

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 53 (1962)

Heft: 9

Artikel: Besondere Probleme bei der Nachrichtenübertragung über Hohlkabel mit Millimeterwellen

Autor: Piefke, G.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916931>

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: 18.02.2026

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

fahrung verfügt, vertritt die Auffassung, dass viele Fälle, bei denen Isolationsfehler und schleichende Schlässe Brände zur Folge haben, auf frühere indirekte Blitzschläge und Überspannungen zurückzuführen seien.

Er schreibt in einem Brief:

«Unseren Erfahrungen nach besteht nämlich kein Zweifel, dass die primäre Ursache von Bränden, die schleichenden Schlässen zugeschrieben werden, vielfach in solchen Überspannungen liegt. Der Stromüberschlag bewirkt in diesen Fällen keinen sofort in Erscheinung tretenden Defekt; an Stellen, wo die Isolation dadurch aber — wenn auch geringfügig — beschädigt worden ist, kann der Betriebstrom unter Feuchtigkeitseinflüssen mit der Zeit entweichen und sich auf Kriechwege begeben. Bis daraus ein zündender Schluss entsteht, können Wochen, ja Monate vergehen. Wir erleben es immer wieder, dass sich Brandausbrüche an der elektrischen Einrichtung just in Gebäuden ereignen, in denen vor kurzer oder längerer Zeit bei Gewittern Sicherungen oder Glühlampen defekt wurden...»

Da es aber nicht möglich ist, diese Angaben zahlenmäßig zu bewerten, sei von einer Korrektur abgesehen. Zusammenfassend darf man also sagen, dass die Schadenshöhe es durchaus rechtfertigt, etwas zu unternehmen, dass aber anderseits der Aufwand sich in bescheidenen Grenzen halten muss. Das aber hat man sich bei der Aufstellung der Regeln zur Pflicht gemacht, was schon allein aus dem Umstand erklärt werden kann, dass Schweden und Frankreich für Niederspannungsinstallationen eine Stosshaltespansnung von 8 kV fordern, während bei uns nur 5 kV verlangt werden.

Die in jahrelangen Verhandlungen zustande gekommenen Regeln stellen eine gute Lösung des ziemlich verwickelten Problems dar und bedeuten eine namhafte Verbesserung der Sicherheit.

Adresse des Autors:

H. Wüger, Direktor der Elektrizitätswerke des Kantons Zürich, Postfach Zürich 22.

Besondere Probleme bei der Nachrichtenübertragung über Hohlkabel mit Millimeterwellen

Von G. Piefke, München

621.372.8.09

Die Nachrichtenübertragung mit Millimeterwellen wird im runden Hohlleiter mit der H_{01} -Welle durchgeführt, da man bei dieser Welle den Vorteil der mit der Frequenz abnehmenden Dämpfung ausnutzen kann. Bei Abweichung des Kabels vom mathematisch geraden, runden Hohlleiter werden von der H_{01} -Welle unerwünschte Wellentypen angeregt, die vor allem durch Rückumwandlung eine Verzerrung des Signals verursachen können. Es wird physikalisch erläutert, dass in besonderen Arten von Hohlleitern (Ringgliederleitung, Wendelleitung) die H_{01} -Welle nur unwesentlich, die unerwünschten Wellentypen dagegen sehr stark gedämpft werden und somit eine Rückumwandlung von diesen in die H_{01} -Welle und damit eine Verzerrung des Signals nicht möglich ist. Eine mathematische Methode zur Berechnung der Ringglieder- und der Wendelleitung wird angegeben. Als Beispiel wird die Dimensionierung einer Wendelleitung für eine möglichst grosse Dämpfung der H_{12} -Welle betrachtet. Die Vorteile eines dielektrisch belasteten Hohlleiters in Verbindung mit Wellenfiltern aus Wendelleitungen werden aufgezeigt.

La transmission par ondes millimétriques a lieu au moyen de conducteurs creux en utilisant l'onde H_{01} (TE_{01}), celle-ci permettant de bénéficier de l'avantage de la diminution de l'amortissement avec l'accroissement de la fréquence. Lorsque la forme du câble s'écarte de celle du conducteur creux à section circulaire mathématiquement rectiligne des types d'ondes parasites sont excités par l'onde H_{01} qui, en premier lieu, peuvent par un phénomène de reconversion, provoquer une distorsion du signal. On démontre par la physique que pour certains types de conducteurs creux (ligne à éléments annulaires, ligne hélicoïdale) l'onde H_{01} n'est amortie que de manière insignifiante, tandis que les types d'ondes parasites le sont très fortement et qu'ainsi une reconversion de celles-ci dans l'onde H_{01} et donc une distorsion du signal ne sont pas possibles. Une méthode mathématique pour le calcul des lignes à éléments annulaires et hélicoïdales est indiquée. Le calcul des dimensions d'une ligne hélicoïdale ayant un amortissement aussi fort que possible pour l'onde H_{12} (TE_{12}) est examiné à titre d'exemple. On fait ressortir les avantages d'un conducteur creux chargé dielectriquement employé en liaison avec des filtres de mode constitués par des tronçons de lignes hélicoïdales.

1. Einleitung

Für die Nachrichtenübertragung über weite Entfernung benutzt man heute Koaxialkabel und Breitband-Richtfunksysteme. Bei Koaxialkabeln geht das Übertragungsband von 300 kHz bis 12 MHz. Über ein Kabel mit 8 Koaxialtuben kann man daher 10 800 Gespräche übertragen. Der Verstärkerabstand beträgt hiebei 4,5 km. Über ein Breitband-Richtfunksystem, das im cm-Wellen-Gebiet arbeitet, kann man mit 6 radiofrequenten Kanalpaaren heute ebenfalls 10 800 Gespräche übertragen. Der Verstärkerabstand beträgt hiebei etwa 50 km. Da beim Koaxialkabel bei hohen Frequenzen die Dämpfung mit der Wurzel aus der Frequenz steigt, ist es nur durch Verringerung der Verstärkerabstände möglich, mehr Sprechkreise unterzubringen. Ebenso kann man auch in der Richtfunktechnik nicht zu beliebig hohen Frequenzen übergehen, da oberhalb von etwa 15 GHz die Absorption durch die Atmosphäre zu gross wird.

Die sogenannte H_{01} -Welle im runden Hohlleiter hat nun die günstige Eigenschaft, dass einerseits die Dämpfung mit wachsender Frequenz abnimmt und anderseits die Absorption in der freien Atmosphäre wegfällt.

Daher wird der Übertragung mit der H_{01} -Welle eine grosse technische Bedeutung zukommen [1]¹⁾.

