

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 53 (1962)  
**Heft:** 1

**Artikel:** Übertragung elektrischer Signale durch Hohlleiter  
**Autor:** Schnetzler, K.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-916898>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 17.03.2025

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

# BULLETIN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

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

## Zum neuen Jahr

Das Sekretariat des SEV und die Redaktion des «Bulletins» sprechen den Verfassern von Aufsätzen, Referaten und Mitteilungen für ihre Mitarbeit im abgelaufenen Jahr den wärmsten Dank aus. Ihnen, sowie den Mitgliedern und Abonnenten entbieten wir die besten Wünsche für 1962.

## Übertragung elektrischer Signale durch Hohlleiter

Von K. Schnetzler, München

621.372.8.09

*Der Artikel gibt eine Übersicht über die wichtigsten elektrischen Eigenschaften der Hohlleiter, die im einfachsten Fall anschaulich hergeleitet werden. Die sich daraus für die Nachrichtenübertragung in der Praxis ergebenden Folgerungen werden diskutiert.*

*Aperçu des propriétés électriques les plus importantes des guides d'ondes, qui sont exposées clairement pour le cas le plus simple. On discute ensuite des conséquences qui en résultent pour la pratique des télécommunications.*

Die Notwendigkeit, eine immer grössere Anzahl von Gesprächen oder sonstigen Nachrichten zu übertragen, hat in der Nachrichtentechnik zur Verwendung immer höherer Trägerfrequenzen geführt, auf die die Signale mittels irgendeiner Modulation aufgeprägt sind. Auch die Anforderungen der Richtfunk- und Radartechnik nach scharfer Bündelung der Strahlung lassen sich nur bei sehr hohen Frequenzen erfüllen, wenn die Antennen nicht zu gross werden sollen. Es besteht daher ein Bedürfnis nach Systemen, die es erlauben, Signale bei sehr hohen Frequenzen mit einem Minimum von Verlusten, Störungen und Verzerrungen weiterzuleiten.

Das bevorzugte Mittel zur Signalübertragung im Frequenzgebiet von etwa 50...500 MHz ist die Koaxialleitung. Sie schirmt nach aussen ab, wodurch Abstrahlung und eine Einwirkung der Umgebung auf den Übertragungsweg verhindert werden. Bei noch höheren Frequenzen machen sich jedoch gewisse Nachteile der Koaxialleitung immer stärker bemerkbar. Dies sind einmal die relativ hohen Verluste vor allem durch Wärmeentwicklung im Innenleiter und in der dielektrischen Füllung bzw. den dielektrischen Stützisolatoren des Innenleiters bei Luftfüllung. Diese wirken zudem als die Leitung überbrückende Kapazitäten, die mit der Frequenz steigende Reflexionen verursachen. Das Vorhandensein eines Innenleiters ist sowohl mechanisch wie elektrisch ein Nachteil, und es wäre sehr

erwünscht, wenn man ohne ihn auskommen könnte. Dies ist nun in der Tat der Fall.

Metallische Rohre ohne Innenleiter werden als Hohlleiter bezeichnet. Dass auch in ihnen eine Wellenausbreitung möglich ist, erscheint plausibel, wenn der Leitungsstrom des Innenleiters im Koaxialrohr durch einen Verschiebungsstrom ersetzt werden kann. Es ist dazu notwendig, wie gezeigt werden wird, dass der Hohlleiterquerschnitt gewisse Mindestabmessungen hat, die von der Ordnung einer halben Wellenlänge sind. Der Verwendung bei tiefen Frequenzen stehen deshalb die grossen notwendigen Querschnitte entgegen. Bei hohen Frequenzen fällt diese Schwierigkeit weg. Die Verwendung von Hohlleitern ist dann in vieler Hinsicht vorteilhaft: Die Dämpfung ist bei geeigneter Bemessung geringer als beim Koaxialleiter; die Abwesenheit dielektrischer Stützen vereinfacht die Herstellung, erleichtert die Einhaltung von Toleranzen und bedingt den Wegfall störender Reflexionen; Ein- und Auskoppellemente, Verzweigungen, Filter und dgl. sind bei Hohlleitern vielfach einfacher auszuführen, und ihr Verhalten ist besser zu übersehen als beim Koaxialleiter. Oberhalb von etwa 2000 MHz werden deshalb Hohlleiter fast ausschliesslich für kurze Verbindungen sowie als Antennenzuleitungen benützt. Ihre Verwendung als Leitungen für den Weitverkehr ist noch in der Entwicklung begriffen, sie hat erst für Millimeter-

wellen Interesse, im Zentimeter- und Dezimetergebiet ist die Überbrückung weiter Entfernungen durch Strahlung der durch Leitung überlegen.

Im folgenden sollen nun die Eigenschaften und Besonderheiten der elektrischen Energieübertragung in Hohlleitern dargelegt werden, wobei der Nachdruck auf der prinzipiellen Seite liegt. Auf technische Ausführungen und die Eigenschaften komplizierterer Bauteile kann im Rahmen dieser Übersicht nicht eingegangen werden. Als Hohlleiter soll weiterhin ein gerades Metallrohr mit festem Querschnitt bezeichnet werden, das mit einem einheit-

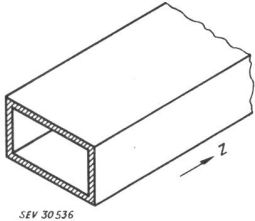


Fig. 1  
Teil eines Hohlleiters

lichen isotropen verlustfreien Dielektrikum gefüllt ist (wofür Einfachheit halber Luft angenommen sei) und sich längs der  $z$ -Achse erstreckt (Fig. 1). Die Wände seien unendlich gut leitend angenommen, was die Überlegungen vereinfacht, die meisten Ergebnisse aber kaum beeinflusst.

