Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 59 (1968)

Heft: 9

Artikel: Ausbreitung von Wanderwellen auf mehrphasigen Freileitungen im Hinblick auf die Form der Einschwingspannung bei Abstandskurzschlüssen

Autor: Karrenbauer, H.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-916040

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: 02.10.2025

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

dass der qualitätsmindernde Prozess der elektrooptischen Zwischenabbildung vermieden werden kann. Die bisherigen experimentellen Ergebnisse lassen erwarten, dass der weltweite Programmaustausch beim Farbfernsehen über Magnetband, erdgebundenen Richtfunk oder Satellitenverbindungen schon in verhältnismässig naher Zukunft verwirklicht werden kann.

Literatur

[1] *B. D. Loughlin:* Recent improvements in bad-shared simultaneous color-television systems. Proc. IRE 39(1951), S. 1264...1279.

[2] *D. G. Fink:* Color television standards. Selected papers and records of the National Television System Committee. New York/London, McGraw-Hill, 1955.

[3] *H. De France:* Le système de télévision en couleurs séquentiel-simultané. Onde électr. 38(1958), S. 479...483.

[4] *W. D. Wright:* The Measurment of Colour. London, Hilger and Watts, 1964.

[5] *W. Bruch:* Das PAL-Farbfernsehsystem. Prinzipielle Grundlagen der Modulation und Demodulation. NTZ 17(1964), S. 109...121. S. 109...121.

[6] *R. Theile:* Le Developpement de la télévision en couleurs compatible. Différentes propositions pour la transmission des signaux de couleur. Rev. UER –(1965)93A, S. 194...204.

[7] *W. Bruch:* Die Kenndaten des PAL-Fersehsignals. Funkschau 38(1966), S. 663...665.

[8] The Issue of worldwide color television standards. Papers and discussions presented at the IEEE International Convention. Trans. IEEE broadcast and television receivers BTR–12(1966)2.

[9] *K. W. Bernath:* Über die Störempfindlichkeit der Farbfernsehverfahren NTSC, PAL und SECAM III beim drahtlosen Heimempfang, unter besonderer Berücksichtigung des Mehrwegeempfanges. Techn. Mitt. PTT 44(1966), S. 353...369 und 403...418.

[10] Arrêté du 20 janvier 1967: Normes des émissions de télévision en couleur dans les bandes de fréquence comprises entre 470 MHz et 960 MHz (bandes IV et V). Journal officiel de la République Française 99(1967)20, S. 899.

[11] *N. Mayer:* Technik des Farbfernsehens in Theorie und Praxis, NTSC, PAL, SECAM. Berlin-Borsigwalde, Verlag für Radio-, Foto- und Kinotechnik, 1967.

Adresse des Autors:
Dr. sc. techn. *K. W. Bernath,* Adjunkt, Abteilung Forschung und Versuche der Generaldirektion PTT, Speichergasse 6, 3000 Bern.

Ausbreitung von Wanderwellen auf mehrphasigen Freileitungen im Hinblick auf die Form der Einschwingspannung bei Abstandskurzschlüssen

Von *H. Karrenbauer,* Kassel

621.372.2:538.551.26

An einer dreiphasigen Versuchsleitung wurden Messungen der vom Schalter unbeeinflussten Einschwingspannungen bei verschiedenen Abstandskurzschlussfällen durchgeführt. Die gemessenen Einschwingspannungen zeigen in ihrem Verlauf bemerkenswerte Abweichungen von den Kurvenformen, die sich auf rechnerischem Wege unter der Annahme unendlich hoher Leitfähigkeit der Leiterseile und des Erdreiches ergeben. Diese Abweichungen können darauf zurückgeführt werden, dass sich auf der verlustbehafteten Mehrphasenleitung im Gegensatz zur verlustlosen Mehrphasenleitung Wellen mit unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit und Dämpfung ausbilden. Zur Erfassung dieser Vorgänge wird die endliche Leitfähigkeit der Leiterseile und der Erde in die Untersuchungen einbezogen. Hierbei kann durch Anwendung der Fourier-Transformation auf die für eingeschwungene, sinusförmige Vorgänge bekannten Impedanz- und Admittanzbeläge der verlustbehafteten Mehrphasenleitung zurückgegriffen werden. Die auf diese Weise mit Hilfe digitaler Rechnung erhaltenen Einschwingspannungen geben die Messergebnisse an der Versuchsleitung gut wieder.

Des mesures de tensions transitoires non influencées par l'interrupteur et se rapportant à diverses distances de court-circuits furent exécutées sur une ligne d'essai triphasée. L'allure des tensions transitoires mesurées présente des déviations remarquables par rapport aux courbes calculées en présumant une conductibilité illimitée des câbles de ligne et de la terre. Ces déviations peuvent s'expliquer par le fait, qu'à l'encontre des lignes polyphasées dépourvues de pertes, les lignes polyphasées comportant des pertes engendrent des ondes à vitesse de propagation et amortissement différenciés. Afin de saisir ces phénomènes, les recherches se basent sur une conductibilité limitée des câbles de ligne et de la terre. Par l'application de la transformation de Fourier on peut se référer aux impédances et admittances connues des phénomènes transitoires sinusoïdaux des lignes polyphasées présentant des pertes. Les tensions transitoires ainsi déterminées à l'aide de calculs digitaux concordent bien avec les résultats des mesures effectuées sur les lignes d'essai.

1. Einleitung

Das Anwachsen der Kurzschlußströme in den Hochspannungsnetzen hat im letzten Jahrzehnt die Beanspruchung der Leistungsschalter durch Abstandskurzschlüsse immer mehr in den Vordergrund treten lassen. Dieser Fehlerfall ist dadurch gekennzeichnet, dass der Kurzschluss nicht unmittelbar hinter den Schalterklemmen, sondern einige hundert bis einige tausend Meter vom Schalter entfernt auf der Leitung auftritt. Dann ist zwar durch das zwischen Schalter und Kurzschlussstelle gelegene Leitungsstück der Kurzschlußstrom gegenüber dem Klemmenkurzschluss etwas vermindert, jedoch führt der hochfrequente Ausgleichsvorgang der auf der Leitung bestehenden Spannungsverteilung beim Ausschalten zu hohen Anfangssteilheiten der Einschwingspannung, wodurch in der Beanspruchung des Schalters die Verminderung des Kurzschlußstromes mehr als wettgemacht werden kann.

Im Hinblick auf die Prüfung der Schalter in den Hochleistungsprüffeldern wird in der Schaltertechnik zur Kennzeichnung des Kurzschlusskreises die sog. unbeeinflusste Einschwingspannung benutzt, die beim Unterbrechen des Ausschaltstromes durch einen idealen Synchronschalter ohne Bogenspannung und Restleitfähigkeit auftritt. Durch die Angabe der so definierten unbeeinflussten Einschwingspannung und des Ausschaltstromes ist die Beanspruchung eines Leistungsschalters bei der Kurzschlussausschaltung in einem Netz eindeutig festgelegt [13][1]).

In der Literatur wird die Berechnung der unbeeinflussten Einschwingspannung bei Abstandskurzschlüssen und die Diskussion ihrer Bedeutung für den Schalter in vielen Fällen auf einphasige Leitungsanordnungen beschränkt [7; 8; 9]. Wo auch andere Schaltfälle behandelt werden, wird die unbeeinflusste Einschwingspannung im allgemeinen nur bis zu ihrem ersten Scheitel verfolgt [5; 6]. Lediglich in einer Arbeit von *Kummerow* [17] ist der Verlauf der unbeeinflussten Einschwingspannung am erstlöschenden Schalterpol bei dreiphasigem Abstandskurzschluss ohne Erdberührung während einiger Perioden dargestellt, wobei eine dämpfungsfreie Leitung zugrunde gelegt wurde.

Umfangreiche Messungen der unbeeinflussten Einschwingspannungen bei verschiedenen Abstandskurzschlussfällen sind von *P. Baltensperger* [14] und von *A. Eidinger* und *J. Jussila*

[1]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

[20] an einer dreiphasigen Versuchsleitung durchgeführt worden. Die gemessenen Einschwingspannungskurven, die nur bis zum ersten Scheitel rechnerisch verfolgt und ausgewertet werden, sind in diesen Arbeiten in so kleinem Maßstab wiedergegeben, dass sich Feinheiten daraus nicht entnehmen lassen. Eine grosse Anzahl von Messungen wurde ferner in englischen Netzen durchgeführt [18] und hinsichtlich der Steilheit der unbeeinflussten Einschwingspannung bis zum Erreichen des ersten Scheitels ausgewertet, wobei insbesondere eine Zunahme des ersten Scheitels der Einschwingspannung mit abnehmender Leitfähigkeit des Erdreiches festgestellt wurde.