2. Prinzipielle Übertragungseigenschaften der Hohlleiter, insbesondere des runden Hohlleiters bei der H_{01} -Welle

In [2] werden nun die prinzipiellen Übertragungseigenschaften von Hohlleitern erläutert. In diesen gibt es unendlich viele E - und H -Wellen, die mit E_{mn} - und H_{mn} -Wellen bezeichnet werden. Die E -Wellen haben in Ausbreitungsrichtung eine elektrische Feldstärke, aber keine magnetische. Bei den H -Wellen ist es umgekehrt. Bei den runden Hohlleitern bezieht sich der Index $m = 0, 1, 2, \dots$ auf die zirkulare Abhängigkeit, der Index $n = 1, 2, 3, \dots$ auf die radiale Abhängigkeit des Feldes. Bei Rotationssymmetrie ist $m = 0$. Alle Wellen haben eine sog. «Grenzfrequenz», die von den Abmessungen des Hohlleiters und vom Wellentyp abhängt. Unterhalb der Grenzfrequenz gehen die Wellen in statisch gedämpfte Felder über und transportieren keine Energie. Oberhalb der Grenzfrequenz sind die Wellen als solche existenzfähig und transportieren

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

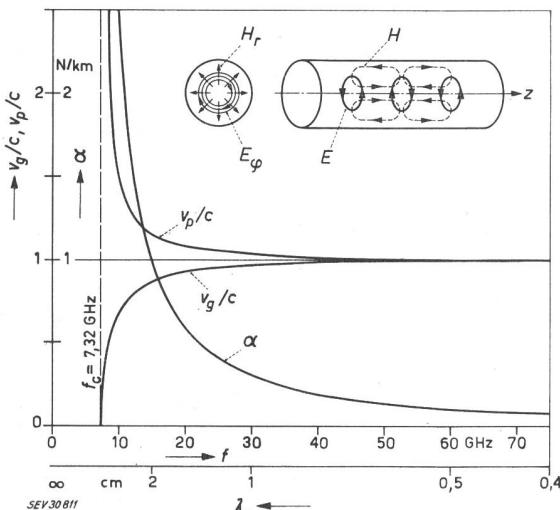


Fig. 1

Feldbild der H_{01} -Welle. Relative Phasengeschwindigkeit v_p/c , relative Gruppengeschwindigkeit v_g/c und Dämpfungskonstante α der H_{01} -Welle in einem Kupferhohlleiter ($\kappa = 57 \cdot 10^4$ S/cm) mit einem Innendurchmesser von 5 cm in Abhängigkeit von der Frequenz f bzw. von der Wellenlänge λ_0
 c Lichtgeschwindigkeit; H_r radiale magnetische Feldstärke; E_ϕ zirkulare elektrische Feldstärke; H magnetische Feldstärke; E elektrische Feldstärke

Energie. Bei allen Wellen ist die Dämpfung nahe der Grenzfrequenz sehr gross. Mit wachsender Frequenz nimmt dann die Dämpfung ab und durchläuft ausser bei den H_{0n} -Wellen im runden Hohlleiter ein Minimum, um dann bei hohen Frequenzen mit \sqrt{f} (f Frequenz) wieder zuzunehmen wie beim Koaxialkabel. Bei den H_{0n} -Wellen im runden Hohlleiter dagegen nimmt die Dämpfung mit wachsender Frequenz dauernd ab. Bei Frequenzen, die weit oberhalb der Grenzfrequenz liegen, ist diese Abnahme $\text{prop } f^{-3/2}$. Vom Standpunkt der Dämpfung aus muss sich demnach die H_{01} -Welle im runden Hohlleiter besonders gut zur Nachrichtenübertragung mit hohen Frequenzen (mm-Wellen) eignen.

Als Beispiel zeigt Fig. 1 die relative Phasengeschwindigkeit, relative Gruppengeschwindigkeit und die Dämpfungskonstante der H_{01} -Welle in einem runden Hohlleiter aus Kupfer in Abhängigkeit von der Frequenz. Der Innenradius des Hohlleiters ist hierbei $a = 2,5$ cm. Bei 50 GHz beträgt die Dämpfung nur noch 0,134 N/km; die Geschwindigkeit der Welle ist praktisch die des Lichtes und ändert sich nur wenig mit der Frequenz, so dass die Phasenverzerrung gering ist. Über ein solches Hohlkabel kann man mit der H_{01} -Welle 100 000 Gespräche übertragen. Das sind zehnmal soviel wie über ein Kabel mit 8 Koaxialtuben oder über ein Breitband-Richtfunksystem mit 6 radiofrequenten Kanalpaaren. Man rechnet damit, dass der Verstärkerabstand beim Hohlkabel etwa 30 km betragen wird.

3. Einige Probleme bei der Nachrichtenübertragung mit der H_{01} -Welle

Das Auftreten von unerwünschten Wellentypen

Fig. 1 zeigt, dass vom Standpunkt der Phasenverzerrung und der Dämpfung eine möglichst grosse Übertragungsfrequenz wünschenswert ist. Nun sind jedoch schon unterhalb der Grenzfrequenz der H_{01} -Welle drei andere Wellentypen existenzfähig, nämlich die H_{11} -, H_{21} - und E_{01} -Welle. Bei dem in Fig. 1 gezeigten Bei-

spiel sind dann bei $f = 50$ GHz schon 180 Wellentypen existenzfähig.

Wenn der Hohlleiter von der mathematisch geraden, runden Form abweicht, werden durch die H_{01} -Welle sofort andere Wellentypen angeregt. Diese unerwünschten Wellentypen sind nicht alle im Hohlleiter existenzfähig. Die Existenzfähigkeit hängt von dem Verhältnis Hohlleiterdurchmesser zu Wellenlänge ab. Je grösser dieses Verhältnis ist, ein um so grösserer Teil der angeregten Wellentypen wird existenzfähig sein, während der Rest statisch gedämpft ist. Eine Abweichung des Hohlleiters von seiner idealen Form bewirkt also, dass die H_{01} -Welle nicht mehr allein die gesamte Energie enthält. Es wird um so mehr Energie in andere Wellentypen abgegeben, je höher die Frequenz ist. Für einen auf die H_{01} -Welle abgestimmten Empfänger geht die von den anderen unerwünschten Wellentypen transportierte Energie verloren. Dies kann man als erhöhte Dämpfung des Hohlleiters auffassen. Dieser Effekt ist nicht gefährlich, und er würde nur allein vorhanden sein, wenn der Hohlleiter nur an einer Stelle von seiner idealen Form abweichen würde. Wenn aber der Hohlleiter z. B. zwei Abweichungen besitzt, werden an der ersten und zweiten Abweichung aus der H_{01} -Welle unerwünschte Wellentypen entstehen. An der zweiten Abweichung wird ausserdem ein Teil der an der ersten Abweichung entstandenen unerwünschten Wellentypen in die H_{01} -Welle zurückverwandelt. Nun laufen alle Wellentypen mit verschiedener Geschwindigkeit. Zwischen der ersten und der zweiten Abweichung läuft daher bei den unerwünschten Wellentypen die Energie mit einer anderen Geschwindigkeit als bei der H_{01} -Welle und kommt demnach an der zweiten Abweichung auch zu einer anderen Zeit an als die Energie der H_{01} -Welle. Daher wird der an der zweiten Abweichung in eine H_{01} -Welle zurückverwandelter Teil der Energie der unerwünschten Wellentypen auch am Empfänger zu einer anderen Zeit ankommen als die Energie der ursprünglichen H_{01} -Welle und somit eine Verzerrung des Signals hervorrufen. Da das Hohlkabel im allgemeinen an vielen Stellen von seiner idealen Form irgendwie abweichen wird, erhält man hienach immer am Empfänger eine Verzerrung des Signals. Dieser Effekt muss weitgehend verhindert werden.