Es sei zunächst an die bekannten Verhältnisse bei der Energieübertragung durch Koaxialrohre (oder sonstige Zweileitersysteme) in der üblichen Betriebsweise erinnert (Fig. 2): Elektrisches und magnetisches Feld verlaufen rein transversal, das elektrische Feld vom Innen- zum Aussenleiter, das magnetische Feld den Innenleiter umschliessend. Das Linienintegral der elektrischen Feldstärke zwischen Innen- und Aussenleiter ist auf jedem Querschnitt  $z = \text{konst.}$  vom Weg unabhängig und definiert die Spannung; der Strom fliesst in der Längsrichtung und ist auf Innen- und Aussenleiter bei gleichem  $z$  gleich gross, aber entgegengesetzt gerichtet. Bei einer fortlaufenden Welle ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit, unabhängig von der Frequenz, und das Verhältnis der elektrischen zur magnetischen Feldstärke an einem Punkt gleich dem Wert für die ebene

Welle im freien Medium (für Luft  $377 \Omega$ ). Eine Wellenausbreitung ist bis zu beliebig tiefen Frequenzen möglich.

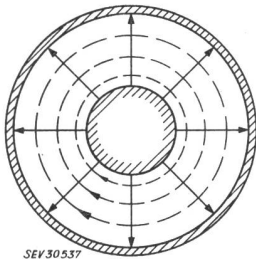


Fig. 2  
Feldverteilung im Koaxialleiter  
bei niedrigen Frequenzen  
—→ elektrisches Feld  
- - -→ magnetisches Feld

Im Hohlleiter liegen die Dinge nicht ganz so einfach. Vom praktischen Standpunkt aus bestehen die Unterschiede vor allem in folgendem:

1. Bei gegebenem Querschnitt kann sich im stationären Zustand Energie im Hohlleiter nur oberhalb einer bestimmten Grenzfrequenz ausbreiten. Diese Grenzfrequenz liegt um so höher, je kleiner die Querabmessungen des Hohlleiters sind.

2. Bei höheren Frequenzen sind mehrere Feldtypen mit verschiedenen Eigenschaften, insbesondere verschiedener Phasengeschwindigkeit, ausbreitungsfähig. In der Praxis kommt es darauf an, die Bedingungen so zu wählen, dass man es nur mit einem einzigen dieser Typen zu tun hat.

3. Auch für den einzelnen Wellentyp sind Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Impedanz frequenzabhängig.

Die unter 2. angegebene Eigenschaft des Auftretens «höherer» Wellentypen besteht auch für die Koaxialleitung, macht sich aber dort nicht bemerkbar, solange man wie üblich mit dem Betriebsfrequenzband unterhalb des Existenzbereichs dieser Wellen bleibt. Die Eigenschaften 1. und 3. sind mit der Tatsache verknüpft, dass das Feld im Hohlleiter eine Longitudinalkomponente haben muss.

Im Hohlleiter verlaufen die elektrischen Kraftlinien entweder von einem Teil der Oberfläche zu einem anderen, oder sie sind in sich geschlossen (siehe Fig. 5 und 6). Die Stromdichte ist auf verschiedenen Teilen der Oberfläche im allgemeinen nicht mehr gleich, und neben Längsströmen können auch Querströme auftreten. Es ist infolgedessen nicht mehr möglich, Strom und Spannung willkürfrei zu definieren, auch charakterisieren sie im allgemeinen Fall das System nicht vollständig. Es ist der Sachlage besser angepasst, die Felder selbst zu betrachten. Dass nun das elektromagnetische Feld im Hohlleiter eine Längskomponente haben muss, ist leicht einzusehen. Bekanntlich müssen die magnetischen Induktionslinien stets in sich zurücklaufen und einen Leitungs- oder Verschiebungsstrom umschliessen. Sie können wegen der unendlichen Leitfähigkeit nicht in das Metall eindringen. Hat nun das magnetische Feld keine  $H_z$ -Komponente, so müssen sich die magnetischen Feldlinien in der Transversalebene schliessen und von einem longitudinalen Verschiebungsstrom durchsetzt werden, es muss also eine  $E_z$ -Komponente vorhanden sein. Falls keine  $E_z$ -Komponente auftritt, so können sich die magnetischen Feldlinien auch in der Querebene nicht schliessen, sondern müssen dies in der Längsrichtung tun, was die Existenz einer  $H_z$ -Komponente voraussetzt. Ein rein transversales Feld ist also im Hohlleiter nicht möglich.