Es ist vielfach darauf hingewiesen und durch Versuche erhärtet worden, dass einzelne Parameter der unbeeinflussten Einschwingspannungskurve, wie Anfangssteilheit und erster Scheitelwert, zur Charakterisierung des Kurzschlusskreises im allgemeinen nicht ausreichen [10; 11; 12; 15; 16]. Zur Definition des Kurzschlusskreises ist vielmehr die Einschwingspannungskurve mit allen Details im gesamten Zeitintervall erforderlich, in dem eine nennenswerte Wechselwirkung zwischen Stromkreis und Schalter vorhanden ist. Diese Periode beginnt bereits einige Zeit vor dem Nullwerden des Stromes, sobald sich die Bogenspannung merklich ändert [16], und endet erst, wenn der Schaltlichtbogen seine Leitfähigkeit verloren hat, so dass der Schalter nur mehr durch die wiederkehrende Spannung beansprucht wird.

Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist die Ermittlung der unbeeinflussten Einschwingspannungskurve in einem grösseren Zeitbereich und unter Berücksichtigung der endlichen Leitfähigkeit der Leiterseile und des Erdreiches. Es wird vornehmlich die unbeeinflusste Einschwingspannung am erstlöschenden Schalterpol bei dreiphasigem Abstandskurzschluss ohne Erdberührung betrachtet. In diesem Schaltfall hängen die Reflexionsbedingungen für die Wellen vom Aufbau der fehlerbehafteten Leitung ab, so dass sich aus dem Verlauf der Einschwingspannung bis zum ersten Scheitel keine Rückschlüsse auf die weitere Kurvenform ziehen lassen. Im Gegensatz dazu liegen in den Schaltfällen des erstlöschenden Poles bei dreiphasigem Abstandskurzschluss mit Erdberührung und des letztlöschenden Poles bei einem geerdeten Abstandskurzschluss, die ebenfalls zu hohen Schalterbeanspruchungen führen, die Reflexionsbedingungen fest, so dass sich die unbeeinflussten Einschwingspannungen in diesen Schaltfällen näherungsweise durch ihren Anstieg zum ersten Scheitel charakterisieren lassen.

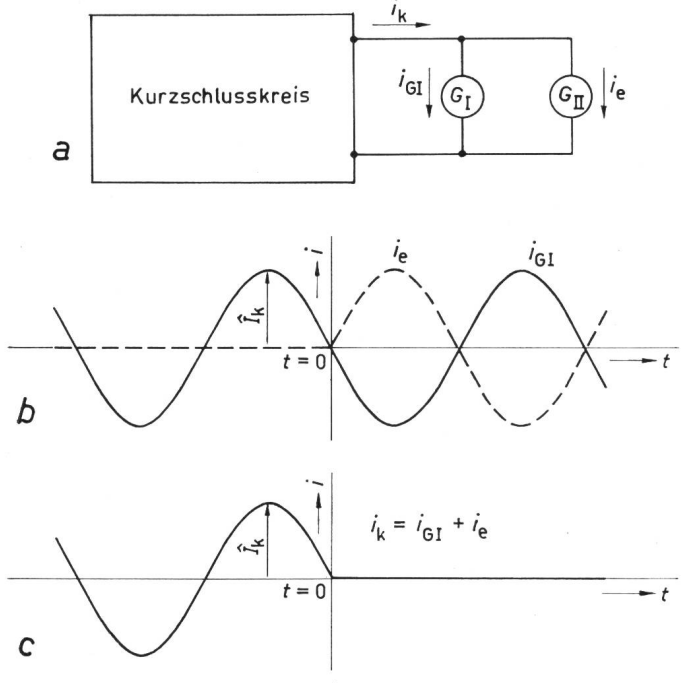


Fig. 1
Ersatzschaltung zur Nachbildung des idealen Schalters (*a*) und zeitlicher Verlauf der Ströme (*b*, *c*)
G_I, G_{II} ideale Stromquellen; i_{GI} Strom der Quelle G_I; i_e Einprägestrom der Quelle G_{II}; i_k Kurzschlußstrom; $\hat{I}_k$ Maximalwert des Kurzschlußstromes

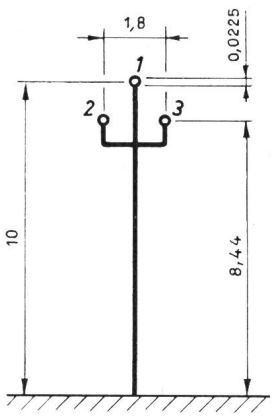


Fig. 2
30-kV-Versuchsleitung des AEG-Hochspannungs-Institutes
Masse in m

2. Das Rechenverfahren

Zur rechnerischen Ermittlung der unbeeinflussten Einschwingspannungen eignet sich in besonderem Masse ein Verfahren, das auf dem Helmholtzschen Überlagerungsgesetz beruht [3]. Die Stromunterbrechung durch den idealen Schalter wird hierbei auf das Zusammenwirken zweier idealer Stromquellen zurückgeführt, deren Anordnung aus Fig. 1a hervorgeht. Zur Betrachtung der Wirkungsweise der Ersatzschaltung kann man sich den Schalter zunächst durch eine ideale Stromquelle G_I ersetzt denken, die den stationären Kurzschlußstrom führt (Fig. 1b):

$$i_{GI} = -\hat{I}_k \cdot \sin \omega t \tag{1}$$

Durch diese Massnahme werden die stationären Verhältnisse im Kurzschlusskreis, wie sie bei geschlossenem Schalter bestehen, nicht geändert. Die Unterbrechung des Stromes im Zeitpunkt $t = 0$ kommt in der Ersatzschaltung dadurch zustande, dass der von der Quelle G_{II} eingeprägte und im folgenden als Einprägestrom i_e bezeichnete Strom gemäss der Beziehung:

$$i_{GII} = i_e = \hat{I}_k \cdot \sin \omega t \cdot H(t) \tag{2}$$

verläuft (Fig. 1b). Mit $H(t)$ ist hierbei die Heavisidesche Sprungfunktion bezeichnet, für die definitionsgemäss gilt:

$$H(t) = \begin{cases} 0 \text{ für } t < 0 \\ 1 \text{ für } t > 0 \end{cases} \tag{3}$$

Die in Fig. 1c dargestellt Summe der beiden Ströme i_{GI} und i_e zeigt, dass die Ersatzschaltung den gleichen Stromverlauf wie ein idealer Schalter bewirkt.

Vor dem Schaltaugenblick, d.h. vor dem Einsetzen der Stromquelle G_{II}, verlaufen die Vorgänge stationär, und es besteht keine Spannung zwischen den Schaltkontakten. Die mit der Schalthandlung verbundenen Ausgleichsvorgänge werden in der Ersatzschaltung durch die Stromquelle G_{II} hervorgerufen. Sie können in einem linearen Netz gemäss dem Überlagerungsgesetz für sich berechnet werden. Die übrigen Stromquellen des Netzes sind hierbei durch ihre Innenwiderstände zu ersetzen und die Energiespeicher als leer zu betrachten.

Die Zeit, während der die Vorgänge interessieren, ist wesentlich kleiner als die Netzperiode. Deshalb kann in Gl. (2) mit guter Näherung der Sinus durch sein Argument ersetzt werden.

Der an den Schaltkontakten zur Ermittlung der unbeeinflussten Einschwingspannung einzuprägende Strom ist dann:

$$i_e = \hat{I}_k \cdot \omega t \cdot H(t) \tag{2a}$$

3. Einschwingvorgänge auf dämpfungsfreien Leitungen

Die Untersuchung der durch die Stromunterbrechung hervorgerufenen Wanderwellenvorgänge auf den Leitungen wird wesentlich vereinfacht, wenn die an den Vorgängen beteiligten Leiter als verlustlos angesehen werden. Trotz der damit verbundenen weitgehenden Idealisierung des Problems erhält man mit dieser Annahme einen guten Einblick in den grundsätzlichen Verlauf der Einschwingspannungen.

Zur Beschreibung der Vorgänge im Mehrleitersystem wird im folgenden die Matrizenschreibweise angewandt, die eine besonders übersichtliche Darstellung gestattet. Die Matrizen und Vektoren werden zu ihrer Unterscheidung von anderen Grössen durch fette Buchstaben gekennzeichnet.

3.1 Lösung der Leitungsgleichungen

Die Ermittlung der Einschwingvorgänge wird mit Hilfe der Laplacetransformation durchgeführt. Hierbei seien die transformierten Spannungen und Ströme zur Unterscheidung von den Originalgrössen mit grossen Buchstaben bezeichnet.

Die Lösung der Leitungsgleichungen gestaltet sich bei Anwendung der Ersatzschaltung gemäss Fig. 1 besonders einfach, da die Anfangswerte für die Spannungen und Ströme gleich Null gesetzt werden können. Im Bildbereich ist dann der transformierte Spannungsvektor $\boldsymbol{U}$ durch die Beziehung [3] gegeben (p = Laplace-Operator):

$$\boldsymbol{U} = \boldsymbol{A} \cdot \mathrm{e}^{-p\frac{x}{v}} + \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{e}^{+p\frac{x}{v}} \tag{4}$$

mit der Wellengeschwindigkeit

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

Hieraus ist zu ersehen, dass sich unter der hier zugrunde gelegten Voraussetzung idealer Leiter alle Wellen mit der gleichen Geschwindigkeit ausbreiten. Dies ist ohne weiteres verständlich, da sich die Wellen in diesem Falle nur in dem die Leiter umgebenden Dielektrikum ausbreiten, so dass die Wellengeschwindigkeit ausschliesslich durch dessen Eigenschaften in der Form der Dielektrizitätskonstanten ε_0 und der Permeabilität μ_0 bestimmt wird.