Einen besonderen Fall stellen Krümmungen des Hohlleiters dar. Eine Krümmung ist natürlich auch eine Abweichung des Hohlleiters von seiner idealen Form, und es gilt daher das oben Gesagte. Jedoch soll hier der Fall der Krümmung noch besonders erläutert werden. In einem geraden runden Hohlleiter sind die H_{mn} - und E_{mn} -Wellen die sog. Normalmoden. In einem gekrümmten runden Hohlleiter ist ein Normalmodus des geraden runden Hohlleiters nicht allein existenzfähig. Man kann sich aber einen Normalmodus des gekrümmten runden Hohlleiters aus unendlich vielen Normalmoden des geraden runden Hohlleiters zusammengesetzt denken. Bei Eintritt eines Normalmodus aus einem geraden runden Hohlleiter in einen gekrümmten runden Hohlleiter werden daher sofort andere Wellentypen angeregt. Wenn z. B. eine H_{01} -Welle in einen gekrümmten runden Hohlleiter eintritt, entsteht in erster Näherung noch eine E_{11} -Welle. Das hängt damit zusammen, dass in einem geraden verlustlosen runden Hohlleiter die H_{01} - und E_{11} -Welle gleiche Geschwindigkeit besitzen und durch die Krümmung des gekrümmten runden Hohlleiters eine Kopplung zwischen der H_{01} -Welle und E_{11} -Welle auftritt. H_{01} -

und E_{11} -Welle verhalten sich während ihres Laufes durch den gekrümmten Hohlleiter wie zwei gekoppelte Pendel mit gleicher Schwingungsdauer. Die Geschwindigkeit der H_{01} - und E_{11} -Welle entspricht der Schwingungsdauer. Die Krümmung des gekrümmten runden Hohlleiters entspricht der Kopplung, und die Länge des Weges im Hohlleiter entspricht der Schwingungszeit der Pendel. Der Einfall einer H_{01} -Welle in den gekrümmten Teil des runden Hohlleiters entspricht demnach dem Anstossen des ersten Pendels bei zwei miteinander gekoppelten Pendeln. Bei diesen Pendeln wird nach einer gewissen Zeit das zweite Pendel allein schwingen und demnach die ganze Energie des ersten Pendels übernommen haben und darauf die Energie wieder allmählich an das erste Pendel abgeben usw. So wie die Pendel ihre Energie austauschen, so tauschen auch die H_{01} - und E_{11} -Welle beim Lauf durch den gekrümmten runden Hohlleiter ihre Energie gegenseitig aus. Diese Betrachtung, bei der die Kopplung der H_{01} -Welle zu anderen Wellentypen vernachlässigt wird, kann man als erste Näherung des Verhaltens der H_{01} -Welle im gekrümmten runden Hohlleiter bezeichnen. Sie stimmt um so besser, je kleiner die Krümmung des Hohlleiters ist. Am Ausgang des gekrümmten Teils vom Hohlleiter wird man also in erster Näherung im allgemeinen eine H_{01} - und E_{11} -Welle haben. In Sonderfällen kann die E_{11} -Welle auch gerade wieder verschwunden sein (entsprechend der Ruhelage des zweiten Pendels).

4. Anordnungen zur Unterdrückung unerwünschter Wellentypen

Besondere Hohlkabel

Zunächst einmal kann man die Entstehung höherer Wellentypen natürlich verhindern, wenn das Hohlkabel im mathematischen Sinne gerade und von rundem Querschnitt ist. Das ist jedoch in der Praxis sehr schwierig zu verwirklichen. Man müsste z. B. das Hohlkabel optisch ausrichten und zur Verhinderung der Durchbiegung auf Betonsockel verlegen, was sehr kostspielig wird.

Im Abschnitt 3 wurde gesagt, dass bei gekrümmten runden Hohlleitern die Energie zwischen der H_{01} -Welle und E_{11} -Welle hin und her pendelt. Es findet ein vollkommener Austausch der Energie statt, weil die Phasenkonstante beider Wellen gleich ist. Man kann daher das vollkommene Abwandern der Energie von der H_{01} -Welle in die E_{11} -Welle verhindern, wenn man dafür sorgt, dass die Phasenkonstanten von H_{01} - und E_{11} -Welle verschieden sind. Hierbei ist zu erwähnen, dass schon bei Berücksichtigung der Verluste die Phasenkonstanten der genannten Wellen nicht exakt gleich sind. Jedoch fällt der geringe Unterschied nicht sehr ins Gewicht.

Einen grösseren Unterschied zwischen den Phasenkonstanten der H_{01} -Welle und E_{11} -Welle erhält man,

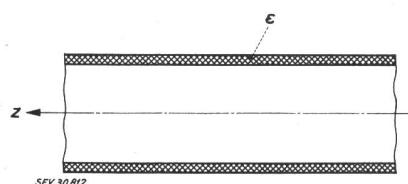


Fig. 2
Der dielektrisch belastete Hohlleiter

z Achse des Hohlleiters; ϵ Dielektrizitätskonstante der dielektrischen Schicht

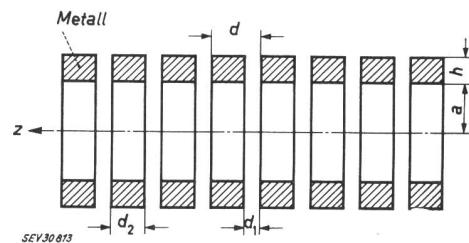


Fig. 3
Die Ringgliederleitung

z Achse der Leitung; a Innenradius der Leitung; h Wandstärke; d Ringabstand; d_1 Zwischenraum der Ringe; d_2 Ringdicke

wenn an der Wand des Hohlleiters eine dielektrische Schicht angebracht wird (dielektrisch belasteter Hohlleiter, Fig. 2). Durch diese Schicht wird vor allem die Phasenkonstante der E_{11} -Welle geändert. Es wird somit ein wesentlicher Vorteil gegenüber dem normalen Metall-Hohlleiter erreicht, bei dem eine schädliche Energieabwanderung von der H_{01} -Welle zur E_{11} -Welle und umgekehrt auch bei kleineren Krümmungen auftritt. Schliesslich wird auch die Dämpfung der E_{mn} - und H_{mn} -Wellen ($m \neq 0$) durch eine dünne dielektrische Schicht auf der Hohlleiterwandung erhöht [6].

Eine Hohlleiteranordnung zur weitgehenden Unterdrückung der E_{mn} -Wellen und auch H_{mn} -Wellen ($m \neq 0$), auf die hier näher eingegangen werden soll, beruht auf folgender Überlegung:

Fig. 1 zeigt das Feldbild der H_{01} -Welle. Hierach hat die H_{01} -Welle keine magnetische Feldstärke in zirkularer Richtung, sondern nur eine radiale und axiale magnetische Feldstärke. Demnach hat die H_{01} -Welle keine axialen, sondern nur zirkulare Ströme. Dasselbe gilt natürlich auch für die H_{0n} -Wellen. Alle anderen Wellen dagegen, also alle H_{mn} -Wellen mit $m \neq 0$ und sämtliche E_{mn} -Wellen haben axiale Ströme.

Die Aufgabe ist also, einen Hohlleiter zu finden, der in zirkularer Richtung sehr gut und in axialem Richtung nicht leitet. In einem solchen Hohlleiter werden die H_{01} -Welle ungestört sein, die H_{mn} -Wellen ($m \neq 0$) und E_{mn} -Wellen dagegen in ihrer bisherigen Form nicht existieren können, da keine axialen Leitungsströme möglich sind.

Die Aufgabe wird gelöst durch die sog. Ringgliederleitung, die aus axial angeordneten, voneinander isolierten Metallringen besteht (Fig. 3). Wenn bei dieser Leitung der Ringabstand d (siehe Fig. 3) sehr viel kleiner als die Wellenlänge auf der Leitung ist, wird die H_{01} -Welle eine dem Verhältnis Ringdicke d_2 zu Ringabstand d entsprechende höhere Dämpfung als im homogenen Hohlleiter haben, aber sonst die gleichen Eigenschaften wie in diesem besitzen. Bei den H_{mn} -Wellen ($m \neq 0$) und E_{mn} -Wellen dagegen müssen in den Zwischenräumen der Ringe die axialen Leitungsströme durch Verschiebungsströme ersetzt werden. Die Eigenschaften der H_{mn} -Wellen ($m \neq 0$) und E_{mn} -Wellen können also wesentlich anders als im homogenen Hohlleiter sein. In Abschnitt 5 wird hierauf noch näher eingegangen werden. Hier soll nur noch die prinzipielle praktische Ausführung der Ringgliederleitung und ähnlicher Anordnungen betrachtet werden.