Ebenso wie es für zeitabhängige Vorgänge zweckmässig ist, sich zunächst auf eine feste Frequenz zu beschränken und später evtl. eine Fourierzerlegung vorzunehmen, ist es bei einem Hohlleiter mit gegebenem Querschnitt vorteilhaft, von den vielen möglichen Feldformen zunächst solche mit besonders einfachem Verhalten zu untersuchen. Es sind dies diejenigen, bei denen bei gegebener Frequenz die relative Feldverteilung in der Transversalebene längs der  $z$ -Richtung konstant bleibt und sich nur die Amplitude ändert. Hat ein solches Feld zwar eine  $H_z$ -, aber keine  $E_z$ -Komponente, so spricht man von einem  $H$ - oder  $TE$ - («transverse electric») Typ, im umgekehrten Fall von einem  $E$ - bzw.  $TM$ - («transverse magnetic») Typ. Das Vorhandensein einer Längskomponente bewirkt nun, dass das Feld auf einer Transversalebene den Charakter einer stehenden Welle haben muss, d. h., es muss im Querschnitt oder auf dem Rand zu Null werden. Für  $E$ -Wellen ist dies trivial,  $E_z$  muss am Rand Null sein, aber nicht im ganzen Inneren, da das Feld sonst transversal wäre. Bei den  $H$ -Wellen muss  $H_z$  im Inneren des Querschnittes durch Null gehen, da sonst der gesamte Längsfluss nicht verschwinden könnte und eine elektrische Randspannung zur Folge hätte. Es muss also in der Querdimension mindestens für eine halbe Wellenlänge einer stehenden Welle Platz sein.

Ein einfaches Beispiel einer in der Längsrichtung fortschreitenden, in der Querrichtung aber stehenden Welle erhält man bei der Hin- und Her-Reflexion einer ebenen Welle der Frequenz  $f$  zwischen zwei parallelen Metallplatten bei schiefem Einfall (Fig. 3). Die elek-

trische Feldstärke möge parallel zur  $y$ -Achse, senkrecht zur Zeichenebene gerichtet sein,  $F$  bezeichne eine Ebene konstanter Phase. Die dazu senkrechte Richtung, längs deren sich die Welle mit der freien Wellenlänge  $\lambda$  fortpflanzt, ist gestrichelt eingetragen. Zunächst folgt aus dem Dreieck  $ABC$  in Fig. 3, dass

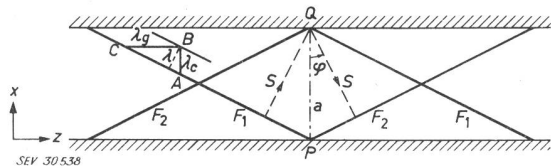


Fig. 3

Fortpflanzung einer ebenen Welle zwischen zwei parallelen Metallplatten bei schiefem Einfall  
Bezeichnungen siehe im Text

der Abstand der Ebenen gleicher Phase in anderen Richtungen als der der Wellennormalen grösser ist als  $\lambda$ , und zwar ist

$$\begin{aligned} \text{für die Transversalrichtung} \quad \lambda_c &= \lambda / \cos \varphi \\ \text{für die Längsrichtung} \quad \lambda_g &= \lambda / \sin \varphi \end{aligned}$$

Es gilt also:

$$\frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_c^2} \quad (1)$$

Das Gesamtfeld entsteht durch Überlagerung der von unten nach oben fortschreitenden Welle 1 und der von oben nach unten laufenden Welle 2. Hat zur Zeit  $t$  die Welle 1 für das elektrische Feld im Punkt  $P$  den Wert  $A$ , so muss die Welle 2 dort den Wert  $-A$  haben, da das Gesamtfeld an der Platte verschwindet. Zur selben Zeit ist das Feld 1 im Punkt  $Q$  um den Phasenwinkel  $2\pi s/\lambda$  verzögert, hat also den Wert  $A e^{-j2\pi \frac{s}{\lambda}}$ , während die Phase der Welle 2 in  $Q$  der in  $P$  um  $2\pi s/\lambda$  vorausseilt, der Wert in  $Q$  ist also  $-A e^{j2\pi \frac{s}{\lambda}}$ . Da auch in  $Q$  das Gesamtfeld verschwinden muss, ergibt sich, dass  $\sin 2\pi s/\lambda = 0$ , dh.  $2\pi s/\lambda = n\pi$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) sein muss, also wegen  $s = a \cos \varphi$  wird:

$$a = \frac{n}{2} \cdot \frac{\lambda}{\cos \varphi} = n \frac{\lambda_c}{2} \quad (2)$$

In der  $x$ -Richtung liegt also eine stehende Welle mit  $n$  Halbwellenlängen auf der Querdimension  $a$  vor.

Da das elektrische Feld die  $y$ -Richtung hat, können senkrecht dazu zwei Metallplatten im beliebigen Abstand  $b$  hinzugefügt werden, ohne die Verhältnisse zu ändern. Man erhält dann einen rechteckigen Hohlleiter mit  $n$  Halbwellen in der  $x$ -Richtung und konstantem Feld längs der  $y$ -Richtung. Dieser Wellentyp wird mit  $H_{n0}$  bezeichnet, entsprechend der Tatsache, dass zwar eine  $H_z$ , aber keine  $E_z$  Komponente vorhanden ist. Die Wellenlänge in der Längsrichtung des Hohlleiters ist nach Gl. (1):

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (3)$$

und die Phasengeschwindigkeit

$$v_g = f \lambda_g = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (4)$$

Sie ist grösser als die Lichtgeschwindigkeit  $c$ .