Für den Stromvektor $\boldsymbol{I}$ ergibt sich:

$$\boldsymbol{I} = v\boldsymbol{C}'\left\{\boldsymbol{A} \cdot \mathrm{e}^{-p\frac{x}{v}} - \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{e}^{+p\frac{x}{v}}\right\} \tag{5}$$

In dieser Gleichung stellt $\boldsymbol{C}'$ die Matrix der Kapazitätskoeffizienten der Leitung dar. Diese sind mit den physikalisch anschaulicheren Teilkapazitäten K'_{rr} (Teilkapazität des Leiters r gegen Erde) und K'_{rs} (Teilkapazität zwischen den Leitern r und s) durch die Beziehungen verknüpft:

$$C'_{rr} = \sum_{s=1}^{n} K'_{rs} \tag{6}$$

und

$$C'_{rs} = -K'_{rs} \quad (r \neq s)$$

Die ortsunabhängigen Vektoren $\boldsymbol{A}$ und $\boldsymbol{B}$ sind durch Einsetzen der jeweiligen Randbedingungen der Leitung in die Gl. (4) und (5) zu bestimmen.

3.2 Unbeeinflusste Einschwingspannungen

Die unbeeinflussten Einschwingspannungen werden am Beispiel der Versuchsleitung des AEG-Hochspannungs-Institutes betrachtet, um sie mit Messungen vergleichen zu können, die an dieser Leitung durchgeführt wurden. Das Mastkopfbild der etwa 580 m langen Versuchsleitung ist in Fig. 2 dargestellt. Die hieraus errechneten Werte für die Teilkapazitäten sind:

$$K'_{11} = 4{,}49 \text{ nF/km}; \quad K'_{22} = K'_{33} = 4{,}72 \text{ nF/km}$$
$$K'_{23} = 2{,}05 \text{ nF/km}; \quad K'_{12} = K'_{13} = 2{,}13 \text{ nF/km}$$

3.2.1 Erstlöschender Pol bei dreiphasigem Abstandskurzschluss mit Erdberührung

In Fig. 3a ist schematisch der Kurzschlusskreis mit dem idealen Schalter und in Fig. 3b die daraus abgeleitete Ersatzschaltung zur Ermittlung der unbeeinflussten Einschwingspannung dargestellt. Die Stromquellen des Kurzschlusskreises werden in der Ersatzschaltung durch ihre Innenwiderstände ersetzt.

Die für den Abstandskurzschluss charakteristischen Vorgänge spielen sich in der Zeit von einigen wenigen Leitungslaufzeiten ab. Man kann zur Untersuchung dieser Vorgänge annehmen, dass sich das Potential der speiseseitigen Schalterklemme während dieser Zeit so wenig ändert, dass das speisende Netz durch einen Kurzschluss ersetzt werden kann [6; 17; 19; 20]. Dies führt zu der in Fig. 3c dargestellten Ersatzschaltung, die den folgenden Untersuchungen zugrunde gelegt wird.

Die sich aus Fig. 3c ergebenden Randbedingungen sind am Leitungsanfang ($x = 0$):

$$U_2(0, p) = U_3(0, p) = 0, \quad I_1(0, p) = I_e(p)$$

und am Kurzschlusspunkt ($x = l$):

$$U_1(l, p) = U_2(l, p) = U_3(l, p) = 0.$$

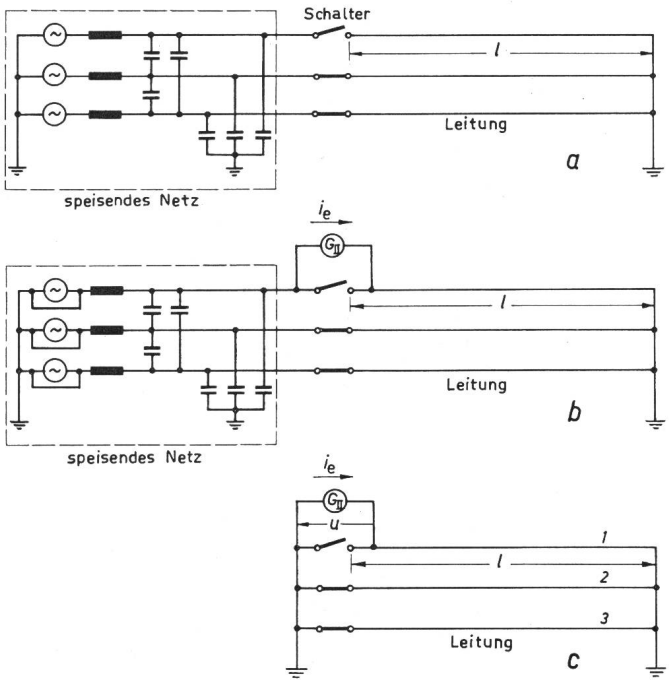


Fig. 3
Dreipoliger Abstandskurzschluss mit Erdberührung
a wirklicher Kurzschlusskreis; *b* Ersatzschaltung zur Ermittlung der unbeeinflussten Einschwingspannung; *c* Ersatzschaltung bei kurzgeschlossener Speiseseite
l Leitungslänge; i_e Einprägestrom

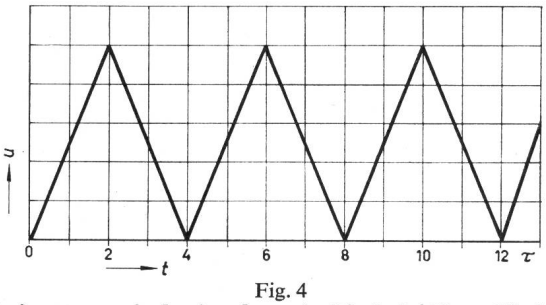


Fig. 4
Einschwingspannung in der Anordnung der Fig. 3c bei Vernachlässigung der Dämpfung
τ Wellenlaufzeit

Durch Einsetzen dieser Randbedingungen in die Gl. (4) und (5) erhält man für die Bildfunktion der Einschwingspannung:

$$U_1(0,p) = \frac{I_e(p)}{v\,C'_{11}} \cdot \frac{1 - e^{-p\,2\tau}}{1 + e^{-p\,2\tau}} \tag{7}$$

mit der Wellenlaufzeit $\tau = l/v$

Zur Rücktransformation in den Zeitbereich wird diese Beziehung durch Reihenentwicklung nach Potenzen von $e^{-2p\tau}$ umgeformt in:

$$U_1(0,p) = \frac{I_e(p)}{v\,C'_{11}} \cdot \sum_{\nu=0}^{\infty} (-1)^\nu [e^{-p\,2\nu\tau} - e^{-p\,2(\nu+1)\tau}] \tag{8}$$

Dieser Ausdruck lässt sich mit Hilfe des Satzes über die Verschiebung der Veränderlichen im Oberbereich zurücktransformieren, der besagt [2], dass der Faktor $e^{-\lambda p}$ im Unterbereich den Nullpunkt der Zeitskala im Oberbereich um den Betrag λ im Sinne positiver t verschiebt:

$$u_1(0,t) = \frac{\hat{I}_k\,\omega}{v\,C'_{11}} \cdot \sum_{\nu=0}^{\infty} \cdot (-1)^\nu \{[t - 2\,\nu\,\tau] \cdot H[t - 2\,\nu\,\tau] - [t - 2(\nu+1)\tau] \cdot H[t - 2(\nu+1)\tau]\} \tag{9}$$

Der durch diese Beziehung beschriebene, dreieckförmige Verlauf der Einschwingspannung ist in Fig. 4 dargestellt.