Fig. 4 zeigt eine allgemeine Ringgliederleitung mit Schirm. Zwischen den Ringen befindet sich ein Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstante ϵ_i . Zwischen der Ringgliederleitung und dem Schirm ist ein Dielektrikum mit der Permeabilität μ und der Dielektrizitäts-

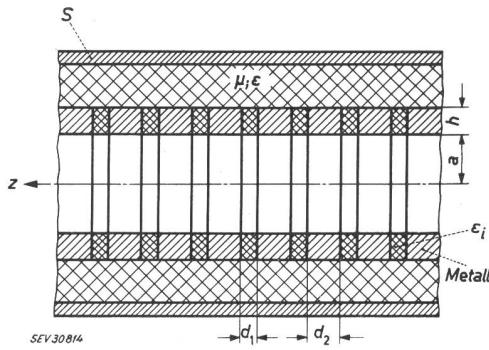


Fig. 4

Ringgliederleitung mit Schirm S

μ Permeabilität des Dielektrikums zwischen den Ringen und dem Schirm; ϵ Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums zwischen den Ringen und dem Schirm; ϵ_i Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums zwischen den Ringen
Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 3

konstante ϵ . Dieses Dielektrikum ist manchmal auch aus verschiedenen dielektrischen Schichten zusammengesetzt. Je nach den Anforderungen haben die Dielektrika kleine oder grosse Verluste (siehe Abschnitt 5). Wenn die Dielektrika grosse Verluste haben und der Abstand des Schirmes von der Leitung entsprechend gross ist, hat der Schirm keinen Einfluss auf Wellen in der Leitung. Die Ringgliederleitung ist zwar ideal für die Nachrichtenübertragung mit der H_{01} -Welle, aber doch relativ teuer herzustellen. Billiger ist die Wendelleitung nach Fig. 5a, da hier die Leitung aus einem zur Wendel aufgewickelten Draht von rechteckigem Querschnitt besteht. Jedoch gibt es hier wegen der Steigung keine reine H_{01} -Welle mehr (siehe Abschnitt 5). Die Wendelleitung nach Fig. 5b besteht aus einem isolierten Wendeldraht mit rundem Querschnitt und dürfte daher noch leichter herzustellen sein. Trotzdem ist ein Kabel nach Fig. 5b immer noch sehr viel teurer als ein normaler Hohlleiter gleicher Länge bei üblicher Verlegung. Aus diesem Grund denkt man auch daran, ein-

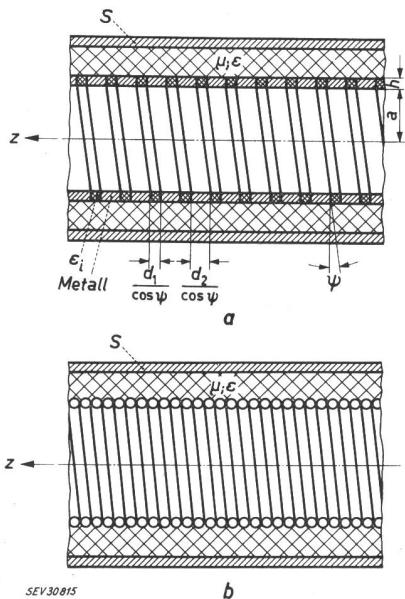


Fig. 5

Wendelleitung mit Schirm S

a Wendelleitung aus einem Wendeldraht mit rechteckigem Querschnitt; b Wendelleitung aus einem Wendeldraht mit rundem Querschnitt; ψ Steigungswinkel der Wendel
Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 3 und 4

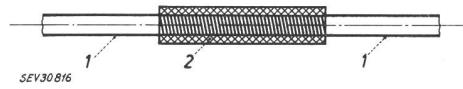


Fig. 6
Die Wendelleitung als Wellenfilter bei der Übertragung mit der H_{01} -Welle
1 Metallrohr; 2 Wendelleitung

zelne kurze Wendelleitungen im Zuge einer normalen Hohlleiterstrecke als sog. Wellenfilter einzubauen (Fig. 6). Versuche dieser Art haben zu guten Ergebnissen geführt. Der Gedanke ist hiebei, dass die unerwünschten Wellentypen vor der Rückwandlung in die H_{01} -Welle durch die Wendelleitung weggedämpft werden und somit keine Verzerrung des Signals entsteht. Natürlich darf der Abstand zwischen den Wellenfiltern nicht zu gross sein.

5. Die Wellen in der Ringgliederleitung und in der Wendelleitung

5.1 Mathematisch-physikalische Lösungsmethode

In einem kartesischen Koordinatensystem befindet sich ein durch dielektrische Platten isoliertes Metallplattenmedium (Fig. 7). d_1 sei die Dicke der dielektrischen Platten, d_2 die Dicke der Metallplatten. Bei senkrechtem Einfall einer ebenen Welle auf das Plattenmedium sollen nun die Bedingungen:

$$d_1 \ll \frac{1}{2} \lambda_0 \sqrt{|\epsilon_0/\epsilon_i|} \quad (1)$$

$$d_2 \gg \vartheta \quad (2)$$

gelten. In den Formeln (1) und (2) bedeuten λ_0 die Wellenlänge der ebenen Welle im leeren Raum, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des leeren Raumes, ϵ_i die Dielektrizitätskonstante der dielektrischen Platten und ϑ die äquivalente Leitschichtdicke.

Bei Einfall einer ebenen Welle mit der elektrischen Feldstärke parallel zu den Platten (Fig. 7a) entstehen wegen Ungl. (1) und (2) zwischen den Platten nur statisch gedämpfte Felder. Fortschreitende Wellen gibt es zwischen den Platten also nicht. In die Metallplatten dringt die Energie entsprechend der äquivalenten Leitschichtdicke ein und sitzt daher nur an der Oberfläche ($y = 0$) des Plattenmediums. Dieses hat demnach ent-

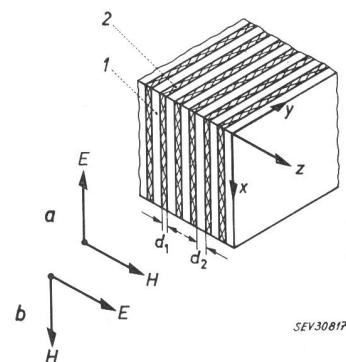


Fig. 7
Das Metallplattenmedium mit einfallenden ebenen Wellen (schematisch)

1 Metallplatten; 2 dielektrische Platten
a Elektrische Feldstärke parallel zu den Platten; b Elektrische Feldstärke senkrecht zu den Platten; E elektrische Feldstärke; H magnetische Feldstärke

sprechend parallelgeschalteten Kapazitäten in Richtung x die Dielektrizitätskonstante

$$\epsilon_x = \epsilon_p = \frac{\epsilon_i d_1 + \epsilon_M d_2}{d_1 + d_2} \quad (3)$$