All dies gilt bei genügend hoher Frequenz, solange  $\lambda \leq \lambda_c$  ist. Erniedrigt man die Frequenz, so wird  $\lambda_g$  immer grösser, entsprechend einem immer steileren Einfall in Fig. 3, bis schliesslich für  $\lambda = \lambda_c$  die Hohlleiterwellenlänge unendlich gross wird, der ganze Hohlleiter schwingt in Phase, eine Wellenausbreitung findet nicht mehr statt.  $\lambda_c$  heisst die Grenzwellenlänge, die entsprechende Frequenz  $f_c = c/\lambda_c$  die Grenzfrequenz des betreffenden Wellen-Typs in diesem Hohlleiter. Bei noch tieferen Frequenzen versagen die anschaulichen Überlegungen. Die Querwellenlänge ist jedoch nach wie vor durch  $\lambda_c = 2a/n$  gegeben, das elektrische Feld ist wie für  $f = f_c$  überall in Phase und ist in der  $z$ -Richtung exponentiell, mit  $e^{-\alpha z}$ , gedämpft, wobei die Dämpfungskonstante gegeben ist durch

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \quad (5)$$

Diese Dämpfung ist nicht durch Verluste verursacht, sondern dadurch, dass die Welle sozusagen im Hohlleiter keinen Platz mehr hat. Ein Energietransport findet im stationären Zustand im Zeitmittel für  $f < f_c$  nicht mehr statt.

Die obigen Verhältnisse sind weitgehend typisch. Allgemein gilt:

1. Zu jedem Hohlleiter gibt es unendlich viele  $H$ - und  $E$ -Typen, die als  $H_{mn}$ - und  $E_{mn}$ -Typen unterschieden werden. Sie sind durch ihre Feldverteilung in der Transversalebene charakterisiert. Jedes beliebige Feld im Hohlleiter lässt sich aus diesen Typen aufbauen.

2. Zu jedem Typ gehört eine bestimmte Grenzwellenlänge  $\lambda_c$  bzw. Grenzfrequenz  $f_c$ . Oberhalb dieser Frequenz breitet sich der betr. Typ in Wellenform längs der  $z$ -Richtung aus, wobei die Felder in verschiedenen Transversalebene sich um den Faktor  $e^{j2\pi \left(f t - \frac{z}{\lambda_g}\right)}$  unterscheiden (für eine nach  $+z$  laufende Welle der Frequenz  $f$ ). Die Hohlleiterwellenlänge  $\lambda_g$  ist durch Gl. (3) gegeben, die Phasengeschwindigkeit durch Gl. (4). An der Grenzfrequenz wird  $\lambda_g$  unendlich. Für tiefere Frequenzen ist das Feld in der Längsrichtung gedämpft, wobei Gl. (5) gilt.

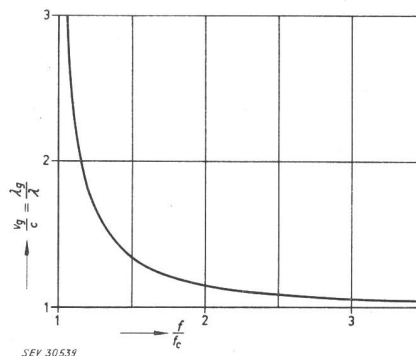


Fig. 4

Phasengeschwindigkeit  $v_g$  und Wellenlänge  $\lambda_g$  eines beliebigen Wellentyps im Hohlleiter in Abhängigkeit von der Frequenz  $f$   
Weitere Bezeichnungen siehe im Text

In Fig. 4 ist die Phasengeschwindigkeit  $v_g$  als Funktion der Frequenz dargestellt. Die für jeden Typ charakteristische Zahl  $\lambda_c$  ist eine rein geometrische Grösse, die sich für einfache Querschnittsformen exakt berechnen lässt.

3. Elektrische und magnetische Transversalfeldstärke stehen in jedem Punkt senkrecht aufeinander. Ihr Verhältnis  $E_t/H_t$  ist bei gegebener Frequenz für jeden Typ über den ganzen Querschnitt konstant. Dieses Verhältnis wird mit Feldwellenimpedanz  $Z$  bezeichnet. Es gilt

für  $H$ -Wellen

$$Z_m = \frac{\zeta}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \quad (6)$$

$\zeta$  Feldwellenimpedanz des freien Dielektrikums;  
377  $\Omega$  für Luft

für  $E$ -Wellen

$$Z_e = \zeta \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2} \quad (7)$$

Im Ausbreitungsgebiet, für  $f > f_c$ , sind  $Z_m$  bzw.  $Z_e$  reell, elektrische und magnetische Quersfeldstärke sind in Phase. Im Dämpfungsgebiet, für  $f < f_c$ , ist die Feldwellenimpedanz imaginär, und zwar induktiv für  $H$ -Wellen, kapazitiv für  $E$ -Wellen. Ein Energietransport findet dann im Zeitmittel nicht mehr statt. Die magnetische (elektrische) Längsfeldstärke ist gegen die elektrische (magnetische) Quersfeldstärke allgemein um  $90^\circ$  phasenverschoben.

4. Mit steigender Frequenz (im Ausbreitungsgebiet) nähern sich  $\lambda_g$ ,  $v_g$  und  $Z$  den Werten des freien Dielektrikums. Die Längsfeldstärke nimmt bei festem Energiefluss proportional  $f^{-1} \left[1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2\right]^{-\frac{1}{4}}$  ab.

5. Bei Annäherung an die Grenzfrequenz wird nach Gl. (6) bei den  $H$ -Typen die Querkomponente des magnetischen Feldes, bei den  $E$ -Typen nach Gl. (7) die des elektrischen Feldes sehr klein. Da der Energiefluss dem Produkt der Querkomponenten von  $E$  und  $H$  proportional ist, muss die andere Querkomponente und damit auch die Längskomponente zur Aufrechterhaltung eines festen Energieflusses sehr gross gemacht werden.

6. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Energie ist für jeden Typ durch  $c^2/v_g$  gegeben, sie ist kleiner als die Lichtgeschwindigkeit  $c$ .

7. Im idealen geraden Hohlleiter breiten sich die verschiedenen Typen unabhängig voneinander aus, der gesamte Energiestrom ist gleich der Summe der von den einzelnen Typen transportierten Energie. Die Typen sind, wie man sagt, orthogonal zueinander.

Bei Berücksichtigung der endlichen Leitfähigkeit der Hohlleiterwände werden obige Eigenschaften derart modifiziert, dass im Ausbreitungsgebiet eine gewisse durch Leitungsverluste verursachte Dämpfung hinzutritt. Die Wellenlänge an der Grenzfrequenz ist nicht mehr unendlich, sondern nur sehr gross, und auch bei noch tieferen Frequenzen findet ein freilich sehr schwacher Energietransport statt. Der Übergang vom Ausbreitungs- zum Dämpfungsgebiet erfolgt stetig, wenn auch sehr schnell. Abgesehen von der Dämpfung im Ausbreitungsgebiet, auf die weiter unten eingegangen wird, ist es im allgemeinen nur dann nötig, die endliche Leitfähigkeit der Wand zu berücksichtigen, wenn man sich für die unmittelbare Umgebung der Grenzfrequenz interessiert.

Die Verhältnisse in Hohlleitern machen danach zweifellos einen recht komplizierten Eindruck, vor allem wegen der Vielzahl von Feldtypen. In der Praxis

beschränkt man sich aber immer auf einen einzigen Typ, da der Entwurf von Auskoppellementen und dgl. gleichzeitig für zwei Typen, die sich mit einer von der Länge des Übertragungswegs und der Frequenz abhängigen Phasendifferenz überlagern, ohne Signalverzerrung praktisch nicht durchführbar ist. Die Existenz eines einzigen Wellentyps ist gewährleistet, wenn man den Hohlleiter so dimensionieren kann, dass im Betriebsfrequenzbereich zwar der Typ mit der tiefsten Grenzfrequenz ausbreitungsfähig ist, aber nicht der mit der nächsthöheren, und wenn es nur einen einzigen Wellentyp zur tiefsten Grenzfrequenz gibt. Damit kommt man bei vielen Anwendungen aus. Nur wenn es wesentlich ist, eine möglichst geringe Dämpfung zu erhalten, ist es notwendig, den Hohlleiter im mehrdeutigen Bereich zu verwenden. Man muss dann durch Einhaltung enger Toleranzen und allfällige besondere Massnahmen dafür sorgen, dass die Umwandlung des eingespeisten Wellentyps in andere ein erträgliches Mass nicht überschreitet.

Im folgenden sollen diese Verhältnisse an den gebräuchlichsten Hohlleitern, nämlich solchen mit rechteckigem und kreisrundem Querschnitt, illustriert werden.

### Hohlleiter mit rechteckigem Querschnitt

Es bezeichne  $a$  die Breitseite,  $b$  die Schmalseite des Rechtecks. In Fig. 5 sind die elektrischen Transversalfelder der für  $b \leq a/2$  niedrigsten Wellentypen dargestellt. Die zugehörigen Grenzwellenlängen sind darunter eingetragen. Solche Felddiagramme sind nicht nur an und für sich interessant, sie ermöglichen es auch, die Wirkung einer Querschnittverformung oder von eingesetzten Blenden oder Schrauben qualitativ zu beurteilen.

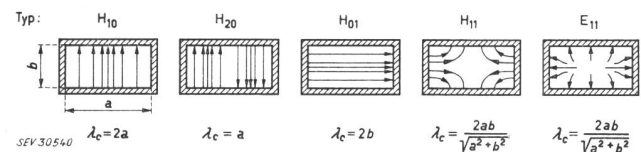


Fig. 5

Das elektrische Transversalfeld einiger Feldtypen im Rechteckhohlleiter

Bezeichnungen siehe im Text

Der weitaus wichtigste Wellentyp ist die  $H_{10}$ -Welle mit der tiefsten Grenzfrequenz  $\lambda_c = 2a$ . Das Querfeld ändert sich hier sinusförmig längs der  $x$ -Richtung, die Breitseite  $a$  ist gleich einer halben Querwellenlänge. In der  $y$ -Richtung ist das Feld konstant. Für  $b \leq a/2$  ist der nächsthöhere Typ die  $H_{20}$ -Welle mit der halben Grenzwellenlänge  $\lambda_c = a$ . Man hat also hier ein Frequenzband der Breite 2:1 zur Verfügung, in dem nur die Grundwelle  $H_{10}$  ausbreitungsfähig ist. Freilich ist es nicht zweckmässig, das ganze Band zu benützen. In der Nähe der Grenzfrequenz der Grundwelle werden die Eigenschaften des Hohlleiters und aller in ihm befindlichen Bauelemente stark frequenzabhängig, so dass die Anpassung schwierig ist. Auch steigen die Verluste an. Man geht deshalb mit der Frequenz nur ungeren unter das 1,2fache der Grenzfrequenz herunter. Auch von der oberen Grenze des Eindeutigkeitsbereiches empfiehlt es sich, einen kleinen Abstand einzuhalten, so dass sich der ausnützbare Frequenzbereich etwa vom 1,2...1,95fachen der Grenzfrequenz erstreckt (Bandbreite 1,6:1). Da bei Verkleinerung von  $b$  die Verluste ebenfalls steigen, wählt man  $a/b$  meist gleich



2 oder etwas darüber. Die Hohlleiter mit rechteckigem Querschnitt sind international genormt. Die ausnutzbaren Frequenzbänder aufeinanderfolgender Querschnitte überdecken sich dabei jeweils etwa zur Hälfte.