3.2.2 Erstlöschender Pol bei dreiphasigem Abstandskurzschluss ohne Erdberührung

Wird die Phase, in der die Schaltung stattfindet, mit dem Index 1 bezeichnet, so lauten die Randbedingungen für diesen in Fig. 5a dargestellten Schaltfall:
am Leitungsanfang ($x = 0$):

$$U_2(0,p) = U_3(0,p) = 0, \qquad I_1(0,p) = I_e(p)$$

und am Kurzschlusspunkt ($x = l$):

$$U_1(l,p) = U_2(l,p) = U_3(l,p)$$
$$I_1(l,p) + I_2(l,p) + I_3(l,p) = 0$$

Durch Einsetzen dieser Randbedingungen in die Gl. (4) und (5) erhält man für die Bildfunktion der Einschwingspannung:

$$U_1(0,p) = I_e(p)\,\frac{1}{v\,C'_{11}} \cdot \frac{1 - e^{-p\,4\tau}}{1 + e^{-p\,2\tau}(k_1 + e^{-p\,2\tau})} \tag{10}$$

mit

$$k_1 = 2 - \frac{4\,K'^2_{11}}{(K'_{11} + K'_{22} + K'_{33})(K'_{11} + K'_{12} + K'_{13})} \tag{11}$$

Nach Reihenentwicklung des Nenners lässt sich diese Bildfunktion mit Hilfe des Satzes über die Verschiebung der Veränderlichen im Oberbereich in den Zeitbereich transformieren, und man erhält so für den zeitlichen Verlauf der gesuchten Einschwingspannung:

$$u_1(0,t) = \frac{\hat{I}_k\,\omega}{v\,C'_{11}} \cdot \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{\mu=0}^{\nu} (-1)^\nu \cdot k_1^{\nu-\mu} \binom{\nu}{\mu} \{[t - 2(\nu+\mu)\tau] \cdot H[t - 2(\nu+\mu)\tau] - [t - 2(\nu+\mu+2)\tau] \cdot H[t - 2(\nu+\mu+2)\tau]\} \tag{12}$$

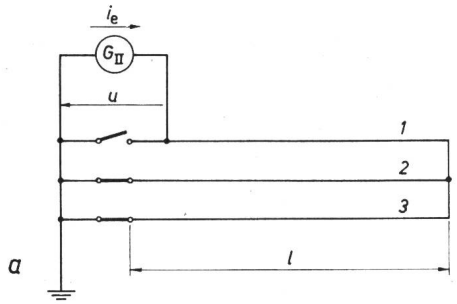
Bei der Versuchsleitung ergibt sich für den Leiter 1 (Fig. 2) der Faktor $k_1 = 1{,}34$. Dieser ist der Darstellung der Einschwingspannung in Fig. 5b zugrunde gelegt. Die Einschwingspannung stimmt bis zu ihrem ersten Scheitelwert im Zeitpunkt $t = 2\,\tau$ mit derjenigen des zuvor betrachteten Schaltfalles überein. Erst nach diesem Zeitpunkt machen sich die unterschiedlichen Verhältnisse am Leitungsende durch die abweichende Grösse der dort reflektierten Wellen in der Einschwingspannung am Schalter bemerkbar.

4. Messungen an einer dreiphasigen Versuchsleitung

Die im vorhergehenden durchgeführten Untersuchungen basieren auf der die Rechnung in hohem Masse vereinfachenden Annahme, dass sowohl die Leiterseile als auch die Erde eine unendlich grosse elektrische Leitfähigkeit besitzen. Zum Vergleich der unter dieser Voraussetzung gewonnenen Ergebnisse mit der Wirklichkeit wurden Messungen an der Versuchsleitung (Fig. 2) durchgeführt.

4.1 Das Messverfahren

Für die Messung der unbeeinflussten Einschwingspannungen wurde der Umstand ausgenutzt, dass diese gemäss der Ersatzschaltung der Fig. 1 nur von den passiven Elementen des Netzes und von dem Verlauf des Einprägestromes abhängen. Die Art und die Verteilung der Stromquellen des Netzes haben nur insofern Einfluss auf die Einschwingvorgänge, als sie die Grösse des stationären Kurzschlußstromes und damit



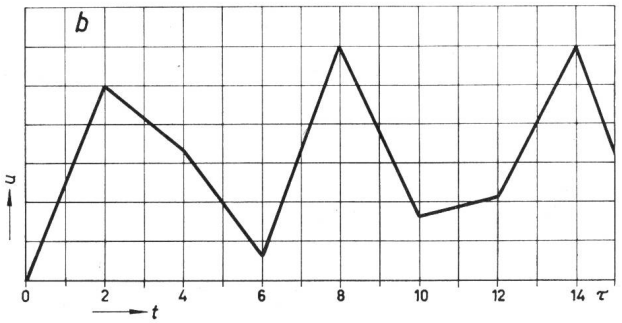


Fig. 5
Dreipoliger Abstandskurzschluss ohne Erdberührung
A Ersatzschaltung; *b* Einschwingspannung an der Versuchsleitung bei Vernachlässigung der Dämpfung
l Leitungslänge; i_e Einprägestrom; τ Wellenlaufzeit

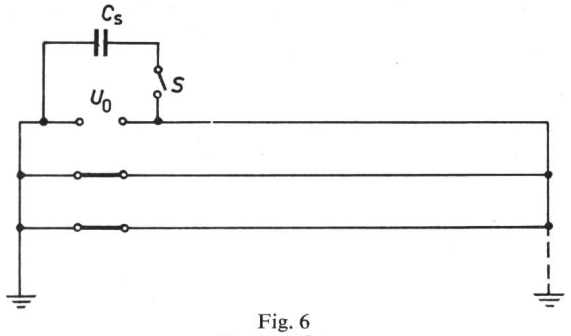


Fig. 6
Messanordnung
C_s Schwingkapazität; U_0 Ladespannung von C_s; S idealer Schalter

auch des Einprägestromes bestimmen. Deshalb braucht das Mehrphasensystem zur Messung der Einschwingspannung nur in seinen passiven Elementen dem untersuchten Betriebszustand entsprechend nachgebildet zu werden. An die aktiven Netzelemente ist lediglich die Forderung zu stellen, dass der von ihnen erzeugte, über den betrachteten Schalter fliessende Kurzschlußstrom den gewünschten Verlauf hat.

Zur Erzeugung des vom idealen Schalter zu unterbrechenden Kurzschlußstromes wird entsprechend Fig. 6 ein aufgeladener Kondensator C_s über den induktiven Kurzschlusskreis entladen. Der damit verbundene sinusförmige Schwingstrom wird in seinem ersten Nulldurchgang vom idealen Schalter unterbrochen, worauf an seinen Klemmen die unbeeinflusste Einschwingspannung erscheint. Störend machen sich bei dieser Art der Messung die Eigenschwingungen der Leitung bemerkbar, zu denen diese bei der Zuschaltung des aufgeladenen Kondensators angeregt wird. Deshalb muss bei der Messung die Frequenz des Umschwingvorganges durch entsprechende Wahl der Kapazität C_s so niedrig gehalten werden, dass die Einschwingvorgänge auf der Leitung vor dem Nullwerden des Schwingstromes abgeklungen sind.

Messungen an der Versuchsleitung ergaben, dass die Eigenschwingungen der Leitung mit einer Halbwertszeit von etwa 50 µs abklingen. Nach der zehnfachen Halbwertszeit von 500 µs ist also der Einschaltvorgang bis auf 1 ‰ abgeklungen und damit praktisch verschwunden. Für den Umschwingvorgang kann deshalb eine Frequenz von 1000 Hz zugelassen werden. Die Abweichung eines Schwingstromes dieser Frequenz vom stationären 50-Hz-Kurzschlußstrom beträgt am Ende des Zeitintervalles von 30 µs, über das sich die Untersuchungen erstrecken, etwa 1 %, und kann im Hinblick auf die beschränkte Messgenauigkeit des Oszillographen in Kauf genommen werden.

4.2 Nachbildung des idealen Schalters

Als Schalter wurden Dioden vom Typ 1N 3604 verwendet, die Schaltzeiten von nur wenigen ns aufweisen und somit im Rahmen der untersuchten Vorgänge als ideale Schalter angesehen werden können. Die hervorragenden Schalteigenschaften dieser Dioden sind jedoch mit dem Nachteil einer geringen Strombelastbarkeit verbunden. So beträgt der zulässige Dauerstrom der verwendeten Dioden nur etwa 100 mA. Nun ist zwar die absolute Grösse des Kurzschlußstromes und der mit ihm verbundenen Einschwingspannung prinzipiell belanglos, da die untersuchten Vorgänge auf den Leitungen linear sind. Bei den Messungen wurde jedoch ein Störspannungspegel auf der Leitung bis zu einigen Volt festgestellt. Deshalb musste ein Scheitelwert der Einschwingspannung von mindestens 50 V angestrebt werden, um den Einfluss der Störspannungen gering zu halten. Die Einschwingspannung kann bei gegebenem Maximalwert des Schwingstromes dadurch weiter gesteigert werden, dass dessen Frequenz erhöht wird. Dies lässt sich in der verwendeten Meßschaltung in einfacher Weise durch Verändern der Kapazität C_s erreichen.

Die Erhöhung der Frequenz des Schwingstromes bringt noch einen weiteren Vorteil mit sich. Da nämlich die maximale Strombelastbarkeit der Dioden durch ihre Erwärmung während der Dauer des Stromflusses bestimmt wird, kann die Strombelastung der Dioden bei höherer Frequenz des Schwingstromes gesteigert werden. Durch diese Massnahme wird eine weitere Erhöhung der Einschwingspannung ermöglicht.

Bei der Frequenz von 1000 Hz ist ein Maximalwert des Schwingstromes von etwa 1 A zulässig. Zur Erzielung noch grösserer Schwingströme wurden mehrere Dioden parallel geschaltet. Der Anzahl der parallel geschalteten Dioden und ihrer Strombelastung sind aber dadurch Grenzen gesetzt, dass die einzelnen Dioden durch Unterschiede in ihren Eigenschaften und ihrer Anordnung nicht gleichmässig belastet werden, so dass die Gefahr besteht, dass einzelne von ihnen geschädigt oder zerstört werden.