Hierin bedeutet $\epsilon_M = \kappa/j\omega$ sozusagen die Dielektrizitätskonstante des Metalls (κ Leitfähigkeit des Metalls, $\omega = 2\pi f$ Kreisfrequenz). Da meist

$$\epsilon_M d_2 \gg \epsilon_i d_1 \quad (4)$$

sein wird, kann man schreiben:

$$\epsilon_x = \epsilon_p = \frac{\kappa_p}{j\omega} \quad (5)$$

$$\kappa_p = \kappa \frac{d_2}{d_1 + d_2} \quad (6)$$

Die Permeabilität des Dielektrikums und des Metalls sei gleich der Permeabilität μ_0 des leeren Raumes. Dann ist die Permeabilität in Richtung z :

$$\mu_z = \mu_0 \quad (7)$$

Bei Einfall einer ebenen Welle mit der elektrischen Feldstärke senkrecht zu den Platten (Fig. 7b) schreiten zwischen den Platten ebene Wellen fort. Wegen Ungl. (2) dringen die Felder praktisch nur sehr wenig in die Metallplatten ein. Die Energie befindet sich hauptsächlich im Dielektrikum. Die Metallplatten sind praktisch feldfrei, so dass bei diesen Betrachtungen $\epsilon_M = \infty$ gesetzt werden darf. Entsprechend hintereinander geschalteten Kapazitäten ist die Dielektrizitätskonstante in Richtung z dann:

$$\epsilon_z = \epsilon_i \frac{d_1 + d_2}{d_1} \quad (8)$$

Wegen der Feldfreiheit der Metallplatten muss in diesem Fall die Permeabilität des Metalls gleich Null gesetzt werden.

Entsprechend hintereinander geschalteten Induktivitäten ist dann die Permeabilität in Richtung x :

$$\mu_x = \mu_p = \mu_0 \frac{d_1}{d_1 + d_2} \quad (9)$$

Selbstverständlich ist $\epsilon_y = \epsilon_x = \epsilon_p$ und $\mu_y = \mu_x = \mu_p$, da die Struktur des Plattenmediums in Richtung y dieselbe ist wie in Richtung x .

Das Plattenmedium mit seiner periodischen Struktur kann man also bei Gültigkeit der Ungl. (1) und (2) durch ein quasihomogenes Medium mit richtungsabhängiger Dielektrizitätskonstante ϵ_r und richtungsabhängiger Permeabilität μ_r ersetzen. Dielektrizitätskonstante ϵ_r und Permeabilität μ_r sind demnach Tensoren, und man schreibt:

$$\epsilon_r = \begin{pmatrix} \epsilon_p & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_p & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} \quad (10)$$

$$\mu_r = \begin{pmatrix} \mu_p & 0 & 0 \\ 0 & \mu_p & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

Der Index p in den Gl. (10) und (11) soll andeuten, dass es sich um Größen parallel zu den Platten handelt.

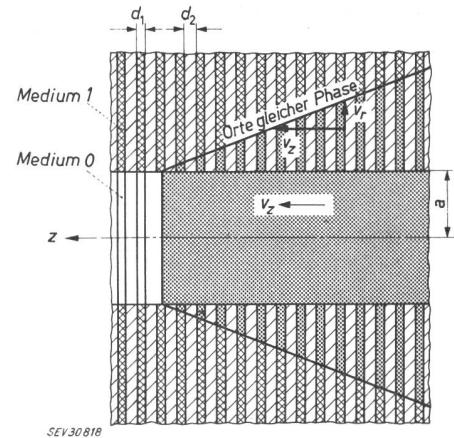


Fig. 8
Die Entstehung der radialen Wellen bei einer in Richtung z laufenden Welle (schematisch)

v_z axiale und v_r radiale Phasengeschwindigkeit im Medium 1

Es soll nun einmal eine Leitung nach Fig. 8 betrachtet werden. Diese Leitung kann man als Ringgliederleitung mit in radialer Richtung unendlich ausgedehnten Ringen bezeichnen. In Fig. 7 war vorausgesetzt, dass die einfallenden Wellen eben und homogen waren und somit ihre Felder sich in der x , z -Ebene nicht änderten. Wenn in der Leitung nach Fig. 8 im Medium 0 Wellen laufen, so hat man entsprechend der Wellenlänge λ in der Leitung längs z eine Feldänderung. Wenn man das Medium 1 als quasihomogen betrachten will, so muss außer den Ungl. (1) und (2) noch

$$d_1 + d_2 \ll \lambda \quad (12)$$

gelten. Die Größe λ ist, wie schon oben erwähnt, die Wellenlänge in der Leitung und ist meist nicht identisch mit λ_0 von Gl. (2).

Bei Gültigkeit der Ungl. (1), (2) und (12) hat dann das zylindersymmetrische Medium 1 in Fig. 8 parallel zu den Ringen, d. h. in radialer und zirkularer Richtung, die Dielektrizitätskonstante ϵ_p nach Gl. (5) und die Permeabilität μ_p nach Gl. (9). Senkrecht zu den Ringen, d. h. in axialer Richtung hat das Medium 1 die Dielektrizitätskonstante ϵ_z nach Gl. (8) und die Permeabilität des leeren Raumes. Es gelten also für das Medium 1 in den Zylinderkoordinaten ϱ , φ , z die Dielektrizitätskonstante ϵ_r und die Permeabilität μ_r nach Gl. (10) und (11). Somit kann man die Maxwellschen Gleichungen für die in Fig. 8 gezeigte Leitung lösen [3].

An Hand der Fig. 7 soll nun das prinzipielle Verhalten der Leitung von Fig. 8 erläutert werden. Zunächst einmal muss gesagt werden, dass in der Leitung nach Fig. 8 nur die rotationssymmetrischen Wellen reine H - oder E -Wellen sind. Das heißt, nur die H_{0n} -Wellen haben in axialer Richtung eine magnetische Feldstärke, aber keine elektrische Feldstärke, und nur die E_{0n} -Wellen haben in axialer Richtung eine elektrische, aber keine magnetische Feldstärke. Alle nichtrotationssymmetrischen Wellen ($m \neq 0$) sind gemischte Wellen und haben daher in axialer Richtung eine magnetische und eine elektrische Feldstärke. Dies ist übrigens auch bei dem wirklichen runden Hohlleiter, d. h. dem Hohlleiter mit Verlusten, der Fall. Bei diesem ist es nur nicht so ausgeprägt wie bei der Leitung nach Fig. 8. Man hat daher in der Leitung nach Fig. 8 außer den H_{0n} - und E_{0n} -Wellen nur noch HE_{mn} -Wellen ($m \neq 0$) und EH_{mn} -Wellen ($m \neq 0$). Bei den HE_{mn} -Wellen über-

wiegt der *H*-Typus, bei den *EH_{mn}*-Wellen überwiegt der *E*-Typus.

Da die *H_{0n}*-Wellen keine axiale elektrische Feldstärke haben, entsprechen diese Wellen Fig. 7a. Demnach kann bei den *H_{0n}*-Wellen nur Energie entsprechend der Leitfähigkeit κ_p nach Gl. (6) in das Medium 1 von Fig. 8 eindringen, und die Energie wird sich daher im Medium 1 nur an der Innenseite (Stelle *a*) befinden.