Der Vorzug der rechteckigen Hohlleiter liegt in ihrem breiten Eindeutigkeitsbereich und der festen Orientierung des Feldes im Hohlleiter bei mässigen Verlusten und einfacher Herstellung. Sie werden deshalb für kurze Verbindungen, wo es nicht auf extrem niedrige Verluste ankommt, vorzugsweise benützt.

### Hohlleiter mit kreisförmigem Querschnitt

Die transversalen Feldbilder der Typen mit den tiefsten Grenzfrequenzen sind in Fig. 6 wiedergegeben;  $a$  ist der Hohlleiterradius. Die Indizierung erfolgt hier anders als beim Rechteckhohlleiter, Typen mit demselben Indexpaar im Rechteckhohlleiter und im Rundhohlleiter haben nichts miteinander zu tun. Offenbar

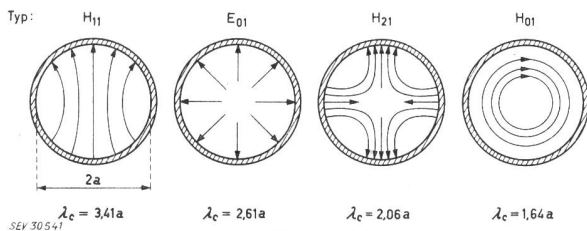


Fig. 6  
Das elektrische Transversalfeld der niedersten Feldtypen im Rundhohlleiter  
Bezeichnungen siehe im Text

ist die Orientierung dieser Felder im Hohlleiter willkürlich, jedes Feld kann um einen beliebigen Winkel um die Hohlleiterachse gedreht werden. Die dabei entstehenden Felder sind nur im Fall der  $H_{0n}$ - und  $E_{0n}$ -Typen mit den Ausgangsfeldern identisch. In den anderen Fällen kann jedes Zwischenfeld aus zwei um  $90^\circ$  gegeneinander gedrehten Feldern zusammengesetzt werden, die als die beiden möglichen Polarisierungen des Wellentyps bezeichnet werden. Dies gilt insbesondere für den Grundtyp  $H_{11}$ .

Im ideal runden Hohlleiter pflanzen sich die beiden Polarisierungen mit derselben Geschwindigkeit fort. Schon bei geringer Elliptizität des Rohres, wie sie etwa durch Spannungen hervorgerufen wird, ist aber die Geschwindigkeit für die in Richtung der grossen und kleinen Achse polarisierten Wellen etwas verschieden. Wenn das einfallende Feld nicht zufällig gerade in einer dieser Richtungen polarisiert ist, pflanzen sich seine Komponenten nach den Ellipsenachsen mit verschiedener Geschwindigkeit fort, und das am Hohlleiterausgang ankommende Feld ist dann, besonders bei grösserer Länge, merklich elliptisch polarisiert oder auch die Polarisationsrichtung gedreht. Besondere Massnahmen sind dann erforderlich, um diesen Effekt klein zu halten.

Das Verhältnis der Grenzfrequenzen des Grundwellentyps  $H_{11}$  und des nächsthöheren  $E_{01}$  ist 1,3, gegen 2 beim üblichen Rechteckhohlleiter. Der Bereich der eindeutigen Wellenausbreitung ist also beim Rundhohlleiter wesentlich schmaler. Dies zusammen mit der mangelhaften Fixierung der Polarisierung der Grundwelle schränkt die Brauchbarkeit des runden Hohlleiters ein, er wird hauptsächlich benützt, wenn man zwei Polarisierungen weiterleiten will, oder wenn, wie bei langen Antennenzuleitungen, niedrige Verluste wichtiger sind als Betrieb im Eindeutigkeitsbereich.

Bemerkenswert ist das Feldbild des  $H_{01}$ -Typs. Die elektrischen Feldlinien sind konzentrische Kreise in der Transversalebene, die elektrische Feldstärke am Rand verschwindet. Also verschwindet dort auch die Transversalkomponente des magnetischen Feldes, da die beiden ja über die Feldwellenimpedanz zusammenhängen. Es bleibt am Rand nur die magnetische Längskomponente, die nach Gl. (4) mit steigender Frequenz immer kleiner wird. Dasselbe gilt für alle  $H_{0n}$ -Typen. Einen entsprechenden  $E$ -Typ, bei dem das elektrische Feld am Rand diesem überall parallel ist, gibt es nicht.