4.3 Messergebnisse

In Fig. 7 ist das Oszillogramm der Einschwingspannung im Schaltfall des erstlöschenden Poles bei dreiphasigem Abstandskurzschluss mit Erdberührung wiedergegeben. Sieht man von der Dämpfung der gemessenen Einschwingspannung ab, so folgt diese weitgehend dem in Fig. 4 dargestellten, berechneten Verlauf. Der erste Scheitel der gemessenen Einschwingspannung wird wie bei der Rechnung nach zwei unter Zugrundelegung der Lichtgeschwindigkeit berechneten Wellenlaufzeiten erreicht.

Das Oszillogramm der Fig. 8 zeigt den Verlauf der Einschwingspannung am erstlöschenden Pol bei dreiphasigem Abstandskurzschluss ohne Erdberührung. Die gemessene Einschwingspannung folgt in ihrem grundsätzlichen Verlauf der berechneten Spannungskurve, wie sie in Fig. 5b dargestellt ist. Am zweiten Knickpunkt der Einschwingspannung zeigt sich jedoch bei der Messung abweichend von der Rechnung eine Einsattelung, bevor die Spannung weiter abnimmt. Die Flanken der gemessenen Einschwingspannung sind im weiteren Verlauf mehr und mehr gekrümmt.

Die bei der Messung festgestellte Einsattelung im Verlauf der Einschwingspannung deutet darauf hin, dass sich auf der Leitung im Gegensatz zu dem oben unter der Annahme verlustloser Leiter erhaltenen Ergebnis Wellen mit unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit ausbilden. Diese Erschei-

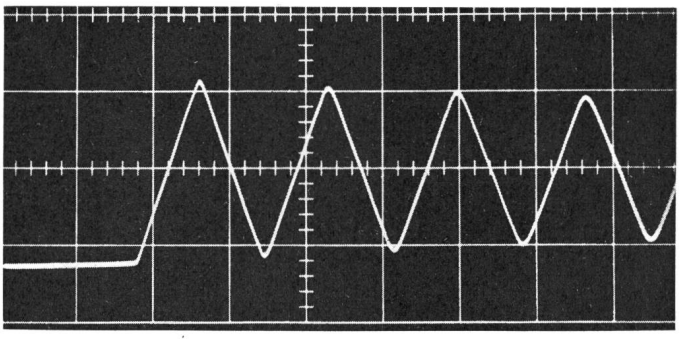


Fig. 7
In der Anordnung der Fig. 3c gemessene Einschwingspannung an der Versuchsleitung (vgl. Fig. 4)
Zeitmaßstab: 5-µs-Raster

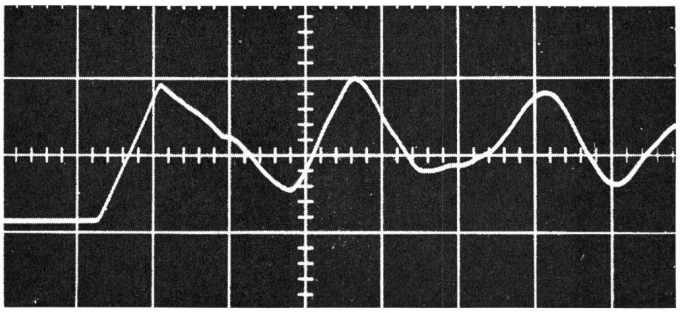


Fig. 8
In der Anordnung der Fig. 5a gemessene Einschwingspannung an der Versuchsleitung (vgl. Fig. 5b)
Zeitmaßstab: 5-µs-Raster

nung lässt sich darauf zurückführen, dass die Ströme bei widerstandsbehafteten Leitern nicht mehr ausschliesslich an deren Oberfläche fliessen, sondern in diese eindringen, so dass zu dem bei verlustlosen Leitern allein vorhandenen magnetischen Feld im Dielektrikum ein magnetisches Feld in den Leitern hinzukommt. Diese Ausdehnung des magnetischen Feldes auf das Leiterinnere bewirkt eine Erhöhung des Induktivitätsbelages, die zu einer Änderung der Wellengeschwindigkeit führt, da der Kapazitätsbelag in dem in Frage kommenden Frequenzbereich durch die Berücksichtigung des Widerstandsbelages der Leiter praktisch keine Änderung erfährt. Im folgenden seien diese Vorgänge rechnerisch erfasst.

5. Einschwingvorgänge auf verlustbehafteten Leitungen

Da die Impedanz- und Admittanzbeläge des verlustbehafteten Mehrleitersystems für eingeschwungene, sinusförmige Vorgänge bekannt sind [1], bietet sich zur Ermittlung der Ausgleichsvorgänge die Fourier-Transformation an. Hierbei wird bekanntlich die auf das System wirkende äussere Kraft in das Spektrum ihrer harmonischen Komponenten zerlegt, und die Lösung für jede einzelne Komponente aufgesucht. Die vollständige Lösung erhält man dann durch Summation der für die einzelnen Komponenten gefundenen Teillösungen. Die grosse Zahl der hierbei auftretenden Rechenoperationen lässt sich mithilfe von elektronischen Digitalrechenmaschinen mit einem vertretbaren Zeitaufwand durchführen.

5.1 Fourieranalyse des Einprägestromes

Da die Einschwingvorgänge nur in einem Zeitintervall interessieren, das wesentlich kürzer als die Periodendauer des Einprägestromes ist, bleibt es ohne Einfluss auf das Ergebnis, wenn der im Zeitpunkt $t = 0$ beginnende, sinusförmige Einprägestrom für die Rechnung nach einer Halbwelle abgebrochen wird. Die so entstehende einmalige Stromhalbwelle kann weiter durch eine periodische Folge von Stromhalbwellen ersetzt werden, die sich durch eine Fouriersche Reihe darstellen lässt. Hierbei muss jedoch die Periodendauer, mit der die Stromhalbwellen aufeinander folgen, so gross gewählt werden, dass die von der vorhergehenden Stromhalbwelle herrührenden Ausgleichsvorgänge auf der Leitung abgeklungen sind, bevor die nächste Stromhalbwelle einsetzt.

Zur Verminderung des Rechenaufwandes ist es zweckmässig, die Folgefrequenz der Einprägestromhalbwellen möglichst hoch zu wählen. Grenzen nach oben sind hierbei für deren Frequenz und Folgefrequenz durch die gleichen Bedingungen gegeben, wie sie schon bei der Messung für die Festlegung der Frequenz der Schwingstromhalbwelle massgebend waren. Beide Forderungen liessen dabei eine Frequenz von 1000 Hz zu.

Der Zusammenhang zwischen den Teilschwingungen des Einprägestromes und der gesuchten Einschwingspannungen ist durch die komplexen Übertragungsfunktionen gegeben, die sich mit Hilfe der Randbedingungen aus den Leitungsgleichungen ermitteln lassen.

5.2 Leitungsgleichungen und ihre Lösung

Das verlustbehaftete Mehrphasensystem wird für eingeschwungene, sinusförmige Vorgänge durch die folgenden Gleichungen beschrieben:

$$-\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{U}}{\mathrm{d}x} = \boldsymbol{Z}'(\omega)\cdot\boldsymbol{I}$$
$$-\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{I}}{\mathrm{d}x} = \boldsymbol{Y}'(\omega)\cdot\boldsymbol{U} \qquad (13)$$

In diesen Gleichungen stellen $\boldsymbol{I}$ und $\boldsymbol{U}$ die transformierten Strom- und Spannungsvektoren dar. $\boldsymbol{Z}'(\omega)$ und $\boldsymbol{Y}'(\omega)$ sind die quadratischen Matrizen der Impedanz- und Admittanzbeläge der Leitung.

Die Berechnung der Impedanzbeläge des verlustbehafteten Mehrphasensystems ist von *Carson* [1] durchgeführt worden. Er zeigt, dass man sich diese aus 3 Anteilen zusammengesetzt denken kann. Es sind dies einmal die Reaktanzbeläge des verlustlosen Mehrphasensystems; hinzu kommen Korrekturglieder, die die Vorgänge in den Leiterseilen und im Erdreich beschreiben.

Die Matrix der Admittanzbeläge $\boldsymbol{Y}'(\omega)$ des verlustbehafteten Mehrphasensystems unterscheidet sich im Rahmen dieser Untersuchungen nicht von der des verlustlosen Mehrphasensystems, da Koronaerscheinungen keine Rolle spielen.