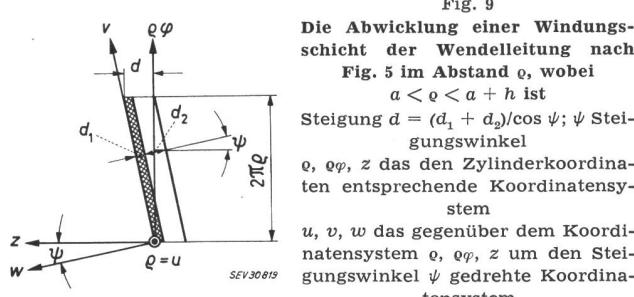
Die *E_{0n}*-, *HE_{mn}*- und *EH_{mn}*-Wellen dagegen entsprechen wegen des Vorhandenseins einer axialen elektrischen Feldstärke der Fig. 7b. Bei diesen Wellen wird also viel Energie in das Medium 1 eindringen können, und zwar um so mehr, je grösser die axiale elektrische Feldstärke ist. Demnach wird bei den *E_{0n}*- und *EH_{mn}*-Wellen (*E*-Charakter) weit mehr Energie in das Medium 1 eindringen als bei den *HE_{mn}*-Wellen (*H*-Charakter). Wenn das Dielektrikum zwischen den Ringen keine Verluste hat, werden sogar ungedämpfte Wellen im Dielektrikum in radialer Richtung laufen. Diese Wellen werden von der im Hohlleiter in axialer Richtung laufenden Welle gespeist, wie dies Fig. 8 zeigt. Die Verbindungslinie der Orte gleicher Phase steht im Medium 1 schräg zur *z*-Achse. Es gibt hier eine axiale und radiale Phasengeschwindigkeit. Dies entspricht auch der Lösung der Maxwellschen Gleichungen im anisotropen Medium 1, in dem man eine in Richtung *q* und *z* fortschreitende Welle erhält, obwohl die Dicke der Metallplatten als sehr gross gegenüber der äquivalenten Leitschichtdicke angenommen wurde.

Während in Fig. 8 das anisotrope Medium in Richtung *q* unendlich ausgedehnt ist, ist es bei der Ringgliederleitung in Fig. 4 in Richtung *q* nur von endlicher Dicke. Außerdem hat man in Fig. 4 noch ein durch einen Schirm *S* abgeschlossenes äusseres Medium. Dementsprechend wird die Berechnung der Fortpflanzungskonstante der einzelnen Wellen bei einer Leitung nach Fig. 4 umfangreicher als bei einer Leitung nach Fig. 8; es treten jedoch hiebei keine neuen Schwierigkeiten auf.

Neue Probleme treten dagegen bei der Untersuchung der Wendelleitung nach Fig. 5 auf. Unter der Bedingung, dass die Höhe *h* des Wendeldrahtes sehr viel kleiner als der innere Radius *a* der Leitung ist, d. h.:

$$h \ll a, \quad (13)$$

kann man jedoch die Wendel abwickeln, wie das Fig. 9 zeigt. In dem Koordinatensystem *u*, *v*, *w* sind dann Dielektrizitätskonstante und Permeabilität durch die



Gl. (10) und (11) gegeben. Dielektrizitätskonstante und Permeabilität in den Zylinderkoordinaten *q*, $q\varphi$, z erhält man dann durch Umrechnung von Gl. (10) und (11), so dass man auch für eine Leitung nach Fig. 5 die Maxwellschen Gleichungen hinschreiben und lösen kann

(siehe [4]). Entsprechend den Ungl. (1), (2) und (12) müssen jedoch jetzt die Ungleichungen

$$\frac{d_1}{\cos \psi} \ll \frac{1}{2} \lambda_0 \sqrt{|\epsilon_0/\epsilon_r|} \quad (14)$$

$$d_2 \gg \vartheta \quad (15)$$

$$\frac{d_1 + d_2}{\cos \psi} \ll \lambda \quad (16)$$

gelten. Hierin bedeutet ψ den Steigungswinkel der Wendel (siehe Fig. 9).

5.2 Allgemeine Eigenschaften der Wellen in der Wendel- und Ringgliederleitung

Bei der Wendel- und Ringgliederleitung ist jede nichtrotationssymmetrische Welle ($m \neq 0$) eine Kombination aus einer *E*- und einer *H*-Welle. Bei Überwiegen des *H*-Typus ist die nichtrotationssymmetrische Welle demnach eine *HE*-Welle, bei Überwiegen des *E*-Typus eine *EH*-Welle. Bei der Wendelleitung ergeben die Maxwellschen Gleichungen zwei durch den Steigungswinkel ψ miteinander gekoppelte Differentialgleichungen. Das bedeutet, dass in der Wendelleitung auch die rotationssymmetrischen Wellen ($m = 0$) *EH*- oder *HE*-Wellen sind. Bei der Ringgliederleitung, die man als Wendelleitung mit dem Steigungswinkel $\psi = 0$ auffassen kann, fällt die Kopplung durch ψ weg und die rotationssymmetrischen Wellen sind reine *H*- oder *E*-Wellen.

Im Gegensatz zu normalen Hohlleitern gibt es im allgemeinen in der Wendel- und Ringgliederleitung sowohl Wellen mit einer Phasengeschwindigkeit $v_p > c$ (Lichtgeschwindigkeit) als auch Wellen mit $v_p < c$. Im zweiten Fall sind die Wellen nur *EH*-Wellen, und die Leitung stellt eine Verzögerungsleitung dar.

Im Gegensatz zu der Ringgliederleitung und dem üblichen runden Hohlleiter bestehen in der Wendelleitung die Normalmoden der nichtrotationssymmetrischen Wellen aus Drehfeldern, d. h. Feldern, die sich an einem festen Ort in Abhängigkeit von der Zeit nach links oder rechts drehen. Die Wendelleitung verhält sich nun verschieden, je nachdem, ob der Drehsinn des Feldes mit dem Wicklungssinn der Wendel übereinstimmt oder nicht. Das heisst, in einer Wendelleitung mit vorgegebenem Wicklungssinn haben die Wellen mit einem rechtsdrehenden Feld eine andere Fortpflanzungskonstante als die Wellen mit einem linksdrehenden Feld. Für Wellen mit $v_p > c$ ergibt sich: *HE*-Wellen laufen am schnellsten, wenn Drehsinn des Feldes und Wicklungssinn übereinstimmen; *EH*-Wellen laufen am langsamsten, wenn Drehsinn des Feldes und Wicklungssinn übereinstimmen. Für Wellen mit $v_p < c$ ergibt sich: Die Wellen (*EH*-Wellen) laufen am schnellsten und haben auch die kleinste Dämpfung, wenn Drehsinn des Feldes und Wicklungssinn übereinstimmen. Bei Einfall einer nichtrotationssymmetrischen Welle aus einem Hohlleiter auf eine Wendel ergibt sich daher immer beim Durchlaufen der Wendel eine Drehung der Polarisationsebene. Das kann man sich leicht erklären, wenn man sich die Welle im Hohlleiter aus zwei Wellen mit in entgegengesetzter Richtung rotierenden Drehfeldern zusammengesetzt denkt und dann bei der Wendel die verschiedenen Fortpflanzungskonstanten beachtet.

Es muss nun noch etwas über die Existenzfähigkeit der Wellen mit $v_p > c$ und $v_p < c$ gesagt werden. Es

zeigt sich, dass hiebei die Verluste eine wesentliche Rolle spielen. So kann man bei einer Wendelleitung und Ringgliederleitung ohne Schirm die Existenzfähigkeit der nichtrotationssymmetrischen Wellen mit $v_p > c$ durch Kleinhalten der Verluste weitgehend verhindern. Man hat dann nur noch die rotationssymmetrischen H - bzw. EH -Wellen mit $v_p > c$ und die EH -Wellen mit $v_p < c$. Jedoch ist das noch nicht die ideale Lösung für die Übertragung mit der H_{01} -Welle, da wegen der kleinen Verluste die Dämpfung der EH -Wellen zu gering ist. Hierauf soll im nächsten Abschnitt eingegangen werden.