Solange nur ein einziger Wellentyp ausbreitungsfähig ist, kann man Strom- und Spannungsgrössen, Leitungsimpedanzen usw. einführen und den Hohlleiter wie eine Zweidrahtleitung behandeln. Z. B. kann man beim  $H_{10}$ -Typ im Rechteckhohlleiter als Strom  $I$  den gesamten Längsstrom auf einer Breitseite, als Spannung  $U$  das geradlinige Feldstärkenintegral zwischen den beiden Breitseitenmitten definieren. Diese Festsetzungen sind zwar anschaulich einleuchtend, aber doch willkürlich, und es ist nicht von vornherein sicher, dass die Benützung dieser Grössen in den Formeln der gewöhnlichen Leitungstheorie immer richtige Ergebnisse liefert. Definiert man z. B. den Wellenwiderstand  $Z = U/I$ , so ist der Energiestrom nicht durch  $ZI_{eff}^2$  gegeben, sondern unterscheidet sich davon um einen Zahlenfaktor. Besonders beim Zusammenschalten von Hohlleitern mit verschiedenem Querschnitt ist diesbezüglich Vorsicht geboten. Es sei noch hervorgehoben, dass die früher eingeführte Feldwellenimpedanz nicht mit dem üblichen Wellenwiderstand z. B. bei der Koaxialleitung identisch ist. Die Feldwellenimpedanz ist dort bei Luftfüllung gleich  $377 \Omega$  unabhängig von den Dimensionen, der Wellenwiderstand hängt von den Abmessungen ab und liegt meist zwischen  $50$  und  $80 \Omega$ .

An Unstetigkeiten im Leitungszug, z. B. an Blenden oder Querschnittsänderungen, werden höhere Wellen angeregt. Wenn diese sich nicht ausbreiten können, bedeuten sie lediglich gespeicherte Energie und wirken wie die sonst bekannten Energiespeicher, nämlich Kapazitäten und Induktivitäten, oder Kombinationen von solchen. Dabei übernimmt die reziproke Hohlrohrwellenlänge  $1/\lambda_g$  vielfach die Rolle der Frequenz, bzw. von  $f/c$ , bei den üblichen Reaktanzen. So ist z. B. die Reaktanz einer kapazitiven Blende (eines parallel zur Breitseite in den Hohlleiter hineinragenden Blechs) proportional  $\lambda_g$  und wird an der Grenzfrequenz unendlich, wie die Reaktanz eines Kondensators bei der Frequenz Null. Im übrigen weicht aber der Frequenzverlauf solcher Elemente von dem einer einfachen Kapazität oder Induktivität ab.

### Verluste in Hohlleitern

Die Verluste in leeren Hohlleitern sind durch die Stromwärmeentwicklung in den Wänden bedingt. Sie lassen sich mit grosser Genauigkeit berechnen, wenn man zunächst die Oberflächenstromdichte bei unendlich guter Leitfähigkeit bestimmt und ihr Quadrat dann mit der effektiven, durch den Skineneffekt gegebenen Widerstand der Metalloberfläche multipliziert.

Bei unendlich guter Leitfähigkeit ist die Oberflächenstromdichte bekanntlich gleichgross wie die Tangentialkomponente des Magnetfeldes, jedoch um  $90^\circ$  gegen diese gedreht. Eine Transversalkomponente von  $H$  am Rand bedeutet also einen Längsstrom,  $H_z$  einen Quersstrom.

Es war unter Punkt 5. hervorgehoben worden, dass bei Annäherung an die Grenzfrequenz bei  $H$ -Wellen die Längskomponente, bei  $E$ -Wellen die Transversalkomponente von  $H$  sehr gross gemacht werden müssen, um einen festen Energiefluss aufrechtzuerhalten. Dies bedeutet entsprechend hohe Stromdichten und Verluste, so dass bei Annäherung an die Grenzfrequenz die Dämpfung aller Wellentypen sehr stark ansteigt. Geht man andererseits zu hohen Frequenzen, so nähert sich der Längsstrom bei allen Typen, wo ein solcher am Rand vorhanden ist, einem endlichen Wert. Da gleichzeitig der Skineffektwiderstand mit  $\sqrt{f}$  ansteigt, steigt die Dämpfung wieder an. Dazwischen durchläuft sie ein Minimum. Dies gilt insbesondere für die Grundwellentypen  $H_{10}$  bzw.  $H_{11}$  im rechteckigen bzw. runden Hohlleiter. Bei den  $H_{0n}$ -Typen im runden Hohlleiter, wo am Rand nur ein Querstrom  $I$  vorhanden ist, der ungefähr mit  $f^{-1}$  (Ziff. 4.) abnimmt, sinken Verlust  $R_{eff} I^2$  und Dämpfung mit steigender Frequenz dauernd, für hohe Frequenzen proportional  $f^{-3/2}$ . Diese Wellentypen, insbesondere der  $H_{01}$ -Typ, erscheinen deshalb für die Nachrichtenübertragung über sehr lange Hohlleitungen bei sehr hohen Frequenzen aussichtsreich. Da es sich nicht um die Grundwelle handelt, muss man dafür sorgen, dass die Umwandlung in andere Typen klein bleibt. Es sei diesbezüglich auf einen demnächst in dieser Zeitschrift erscheinenden Artikel von G. Piefke verwiesen.

