einwandfrei anpassen.

Literatur

[1] *G. E. Adams:* Wave propagation along unbalanced high-voltage transmission lines. Trans. AIEE Power Apparatus and Systems 78(1959), S. 639...647.
[2] *A. I. McElroy* and *M. H. Smith:* Propagation of switching wave front on EHV transmission lines. Trans. AIEE Poper Apparatus and Systems 81(1962/63), S. 983...998.
[3] *T. Udo:* The attenuation and distortion of short-tail traveling waves on overhead power transmission lines. IEEE Trans. Power Apparatus and Systems 84(1965), S. 310...314.
[4] *D. E. Hedmann:* Propagation on overhead transmission lines. I: Theory of modal analyses. IEEE Trans. Power Apparatus and Systems 84(1965), S. 200...205.

Adresse des Autors:
E. Schlatter, Bändlistrasse 54, 8048 Zürich.