5.3 Wellentypenfilter. Einige Berechnungsergebnisse

Bei einer Wendel- oder Ringgliederleitung können alle Wellentypen mit grosser axialer elektrischer Feldstärke, d. h. alle E - bzw. EH -Wellen entsprechend den Fig. 7b und 8 einen beträchtlichen Teil ihrer Energie in radiale Richtung transportieren und damit eine grosse Dämpfung haben. Natürlich muss bei den Leitungen nach den Fig. 4 und 5 zur Erreichung einer grossen Dämpfung der genannten Wellentypen das Medium zwischen Ringen oder Wendel und Schirm grosse Verluste haben, damit die in radialer Richtung laufende Energie sozusagen aufgesogen werden kann. Man kann dann in einer Leitung nach den Fig. 4 und 5 die durch eine Rückumwandlung der E - bzw. EH -Wellen in die H_{01} -Welle entstehende Verzerrung weitgehend verhindern. Denn E - bzw. EH -Wellen werden nach ihrer Entstehung sofort weggedämpft, wenn das Medium zwischen Schirm und Ringen oder Wendel genügend hohe Verluste hat.

Anders liegt der Fall bei den HE -Wellen. Denn diese haben nur eine relativ kleine axiale elektrische Feldstärke, und es dringt daher nur wenig Energie durch die Ringe oder Wendel nach aussen. Die Praxis hat gezeigt, dass im homogenen Hohlleiter von den HE -Wellen insbesondere die HE_{12} -Welle leicht angeregt wird und wegen ihrer relativ niedrigen Dämpfung durch Rückumwandlung in die H_{01} -Welle starke Verzerrungen hervorruft. Nun haben alle Wellen in runden Hohlleitern sozusagen eine axiale *und* radiale Fortpflanzungskonstante, d. h. alle Wellen haben das Bestreben, auch in radialer Richtung Energie zu transportieren. Das Problem der Dämpfung der Wellen kann daher ganz allgemein auch als ein Problem des Abschlusswiderstandes oder der Anpassung für den in radialer Richtung laufenden Anteil der Energie betrachtet werden. Z. B. hat der homogene verlustlose Hohlleiter wegen der unendlich gut leitenden Wände in radialer Richtung den Abschlusswiderstand Null, und es wird daher hier alle in radialer Richtung laufende Energie reflektiert.

Der für die grösste Dämpfung optimale Abschlusswiderstand hängt natürlich vom Wellentyp, der Frequenz und den Abmessungen des Hohlleiters ab. Nach den oben durchgeführten Überlegungen sind die Dämpfungen der E - bzw. EH -Wellen in den Leitungen nach den Fig. 4 und 5 sowieso genügend gross, so dass man hiefür eine genauere Berechnung nicht durchzuführen braucht. Dies bestätigen auch die Messungen. Somit bleibt hauptsächlich eine Berechnung der Dimensionierung der Leitung für die grösste Dämpfung der HE_{12} -Welle übrig.

Fig. 10 zeigt nach [5] die errechnete Dämpfung der HE_{12} -Welle in Abhängigkeit von der Frequenz bei einer Wendelleitung nach Fig. 5a. Die Dimensionierung

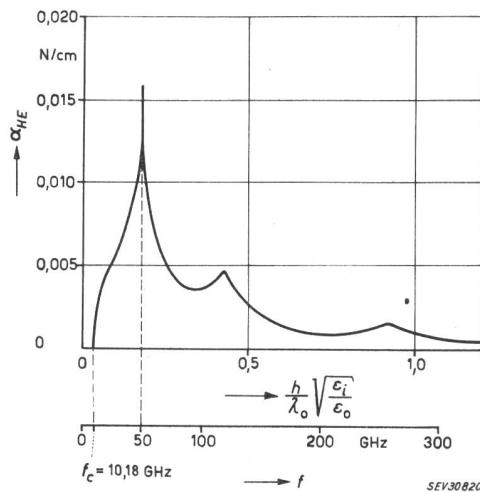


Fig. 10 Die Dämpfung der HE_{12} -Welle in Abhängigkeit von der Frequenz

bei einer Wendelleitung nach Fig. 5a mit $\epsilon/\epsilon_0 = 10(1-j)$, $\mu = \mu_0$, $\epsilon_r/\epsilon_0 = 2,11$, $h = 0,74$ mm, $a = 2,5$ cm, $d_1 = d_2$. Der Steigungswinkel und die Verluste des Wendeldrahtes wurden hiebei vernachlässigt

α_{HE} Dämpfungskonstante der HE_{12} -Welle; f Frequenz

der Leitung wurde so gewählt, dass die grösste Dämpfung bei $f = 50$ GHz liegt. Hiebei hat dann das Medium zwischen Schirm und Wendel die Permeabilität $\mu = \mu_0$ und die Dielektrizitätskonstante $\epsilon/\epsilon_0 = 10(1-j)$. Weiterhin ist $\epsilon_r/\epsilon_0 = 2,11$, $h = 0,74$ cm, $a = 2,5$ cm, $d_1 = d_2$. Der Abstand des Schirmes von der Wendel wurde grösser als 0,5 cm angenommen, so dass wegen $\text{Im}(\sqrt{\epsilon/\epsilon_0} \cdot 2\pi/\lambda_0) = 15$ N/cm der Schirm die Wellen praktisch nicht mehr beeinflusst. Die Verluste des Wendeldrahtes wurden nicht berücksichtigt, so dass die Dämpfung bei der Grenzfrequenz gleich Null ist, wie Fig. 10 zeigt. Die grösste Dämpfung beträgt 0,016 N/cm, das ist 3180 mal so viel wie im homogenen runden Kupfer-Hohlleiter. Die Kurve hat bei der grössten Dämpfung eine Spitze und fällt in der Umgebung davon sehr stark ab. Die Dämpfung der übrigen HE -Wellen ist bei $f = 50$ GHz viel kleiner als die Dämpfung der HE_{12} -Welle. Durch geeignete Schichtung des Mediums zwischen der Wendel und dem Schirm kann man jedoch eine grössere Dämpfung für diese Wellen erzielen und auch bei der HE_{12} -Welle eine grosse Dämpfung in einem breiteren Frequenzbereich erhalten.

Es ist noch zu erwähnen, dass die Dämpfung der H_{01} -Welle in einer Wendelleitung nach Fig. 5

$$\alpha_H = \sqrt{\frac{d_1 + d_2}{d_2}} (1 + k_F \psi^{3/2}) \alpha_{Hh} \quad (17)$$

$$\psi \ll 1$$

beträgt. Hierin bedeuten α_{Hh} die Dämpfung der H_{01} -Welle im homogenen Hohlleiter und k_F einen von der Frequenz und den Gegebenheiten der Leitung abhängigen Faktor. Wählt man in dem oben behandelten Beispiel (siehe auch Fig. 10) $d_1 = d_2 = 0,5$ mm, so ergibt sich mit $\kappa = 57 \cdot 10^4$ S/cm (Kupferwendel)

$$\alpha_H = \sqrt{2} (1 + 0,1) \alpha_{Hh} = 1,56 \alpha_{Hh}$$

Damit ist bei dem betrachteten Beispiel die Dämpfung wegen des Steigungswinkels um 10 % grösser als in der Ringgliederleitung und um 56 % grösser als im homogenen Hohlleiter.

Das soeben behandelte Beispiel könnte als Wellenfilter im Zuge der Leitung nach Fig. 6 verwendet werden. Wenn die gesamte Leitung eine Wendelleitung ist, wird man nicht solch grosse Dämpfung der HE_{12} -Welle verlangen. Man kann dann z. B. durch Verkleinerung des Verhältnisses d_1/d_2 eine entsprechend niedrigere Dämpfung der H_{01} -Welle erhalten.

