

Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri

Band: 46 (1968)

Heft: 9

Artikel: Zylindrische Oberflächenwellenleitungen

Autor: Severin, Hans

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-875674>

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: 13.10.2024

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

Zusammenfassung. Zur dämpfungsarmen Übertragung von Dezimeter-, Zentimeter- und Millimeterwellen können Oberflächenwellen-Leitungen angewendet werden. Für die hauptsächlichsten Leitungsformen, nämlich den Metalldraht (Sommerfeld-Leitung), den Metalldraht mit dielektrischer Schicht (Harms-Goubau-Leitung) und die dielektrische Leitung, werden Dämpfung und radiale Ausdehnung des elektromagnetischen Feldes angegeben. Für die Harms-Goubau-Leitung werden einige technische Anwendungen angeführt. Für die dielektrische Leitung werden einige in der Entwicklung befindlichen Bauelemente und Messgeräte beschrieben.

Conducteurs cylindriques pour ondes superficielles

Résumé. Pour transmettre avec un affaiblissement fortement réduit les ondes décimétriques, centimétriques et millimétriques, on peut employer des conducteurs pour ondes superficielles. Pour les principales formes de ces conducteurs, notamment le fil métallique (conducteur de Sommerfeld), le fil métallique avec couche diélectrique (conducteur de Harms-Goubau) et le conducteur diélectrique, on indique ici l'affaiblissement et l'étendue radiale du champ électromagnétique. Quelques applications techniques sont indiquées pour le conducteur de Harms-Goubau. On décrit encore quelques éléments de construction et instruments de mesure actuellement en développement pour le conducteur diélectrique.

Conduttori cilindrici per onde di superficie

Riassunto. Per trasmettere onde decimetriche, centimetriche e millimetriche con un minimo di attenuazione si possono impiegare conduttori per onde di superficie. Per le forme più correnti dei conduttori, cioè filo metallico (conduttore Sommerfeld), filo metallico con strato dielettrico (conduttore Harms-Goubau) e conduttore dielettrico, sono indicate l'attenuazione e la propagazione radiale del campo elettromagnetico. Per il conduttore Harms-Goubau vengono elencati alcuni impieghi tecnici. Per i conduttori dielettrici si citano alcuni elementi di costruzione e alcuni attrezzi di misurazione in via di sviluppo.

Einleitung

Das Bestreben, elektromagnetische Energie mit möglichst geringen Verlusten über Leitungen zu übertragen, ist so alt wie die Nachrichtentechnik selbst. Im Zuge der Entwicklung zu immer höheren Frequenzen wurden anstelle von Doppeldraht- und Koaxialleitungen die dämpfungsärmeren Hohlleitungen eingeführt. Diese tauchten in den dreissiger Jahren in der technischen Fachliteratur auf, obgleich sie in der Physik durch Arbeiten von Lord Rayleigh schon viel früher (1893–1897) bekannt waren. Ein ähnliches Schicksal hatten die Oberflächenwellenleitungen, deren technische Bedeutung Goubau 1950 darlegte. Das Problem der metallischen Eindrahtleitung war 1899 von Sommerfeld, das des Metalldrahtes mit dielektrischer Schicht 1907 von Harms und das der dielektrischen Leitung 1910 von Hondros und Debye gelöst worden.

Im Bereich der Dezimeter- und Zentimeterwellen verwendet man heute vorwiegend koaxiale Kabel und Hohlleitungen von rechteckigem Querschnitt. Die Dämpfung dieser Leitungen wächst wegen der mit der Frequenz abnehmenden Eindringtiefe des elektrischen Stromes mit der Wurzel aus der Frequenz, so dass man im Bereich der Zentimeterwellen ganz erhebliche Verluste erhält. Da die Dämpfung andererseits mit zunehmender Oberfläche kleiner wird, kann sie – in gewissen Grenzen – durch Vergrößerung des Leitungsquerschnitts herabgesetzt werden. Dies ist einer der Gründe für die bevorzugte Verwendung von Hohlleitungen im Zentimeterwellengebiet.

Bei einer Frequenz von 10 GHz beträgt die Dämpfung einer für diesen Frequenzbereich genormten Kupferkoaxial-

leitung ohne Dielektrikum (Durchmesser des Aussenleiters 9,53 mm, Durchmesser des Innenleiters 2,65 mm) 226 dB/km, die Dämpfung der genormten Kupferhohlleitung für das 10-GHz-Band (Innenabmessungen 22,9 mm×10,2 mm) ist 96 dB/km. Bei einer Wellenlänge von 5 mm hat die Hohlleitung des 60-GHz-Bandes (Innenabmessungen 3,76 mm×1,88 mm) eine Dämpfung von 1300 dB/km. Angesichts dieser Dämpfungswerte kommen die Koaxialleitung und die Rechteckhohlleitungen zur Nachrichtenübertragung über längere Strecken nicht in Frage. Dazu dienen heute Richtstrahlverbindungen mit stark bündelnden Antennensystemen und optischer Sicht zwischen Sender und Empfänger. Bei einem Stationsabstand von 64 km und Parabolspiegeln von 40 Wellenlängen Durchmesser ergibt sich für eine Trägerfrequenz von 10 GHz eine Ausbreitungsdämpfung von 96 dB, im Mittel also 1,5 dB/km.