In Fig. 7 ist die Dämpfung verschiedener Übertragungssysteme bei gleichem Umfang (gleicher Materialaufwand bei Hohlleitern) in Abhängigkeit von der

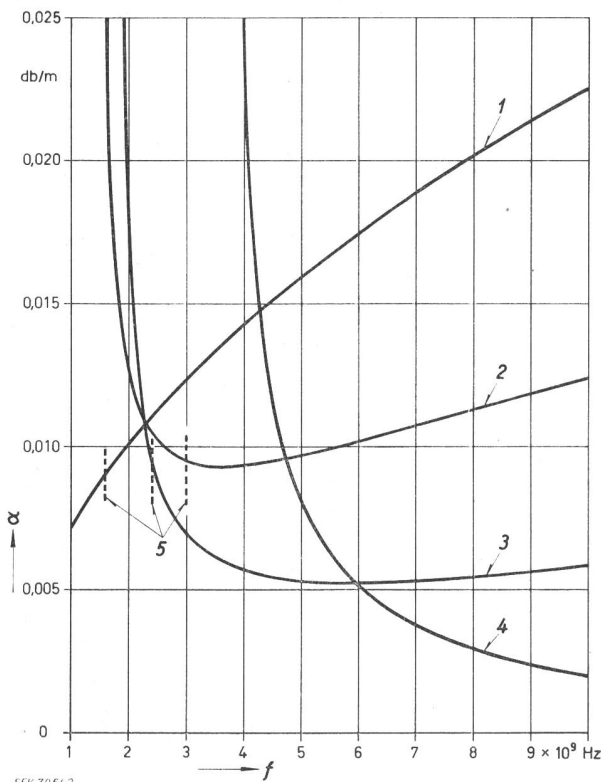


Fig. 7

Die Dämpfungskonstante der Wellenausbreitung in verschiedenen Systemen (Wände des Hohlleiters aus Kupfer)

- 1 Koaxialleitung (Umfang 30 cm, Wellenwiderstand 77  $\Omega$ ); 2 Rechteckhohlleiter,  $H_{10}$ -Typ ( $a = 10$  cm,  $b = 5$  cm); 3 Rundhohlleiter,  $H_{10}$ -Typ (Umfang 30 cm); 4 Rundhohlleiter,  $H_{01}$ -Typ (Umfang 30 cm); 5 Grenze des Eindeutigkeitsbereichs  
 $a$  Dämpfung;  $f$  Frequenz

Frequenz für ein typisches Beispiel dargestellt. Die Überlegenheit der Hohlleiter über die Koaxialleitung ist klar ersichtlich, wobei bei diesen die dielektrischen Verluste noch nicht berücksichtigt sind. Aus den Kurven folgt ferner, dass für geringste Dämpfung die Hohlleiter oberhalb des Eindeutigkeitsbereichs benutzt werden müssen.

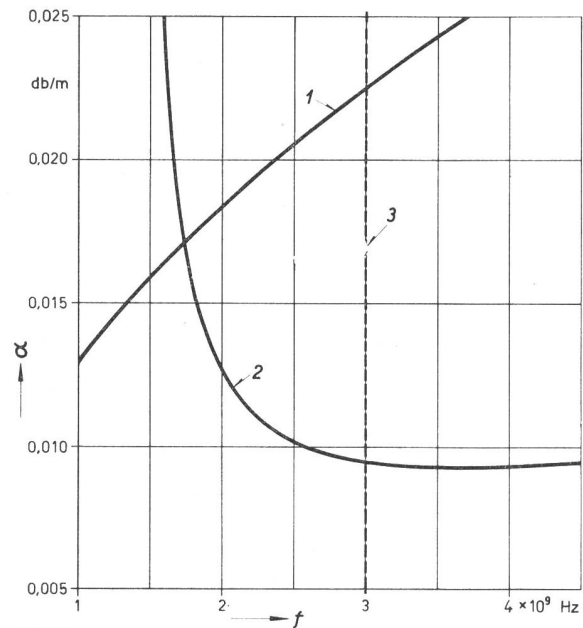


Fig. 8

Vergleich der Dämpfung im Koaxialleiter und Rechteckhohlleiter aus Kupfer bei gleicher Eindeutigkeitsgrenze

- 1 Koaxialleitung (Umfang 16,9 cm, Wellenwiderstand 93  $\Omega$ ); 2 Rechteckhohlleiter,  $H_{10}$ -Typ ( $a = 10$  cm,  $b = 5$  cm); 3 Grenze der Eindeutigkeit  
 $a$  Dämpfung;  $f$  Frequenz

In Fig. 8 sind der übliche Rechteckhohlleiter für Betrieb im Eindeutigkeitsbereich und der Koaxialleiter nochmals miteinander verglichen, wobei die obere Grenze des Eindeutigkeitsbereiches in beiden Fällen gleich gemacht wurde. Dies bedingt einen kleineren Umfang des Koaxialrohres gegenüber dem Hohlleiter und lässt die Überlegenheit des Hohlleiters noch stärker hervortreten. Die Koaxialleiter wurden dabei für beide Bilder so dimensioniert, dass sie unter den gegebenen Bedingungen die geringste Dämpfung haben.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Verhältnisse in Hohlleitern zwar komplizierter liegen als bei Koaxial- und Zweidrahtleitungen bei tiefen Frequenzen, dass sie sich aber doch überblicken lassen und eine zweckmässige Dimensionierung ermöglichen. Die praktischen Vorteile der Hohlleiter, nämlich geringe Dämpfung, einfacher Aufbau, geringe Toleranzen und die Verwendbarkeit einfacher Zusatzstrukturen haben sie zum bevorzugten Mittel für die Übertragung elektrischer Signale bei hohen Frequenzen über kurze Entfernungen gemacht.

#### Literatur

- [1] Southworth, G. C.: Principles and Applications in Waveguide Transmission. Toronto, New York, London: Van Nostrand 1950.  
 [2] Ramo, S. und J. R. Whinnery: Fields and Waves in Modern Radio. 2. Aufl., New York: Wiley, London: Chapman & Hall 1953.

Adresse des Autors:

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