6. Schlussfolgerung

In den Abschnitten 4 und 5 wurde gezeigt, dass vom physikalischen Standpunkt aus die Ringglieder- oder Wendelleitung ein sehr günstiger Übertragungsweg für die H_{01} -Welle ist. Eine solche Leitung erfordert jedoch einen grossen technologischen Aufwand und ist demzufolge teuer. Die aus glatten Metall-Hohlleitungen bestehende Leitung ist aber für eine Fernübertragung der H_{01} -Welle unbrauchbar. Der mit einer dielektrischen Schicht versehene Hohlleiter nach Fig. 2 kann

durch zwischengeschaltete Filter, die als Wendelleitung aufgebaut sind, in seinen Übertragungseigenschaften wesentlich verbessert werden. Es ist zu erwarten, dass eine solche mit Filtern versehene Leitung ein guter Kompromiss sein wird.

Literatur

- [1] Stöhr, W.: Nachrichten-Weitverkehr über Hohlleitungen. Siemens-Z. 33(1959)11, S. 685...690.
- [2] Schnetzler, K.: Übertragung elektrischer Signale durch Hohlleiter. Bull. SEV 53(1962)1, S. 1...6.
- [3] Piefke, G.: Wellenausbreitung in der Scheiben-Leitung. AEÜ 11(1957)2, S. 49...59.
- [4] Piefke, G.: Theorie der Wendel-Leitung endlicher Drahtdicke mit Anwendung auf die Drehung der Polarisationsebene von Hohlleiter-Wellen. AEÜ 12(1958)7, S. 309...316.
- [5] Piefke, G.: The Influence of Helix Wire Diameter on the Modes in a Helix Waveguide. Proc. IEE-B, Suppl. 103(1956)13, S. 110...118.
- [6] Larsen, H. und W. Janssen: Messungen an dielektrisch belasteten H_{01} -Hohlleitern. Frequenz 15(1961)10, S. 332...338.

Adresse des Autors:

Dr. G. Piefke, Zentrallaboratorium der Siemens & Halske AG, Hofmannstrasse 51, München 25 (Deutschland).

Die Anwendung der Elementenprüfung und die Verwendung künstlicher Leitungen bei Abstandskurzschluss-Prüfungen von Leistungsschaltern

Von J. Jussila und W. Rieder, Baden

621.3.064.1 : 621.316.542.064.45

Die Vorgänge beim Unterbrechen eines Abstandskurzschlusses hängen nicht nur von den Netzkonstanten ab, sondern werden wesentlich durch den Schalter mitbestimmt. Der Aufsatz behandelt einige aus der Wechselwirkung zwischen Netz und Schalter um den Stromnulldurchgang herum resultierende Erscheinungen. Unter anderem wird gefolgt, dass neben der bisher üblichen Schalterprüfung bei klassischem Kurzschluss eine besondere Prüfung bei Abstandskurzschluss nötig ist. Soll dabei an Stelle einer wirklichen Freileitung eine künstliche Leitung verwendet werden, so muss diese mindestens etwa zehn Glieder (II oder T) besitzen. Für die Prüfung eines Einzelementes eines Schalters mit Vielfachunterbrechung bei Abstandskurzschluss werden theoretisch hergeleitete notwendige Ähnlichkeitsbedingungen angegeben. Weitere praktische Versuche mit Elementenprüfung sind vorgesehen.

Les phénomènes qui caractérisent la coupure d'un défaut kilométrique ne dépendent pas seulement des paramètres du réseau mais sont aussi sensiblement influencés par le disjoncteur. Dans cet article on analyse quelques-uns des phénomènes qui résultent de l'action réciproque de change entre disjoncteur et réseau dans le voisinage de zéro du courant. Entre autre on arrive à la conclusion qu'il est nécessaire d'effectuer, à côté des essais classiques de court-circuit, un essai spécial de défaut kilométrique. Désire-t-on employer en ce cas, au lieu d'une ligne naturelle une ligne artificielle, celle-ci doit comporter, au minimum, environ dix cellules (en II ou en T). Pour l'essai d'un élément séparé d'un disjoncteur à plusieurs éléments de coupure on donne, sur la base de considérations théoriques, les conditions d'équivalence nécessaires. Des essais pratiques supplémentaires d'après la méthode des essais par éléments séparés sont prévus.

1. Zum Wesen des Abstandskurzschlusses

Beim Abstandskurzschluss ist die Kurzschluss-Stromstärke wegen der Leitungsimpedanz zwischen Schalter und Kurzschlußstelle gegenüber dem Klemmenkurzschluss vermindert. Man würde daher zunächst erwarten, dass dieser Schaltfall nicht besonders streng sei. Beim näheren Studium glaubte man sodann, dass die bekannte hochfrequente Schwingung des leitungsseitigen Spannungsverlaufes (nach der Stromunterbrechung) die wesentliche Erschwerung bringe. In den folgenden Ausführungen wird nun dargelegt, dass auch diese Auffassung zu einfach ist und die Zusammenhänge tiefer liegen.

Wie Fig. 1 zeigt, haben die Spannungskurven bei Klemmen- und Abstandskurzschluss wesentlich anderen Verlauf, insbesondere wenn man die (in Wirklichkeit stets vorhandene) Bogenspannung vernachlässigt und den Einschwingvorgang erst im Augenblick des Stromnulldurchgangs beginnen lässt. Unter dieser Annahme weist nämlich die Kurve der wiederkehrenden Spannung des Klemmenkurzschlusses eine horizontale Anfangstangente auf, während die Dreieckschwingung der Leitung mit ziemlich hoher Steilheit ansteigt [1; 2]¹⁾.

Praktisch beginnt allerdings wegen der stets vorhandenen Bogenspannung der Einschwingvorgang

schnell vor dem Nulldurchgang, so dass auch bei Klemmenkurzschluss die Anfangssteilheit der wiederkehrenden Spannung im Augenblick des Spannungsnulldurchgangs durchaus grösser als Null ist.

Wegen der Vernachlässigung der Bogenspannung bei den diesbezüglichen Überlegungen und wegen der Modellvorstellung vom Wettrennen der unabhängigen Grössen «dielektrische Verfestigung» und «wiederkehrende Spannung» lag die Annahme nahe, dass allein die hohe Anfangssteilheit der wiederkehrenden Spannung für das Grenzausschaltvermögen bei Abstandskurzschlüssen verantwortlich sei. In diesem Falle könnte die Beanspruchung des Schalters auch ohne Zuhilfenahme einer Leitung simuliert werden, wenn nur die Spannungssteilheit entsprechend erhöht wird, was grundsätzlich sowohl bei direkter Prüfung als auch mit Hilfe synthetischer Prüfeinrichtungen möglich wäre.

Genauere experimentelle und theoretische Untersuchungen, vor allem auf Grund exakter Messungen des Stromverlaufes in unmittelbarer Umgebung des Stromnulldurchgangs, haben jedoch gezeigt, dass die Besonderheit des Abstandskurzschlusses keineswegs allein durch den steilen Spannungsverlauf erklärt werden kann [3; 4; 5; 6], und dass es deshalb auch bei der Prüfung nicht nur auf diesen Punkt ankommt, und zwar aus folgenden Gründen:

a) Alle wirklichen Schalter weisen eine mehr oder weniger grosse Lichtbogenspannung auf, weshalb der Einschwingvorgang

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.