Die Idee, die leitende Oberfläche zu vergrössern, führt vom Koaxialkabel zur Clogston- oder Schichtenleitung, bei der Innen- und Aussenleiter aus vielen konzentrischen, voneinander isolierten Metallschichten aufgebaut sind [1, 2, 3]. Wenn die Dicke der einzelnen Metallschichten klein ist gegen die Eindringtiefe für die höchste zu übertragende Frequenz, hat diese Leitung eine in weitem Frequenzbereich konstante Dämpfung, die zudem erheblich kleiner ist als die der Koaxialleitung gleicher Abmessungen. Die Schichtenleitung könnte vorzugsweise als Breitbandkabel im Frequenzbereich 0,1...10 MHz Verwendung finden, also in der Trägerfrequenztelefonie oder für die Übertragung eines Fernsehprogrammes, wenn sich die Schwierigkeiten einer wirtschaftlichen Fertigung dieser Leitung überwinden lassen.

Bei der Hohlleitung führt das Verfahren, Leitungsverluste durch Vergrößerung der leitenden Oberfläche herabzusetzen, zu grösseren Leitungsquerschnitten (over-sized

¹ Nach einem Vortrag, gehalten anlässlich des Kolloquiums über die Theorie der elektromagnetischen Wellen, veranstaltet 1966/67 von den Instituten für angewandte Physik und Mathematik der Universität Bern

waveguides). Abgesehen von den damit verbundenen Kosten ergeben sich bei diesem Verfahren Schwierigkeiten in der Übertragung durch die gleichzeitige Anregung höherer, unerwünschter Wellentypen, deren Zahl mit zunehmenden Querschnittabmessungen stark anwächst. Hier erweist sich nun die $H_{0,1}$ -Welle in der kreisförmigen Hohlleitung allen anderen Hohlleitungswellen überlegen, weil sie bei gleicher Verlustdämpfung den kleinsten Rohrquerschnitt und damit das Minimum an möglichen Wellentypen aufweist. Während die Dämpfung durch ohmsche Verluste für die Hohlleitungswellen bei hohen Frequenzen im allgemeinen mit der Wurzel aus der Frequenz zunimmt, zeigt die $H_{0,1}$ -Welle ein völlig abweichendes Verhalten: Für sie geht die Dämpfung mit wachsender Frequenz gegen Null. Die Leitungsverluste kommen bei diesem Wellentyp allein durch zirkuläre Mantelströme zustande, die durch die Axialkomponente des Magnetfeldes hervorgerufen werden. Da bei jeder Hohlleitungswelle der Betrag der axialen Feldkomponente mit wachsender Frequenz abnimmt, werden bei der $H_{0,1}$ -Welle auch die Mantelströme und die damit verbundenen Leitungsverluste kleiner. Eine unmittelbare Folge dieses Verhaltens ist die Tatsache, dass man grundsätzlich für jede Frequenz jede vorgegebene Dämpfung erhalten kann, wenn man nur den Rohrdurchmesser genügend gross macht [4, 5]. Zum Beispiel erhält man bei einer Frequenz von 50 GHz, entsprechend einer Wellenlänge von 6 mm, für ein Kupferrohr von 5 cm Durchmesser eine Dämpfung der $H_{0,1}$ -Welle von 1,25 dB/km.

Noch vor 25 Jahren wurde das aus dem Rahmen fallende Dämpfungsverhalten der $H_{0,1}$ -Welle für eine reine Kuriosität gehalten, der man keinerlei technische Bedeutung beimass. Diese Auffassung wurde in den fünfziger Jahren widerlegt, als es gelang, die $H_{0,1}$ -Welle mit hohem Wirkungsgrad anzuregen und über ein längeres Leitungsstück ohne gleichzeitiges Auftreten anderer Wellentypen mit wesentlich höherer Dämpfung zu führen. Seit etwa 1960 ist die technische Entwicklung des $H_{0,1}$ -Übertragungssystems abgeschlossen. Es wird bisher nicht eingesetzt, weil der Bedarf an Nachrichtenkanälen, selbst zwischen zwei Städten wie New York und Philadelphia, zur Zeit noch nicht gross genug ist, um eine solche Übertragungsanlage voll auszunutzen und die Kosten für deren Einrichtung zu rechtfertigen. (Trotzdem denkt man heute schon an wesentlich höhere Kanalkapazitäten, wie sie bei der Modulation eines Lasers zur Verfügung stehen. In diesem Zusammenhang beschäftigen sich in die Zukunft weisende Untersuchungen mit Übertragungsleitungen für Lichtwellen.)