Durch Elimination des Stromvektors $\boldsymbol{I}$ aus den Gl. (13) gelangt man für den Spannungsvektor $\boldsymbol{U}$ zu der Gleichung:

$$\frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{U}}{\mathrm{d}x^2} = \boldsymbol{Z}'\,\boldsymbol{Y}'\,\boldsymbol{U} \qquad (14)$$

Ihre Lösung ist [4]:

$$\boldsymbol{U} = \sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{e}_i\,(\mathrm{e}^{-\gamma_i x}\,A_i + \mathrm{e}^{+\gamma_i x}\,B_i) \qquad (15)$$

In dieser Gleichung stellen die Vektoren $\boldsymbol{e}_i$ die Eigenvektoren der Matrix $\boldsymbol{Z}'\cdot\boldsymbol{Y}'$ dar, während die Ausbreitungskonstanten γ_i als die Quadratwurzeln aus den diesen Eigenvektoren zugehörigen Eigenwerten der Matrix $\boldsymbol{Z}'\cdot\boldsymbol{Y}'$ gegeben sind.

Auf dem verlustbehafteten n-Leitersystem setzt sich demnach der Spannungsvektor $\boldsymbol{U}$ aus Vektoren zusammen, die den Eigenvektoren der Matrix $\boldsymbol{Z}'\cdot\boldsymbol{Y}'$ proportional sind, und deren Fortpflanzung auf der Leitung durch die zugehörigen Eigenwerte dieser Matrix bestimmt wird. Der Realteil der Ausbreitungskonstanten γ_i, der Dämpfungsbelag α_i, ist ein Mass für die Dämpfung der Wellen, während ihr Imaginärteil, der Phasenbelag β_i, aufgrund der Beziehung $v_i = \omega/\beta_i$ die Geschwindigkeit v_i der Wellen festlegt.

Durch Einsetzen von Gl. (15) in Gl. (13) ergibt sich für den Stromvektor:

$$\boldsymbol{I} = \sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{Y}'\cdot\boldsymbol{e}_i\cdot\frac{1}{\gamma_i}\cdot(\mathrm{e}^{-\gamma_i x}\,A_i - \mathrm{e}^{+\gamma_i x}\,B_i) \qquad (16)$$

Die Konstanten A_i und B_i, durch die die Aufteilung der Ströme und Spannungen der Leitung auf die sich mit unter-

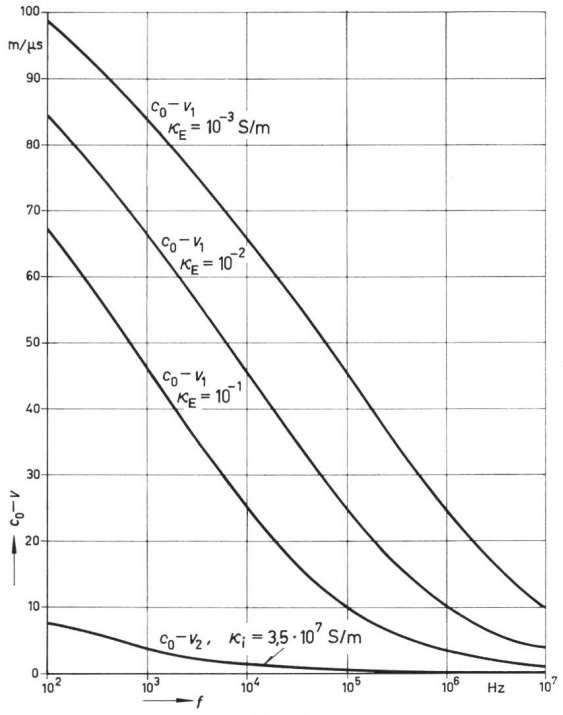


Fig. 9

Frequenzabhängigkeit der Wellengeschwindigkeiten auf der Versuchsleitung (vgl. Fig. 2)

c_0 Lichtgeschwindigkeit; v_1, v_2 Geschwindigkeiten der Wellen; 1 und 2; K_E Leitfähigkeit des Erdreiches; K_i Leitfähigkeit der Leiterseile

schiedlicher Geschwindigkeit und Dämpfung ausbreitenden Wellentypen gegeben ist, lassen sich mit Hilfe der Randbedingungen aus den Gl. (15) und (16) ermitteln.

Während sich im allgemeinen Fall so viele Wellentypen auf der Leitung ausbilden, wie Leiter vorhanden sind, treten auf der vollkommen symmetrischen Leitung nur zwei Wellentypen auf. Die Eigenvektoren der Matrix $\boldsymbol{Z}' \cdot \boldsymbol{Y}'$ sind bei einer solchen Leitung unabhängig von der Frequenz und von der Geometrie der Leitung. Charakteristisch für die beiden Wellentypen ist, dass sich die Ströme des Wellentyps 1 über die Erde und die des Wellentyps 2 innerhalb der Leiterseile schliessen. Dies äussert sich beim Wellentyp 1 in einer grösseren Dämpfung und einer geringeren Wellengeschwindigkeit und in der starken Abhängigkeit dieser Grössen von der Erdleitfähigkeit (Fig. 9).

5.3 Digitale Berechnung von Einschwingvorgängen

Die in Fig. 2 dargestellte Versuchsleitung stellt eine gute Annäherung an eine symmetrische Dreiphasenleitung dar. Deshalb werden die Berechnungen zunächst wegen des damit verbundenen geringeren Rechenaufwandes unter der Annahme

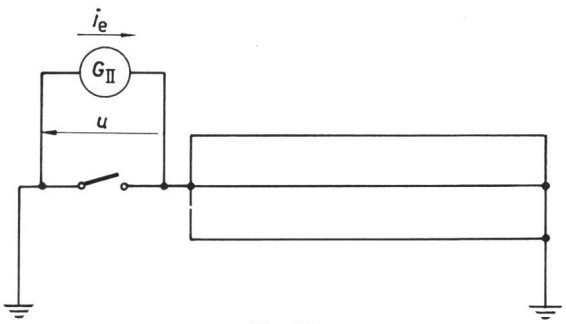


Fig. 10

Einphasiger Abstandskurzschlusskreis mit den parallelgeschalteten Leiterseilen als Hinleiter und der Erde als Rückleiter

i_e Einprägestrom

vollkommener Symmetrie durchgeführt, indem mit Mittelwerten für die gegenseitigen und die Eigenimpedanz- und -admittanzbeläge gerechnet wird.

Zur Berechnung der Einschwingspannungen müssen deren Fourierkomponenten gebildet und summiert werden. Der hierzu erforderliche Rechenaufwand lässt sich beträchtlich vermindern, wenn die zur Ermittlung der Übertragungsfunktion benötigten Wellenparameter nicht für jede Komponentenfrequenz direkt berechnet, sondern aus einer wesentlich geringeren Anzahl von berechneten Werten durch Interpolation gewonnen werden. Eine direkte Interpolation der Übertragungsfunktion selbst aus einer wesentlich geringeren Anzahl von berechneten Werten erweist sich als nicht möglich. Wenn nämlich die Komponentenfrequenz einmal so hoch ist, dass die Leitungslänge einer Viertelwellenlänge entspricht, so ver-

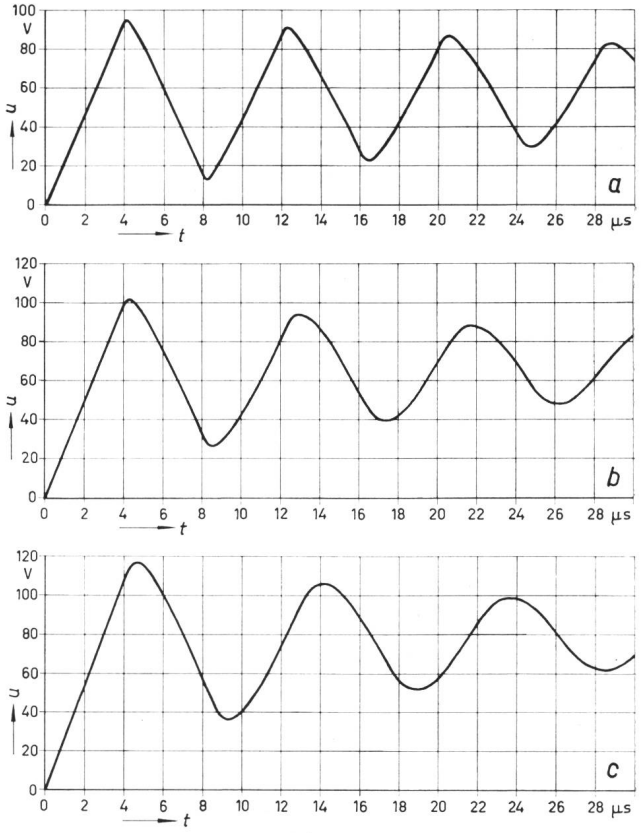


Fig. 11

Für die Versuchsleitung berechnete Einschwingspannungen in der Anordnung gemäss Fig. 10

a $K_E = 10^{-1}$ S/m; *b* $K_E = 10^{-2}$ S/m; *c* $K_E = 10^{-3}$ S/m

K_E Erdleitfähigkeit

hält sich die Leitung in Intervallen dieser Frequenz abwechselnd wie ein kapazitiver bzw. induktiver Stromkreis mit dazwischenliegenden Resonanzstellen. Es treten dann also in verhältnismässig kleinen Frequenzintervallen grosse Schwankungen des Betrages der Übertragungsfunktion auf, während ihre Phase zwischen den Werten von etwa $+\pi/2$ und $-\pi/2$ pendelt.

Bis zu welcher höchsten Komponentenfrequenz die Summation zur Erzielung einer gewünschten Genauigkeit durchzuführen ist, lässt sich anhand von Zwischensummen der Fourierkomponenten der Spannung erkennen. Es zeigt sich, dass die Summation in der Regel bei einer Frequenz von 2 MHz abgebrochen werden kann, wenn man es zulässt, dass sich die Ergebnisse von der 4. Dezimale an unterscheiden.

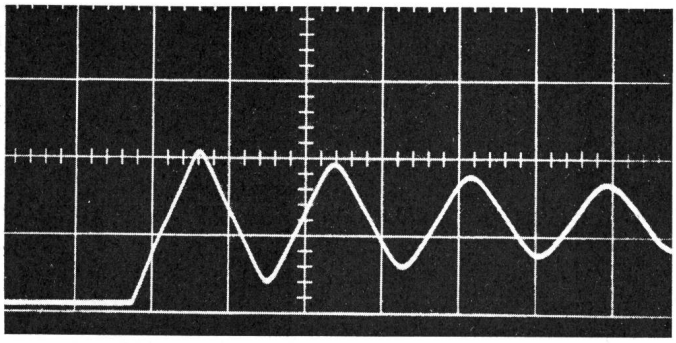


Fig. 12
An der Versuchsleitung gemessene Einschwingspannung in der Anordnung gemäss Fig. 10
Zeitmaßstab: 5-µs-Raster

Der Einfluss der Grundfrequenz f_F des eingeprägten Stromes auf das Ergebnis wurde untersucht, indem Einschwingspannungswerte für verschiedene Zeitpunkte mit den Grundfrequenzen 300 Hz, 500 Hz, 700 Hz und 1000 Hz berechnet wurden. Unter Zugrundelegung gleicher Steilheit des Einprägestromes im Nulldurchgang ergaben sich Abweichungen von nur einigen Promille des Scheitelwertes, so dass die Wahl einer Grundfrequenz von 1000 Hz, wie sie aufgrund der Messungen an der Versuchsleitung ins Auge gefasst wurde, gerechtfertigt erscheint.

Die Einschwingspannungen wurden zunächst für den Fall berechnet, dass die 3 Leiterseile der Versuchsleitung parallel geschaltet und am Ende geerdet sind (Fig. 10). In dieser Anordnung tritt nur der Wellentyp 1 auf und kann so für sich studiert werden. Die Erdleitfähigkeit wurde variiert und zu 10^{-1} S/m, 10^{-2} S/m und 10^{-3} S/m angenommen. Die in Fig. 11 dargestellten Ergebnisse lassen erkennen, dass mit einer geringeren

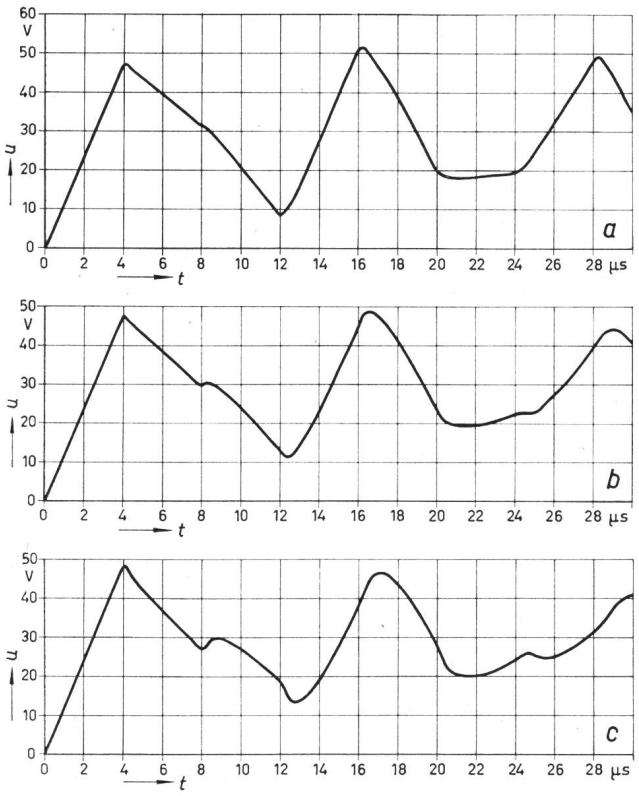


Fig. 13
Für die Versuchsleitung berechnete Einschwingspannungen in der Anordnung gemäss Fig. 5a (vgl. Fig. 5b und 8)
a $K_E = 10^{-1}$ S/m; *b* $K_E = 10^{-2}$ S/m; *c* $K_E = 10^{-3}$ S/m
K_E Erdleitfähigkeit

Erdleitfähigkeit eine grössere Steilheit der Einschwingspannung bei ihrem Anstieg zum 1. Scheitel verbunden ist. Gleichzeitig nimmt die Zeit bis zum Erreichen des 1. Maximums zu. Dieses Verhalten der Einschwingspannung beruht darauf, dass der Einprägestrom mit abnehmender Erdleitfähigkeit tiefer in das Erdreich eindringt, was zu grösseren Induktivitätsbelägen und geringeren Wellengeschwindigkeiten führt. Wie zu erwarten, ist die Dämpfung der Spannungsschwingung nach dem 1. Scheitelwert umso geringer, je grösser die Erdleitfähigkeit ist.

Das Oszillogramm der in dieser Anordnung an der Versuchsleitung gemessenen Einschwingspannung ist in Fig. 12 wiedergegeben. Aus ihrer Anstiegszeit zum ersten Scheitel lässt sich die Differenz der Wellengeschwindigkeit v_1 und der Lichtgeschwindigkeit c_0 zu $c_0 - v_1 \approx 20$ m/µs ermitteln. Dieser Wert tritt auch bei der für eine Erdleitfähigkeit von 10^{-2} S/m rechnerisch ermittelten Einschwingspannung auf. Bemerkenswert ist, dass der Mittelwert der Einschwingspannungskurve

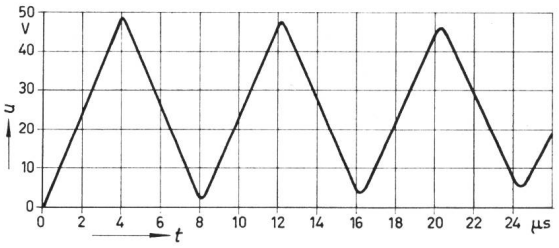


Fig. 14
Für die Versuchsleitung berechnete Einschwingspannung in der Anordnung gemäss Fig. 3c (vgl. Fig. 7)
Erdleitfähigkeit $K_E = 10^{-2}$ S/m

von Halbwelle zu Halbwelle ansteigt. Diese Erscheinung kann darauf zurückgeführt werden, dass sich das Amplitudenspektrum des Einprägestromes mit wachsenden Zeitwerten zu niedrigeren Frequenzen hin verschiebt. Der Einprägestrom dringt deshalb mehr und mehr in das Erdreich ein, so dass der wirksame Induktivitätsbelag der Leitungsanordnung und damit die Einschwingspannung anwächst. Dieses Verhalten lässt sich auch bei den berechneten Spannungskurven der Fig. 11 beobachten.

In Fig. 13 ist der berechnete Verlauf der Einschwingspannungen an der Versuchsleitung im Schaltfall des erstlöschenden Poles bei dreiphasigem Abstandskurzschluss ohne Erdberührung für die Erdleitfähigkeiten von 10^{-1} S/m, 10^{-2} S/m und 10^{-3} S/m dargestellt. Von diesen kommt die für eine Erdleitfähigkeit von 10^{-1} S/m berechnete Einschwingspannung der Fig. 13a in ihrem Verlauf der in Fig. 5b dargestellten und unter der Annahme idealer Erdleitfähigkeit berechneten Kurvenform erwartungsgemäss am nächsten. Die im Oszillogramm der Fig. 8 beobachtete Einsattelung am 2. Knickpunkt der Einschwingspannung ist hier nur leicht angedeutet. Bei der Erdleitfähigkeit von 10^{-2} S/m, wie sie bei der Messung an der Versuchsleitung annähernd vorhanden war, tritt diese Einsattelung aber in einem Umfang in Erscheinung, wie sie auch im Oszillogramm festgestellt wurde. Auch im weiteren Verlauf stimmt die so berechnete Einschwingspannung mit der Messung gut überein. Bei der Erdleitfähigkeit von 10^{-3} S/m überschreitet die Einsattelung und die Dämpfung nach dem Erreichen des ersten Scheitelwertes das im Oszillogramm beobachtete Mass.

Der erste Scheitelwert der Einschwingspannung ist in diesem Schaltfall dann erreicht, wenn die am Kurzschlusspunkt nega-

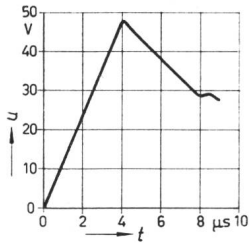


Fig. 15
Für die Anordnung der Fig. 5a berechnete Einschwingspannung an der Phase 1 der Versuchsleitung bei Berücksichtigung der Unsymmetrie
Erdleitfähigkeit $K_E = 10^{-2}$ S/m

tiv reflektierten Wellen vom Typ 2 am Leitungsanfang ankommen. Die Geschwindigkeit dieser Wellen ist von der Erdleitfähigkeit praktisch unabhängig und unterscheidet sich nur wenig von der Lichtgeschwindigkeit c_0, wie aus Fig. 9 zu entnehmen ist. Deshalb ist die Zeit bis zum Erreichen des ersten Scheitels praktisch unabhängig von der Erdleitfähigkeit.

Die Einsattelung am 2. Knickpunkt der Einschwingspannung ist darauf zurückzuführen, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_1 der Welle 1 geringer ist als die der Welle 2 Da die Geschwindigkeit v_1, wie aus Fig. 9 hervorgeht, mit der Erdleitfähigkeit abnimmt, während die Geschwindigkeit v_2 von dieser praktisch unabhängig ist, wird die Einsattelung mit abnehmender Erdleitfähigkeit immer ausgeprägter.

Die am erstlöschenden Pol bei dreiphasigem Abstandskurzschluss mit Erdberührung auftretende Einschwingspannung wurde für eine Erdleitfähigkeit von 10^{-2} S/m berechnet (Fig. 14). Sie stimmt in ihrem Verlauf mit der in Fig. 7 wiedergegebenen, an der Versuchsleitung gemessenen Spannung gut überein. Bis zum ersten Scheitelwert unterscheidet sie sich nicht von der Einschwingspannung am erstlöschenden Pol bei dreiphasigem Abstandskurzschluss *ohne* Erdberührung. Danach erst machen sich die am Leitungsende bestehenden Unterschiede, die in der Übertragungsfunktion zum Ausdruck kommen, bemerkbar. Da die Einschwingspannung bei diesem Schaltfall im wesentlichen von dem Wellentyp 2 geprägt wird, ist ihre Dämpfung entsprechend gering.

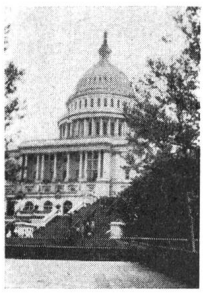
Die bei Berücksichtigung der Unsymmetrie für die Versuchsleitung erhaltenen Eigenwerte der Matrix $\boldsymbol{Z}' \cdot \boldsymbol{Y}'$ zeigen, dass diese Leitung in ihren Eigenschaften einer vollkommen symmetrischen Leitung recht nahe kommt. Es treten nämlich wie dort praktisch nur zwei unterschiedliche Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungsbeläge auf, die mit den zuvor unter der Annahme vollkommener Symmetrie für diese Grössen berechneten Werten weitgehend übereinstimmen. Diese Übereinstimmung erklärt die Beobachtung, dass die für Symmetrie berechneten Einschwingspannungen den gemessenen weitgehend entsprechen.

Die Einschwingspannung am erstlöschenden Pol bei dreiphasigem Abstandskurzschluss ohne Erdberührung wurde unter Berücksichtigung der Unsymmetrie und unter der Annahme einer Erdleitfähigkeit von 10^{-2} S/m berechnet und ist in Fig. 15 dargestellt. Sie unterscheidet sich nur unwesentlich von der in Fig. 13b wiedergegebenen Einschwingspannung für den gleichen Schaltfall und die gleiche Erdleitfähigkeit, deren Berechnung vollkommene Symmetrie der Leitung zugrunde gelegt wurde.

Literatur

[1] *J. R. Carson:* Wave Propagation in Overhead Wires with Ground Return. Bell Syst. techn. J. 5(1926), S. 539...554.
[2] *K. W. Wagner:* Operatorenrechnung und Laplacesche Transformation nebst Anwendungen in Physik und Technik. Leipzig, Barth, 2. Auflage 1950.
[3] *L. V. Bewley:* Traveling Waves on Transmission Systems. New York, Wiley, second edition 1951.
[4] *R. Zurmühl:* Matrizen. Eine Darstellung für Ingenieure. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer, 1958.
[5] *W. F. Skeats, C. H. Titus* and *W. R. Wilson:* Severe Rates of Rise of Recovery Voltage Associated with Transmission Line Short Circuits. Trans. AIEE Power Apparatus and Systems 76(1958), S. 1256...1264.
[6] *M. Pouard:* Nouvelles notions sur les vitesses de rétablissement de la tension aux bornes des disjoncteurs à haute tension. Bull. Soc. Franç. Electr. 95(1958), S. 748...763.
[7] *A. Hochrainer:* Der Abstandskurzschluss. ETZ-A 80(1959), S. 65...70.
[8] *M. L. Orgeret* et *J. Renaud:* Le disjoncteur pneumatique à haute tension et les vitesses de rétablissement de tension élévées: le défaut kilométrique. Bull. Soc. Franç. Electr. 96(1959), S. 724...744.
[9] *P. Baltensperger* und *E. Ruoss:* Der Abstandskurzschluss in Hochspannungsnetzen. Brown Boveri Mitt. 47(1960), S. 329...339.
[10] *W. Rieder* et *J. Passaquin:* Sur la décroissance du courant vers zéro et le courant résiduel dans les disjoncteurs. Rapport CIGRE No. 105, (1960).
[11] *W. Rieder* und *H. D. Kuhn:* Bedeutung und Schwierigkeiten der sogenannten «Nachstrom»-Messungen. Schweiz. Techn. Ztg. 58(1961), S. 609...619.
[12] *A. Eidinger* et *W. Rieder:* Problèmes de défaut kilomètrique. Rapport-CIGRE N° 103, (1962).
[13] *A. Hochrainer:* Einschwingspannung und Schalterbeanspruchung. ETZ-A 83(1962), S. 916...918.
[14] *P. Baltensperger:* Neuere Erkenntnisse auf dem Gebiet der Schaltvorgänge und der Schalterprüfung. Brown Boveri Mitt. 49(1962), S. 381...397.
[15] *W. Rieder* et *A. Eidinger:* Signification de la sévérité d'un circuit, avec référence particulière au défaut kilomètrique et à l'essai synthétique des disjoncteurs. Rapport CIGRE N° 103, (1964).
[16] *A. Hochrainer:* Zur Äquivalenz der Prüfschaltungen für Hochspannungsleistungsschalter. ETZ-A 85(1964), S. 180...184.
[17] *G. Kummerow:* Die Spannungsbeanspruchung von Hochspannungs-Hochleistungsschaltern beim Ausschalten von Abstandskurzschlüssen. Siemens Z. 38(1964), S. 350...356.
[18] *E. Bolton* et al.: Etudes britanniques sur les phénomènes du défaut kilométrique. Rapport CIGRE N° 109, (1964).
[19] *W. Schultz:* Dämpfung von Wanderwellen beim Abschalten von Abstandskurzschlüssen und langen unbelasteten Leitungen. Siemens Z. 38(1964), S. 356...359.
[20] *A. Eidinger* und *J. Jussila:* Die transienten Einschwingvorgänge bei dreiphasigen Abstandskurzschlüssen. Brown Boveri Mitt. 51(1964), S. 303...319.

Adresse des Autors:
Dr.-Ing. *Herbert Karrenbauer,* Allgemeine Elektricitäts-Gesellschaft, Hochspannungsinstitut, Lilienthalstrasse 150, D-35 Kassel-Bettenhausen.



Stand und Entwicklung der Beleuchtungstechnik

Bericht über die 16. Hauptversammlung der Internationalen Beleuchtungs-Kommission (CIE) in Washington, Juni 1967

628.93

Die Schweizerische Beleuchtungs-Kommission veranstaltete eine Tagung in Zürich, an der sie in mehreren Kurzvorträgen den an Beleuchtungsfragen interessierten Teilnehmern Bericht über die Arbeit und die Ergebnisse der Hauptversammlung der Internationalen Beleuchtungs-Kommission erstattete, welche im Juni 1967 in Washington stattfand. Nachstehend wird die Tätigkeit der Arbeitskomitees gewürdigt, welche für die verschiedenen Gebiete der Lichttechnik eingesetzt sind, und ein Überblick über die Beleuchtungsexkursionen in den USA gegeben, die im Zusammenhang mit dem internationalen Kongress durchgeführt wurden.

La Commission Suisse de l'Eclairage a organisé une séance à Zurich, au cours de laquelle elle orienta les participants intéressés aux questions d'éclairage par plusieurs exposés concis au sujet des travaux et des résultats de la session principale de la Commission Internationale de l'Eclairage, qui eut lieu à Washington en juin 1967. Les lignes qui vont suivre sont vouées à l'activité des Comités de travail institués dans les divers domaines de l'éclairage, et fournissent en outre un aperçu général des excursions d'éclairage dans les USA, organisées en relation avec ce congrès international.