Auch bei den im folgenden behandelten Oberflächenwellenleitungen sind die technischen Anwendungsmöglichkeiten noch nicht ausgeschöpft. Die verhältnismässig kleine Dämpfung dieser Leitungen beruht darauf, dass das Feld überwiegend im angrenzenden Luftraum verläuft. Um

deren Verwendbarkeit beurteilen zu können, genügt es daher nicht, nur die Dämpfung anzugeben; man muss vielmehr noch die Ausdehnung des elektromagnetischen Feldes um die Leitung in Betracht ziehen. Eine Wellenleitung, deren äusseres Feld sehr weit in den umgebenden Raum reicht, ist für technische Zwecke ungeeignet, auch wenn ihre Dämpfung noch so klein ist.

1. Die Eindrahtheitung (Sommerfeld-Leitung)

Das Problem der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen längs eines Metalldrahtes (Eindrahtheitung) wurde 1899 von Sommerfeld [6] gelöst. Vorher hatte sich Hertz [7] vergeblich darum bemüht. Wenn er mit seinen Versuchen keinen Erfolg hatte, so liegt dies – wie wir heute wissen – an der grossen Ausdehnung des elektromagnetischen Feldes um den Draht, so dass die Umgebung, zum Beispiel die Laboratoriumswände, zu sehr störten. Theoretisch scheiterte Hertz daran, dass er das Problem zu weitgehend idealisierte, indem er nämlich den Draht unendlich dünn und dessen Leitfähigkeit σ unendlich gross annahm. Die Sommerfeldsche Lösung zeigt, dass im Grenzfall $\sigma \rightarrow \infty$ eine Oberflächenwelle längs des Drahtes nicht möglich ist.

Lassen wir Heinrich Hertz selbst über seine Untersuchungen berichten:

«Unter einem vollkommenen Leiter versteht man nach Maxwell einen solchen, in dessen Innerem stets nur verschwindend kleine Kräfte auftreten können. Daraus folgt für die Oberfläche eines vollkommenen Leiters als Bedingung, dass die zur Oberfläche tangentielle Komponente der Kraft verschwinden muss. Enthält diese Behauptung keinen Irrthum, so folgt, dass sich in gutleitenden Drähten elektrische Wellen mit Lichtgeschwindigkeit und in derjenigen Gestalt ausbreiten müssen, für welche die Kraft überall senkrecht auf der Oberfläche des Drahtes steht...»

Dürfen wir indessen unseren Versuchen nur ein Weniges trauen, so ist dies Resultat unrichtig, die Ausbreitung geschieht mit einer viel geringeren Geschwindigkeit. Dies Ergebnis ist um so auffallender, als die Geschwindigkeit in Drähten ebenfalls eine von der Natur des Drahtes gänzlich unabhängige Geschwindigkeit zu sein scheint. Ich habe dieselbe als gleich gefunden in Drähten der verschiedensten Metalle, der verschiedensten Dicke, der verschiedensten Gestalt des Querschnittes, auch in Säulen leitender Flüssigkeit. Die Ursachen, welche diese Geschwindigkeit bestimmen, sind noch dunkel...»

Ich vermuthete bei der Ausführung dieser Versuche nicht im Mindesten einen Einfluss der benachbarten Wände auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit; ich entsinne mich z. B., dass ich den wellenführenden Draht nur in einem Abstand von 1,5 m an einem eisernen Ofen vorbeiführte. Es wäre möglich, dass eine derartige, stets an demselben Punkte wirkende Störung den Anlass zu einem Phasenwechsel abgegeben hat. Wie dem auch sei, ich erlaube mir, die Hoffnung auszusprechen, dass auch diese Versuche von einem anderen Beobachter unter möglichst günstigen Bedingungen, d. h. in einem möglichst grossen Raume, möchten wiederholt werden...»

Indem wir versuchen, die Beobachtungen aus der Maxwell'schen Theorie zu erklären, ist es uns nicht gelungen, alle Schwierigkeiten

rigkeiten zu beseitigen. Gleichwohl wird man die Vollständigkeit, mit welcher jene Theorie den grössten Theil der Erscheinungen wiedergibt, als eine nicht verächtliche Leistung derselben betrachten dürfen.»

Ähnlich wie bei den Hohlleitungen unterscheidet man auch bei der Eindrahtleitung H- und E-Wellen, bei denen also entweder das H- oder E-Feld eine Komponente in Richtung der Drahtachse hat. Die Sommerfeldsche Lösung bezieht sich auf die rotationssymmetrische E-Welle; ihr Feld ist unabhängig von φ und besteht aus den Komponenten E_r , E_z und H_φ , wenn man die Drahtachse zur z-Achse eines zylindrischen Polarkoordinatensystems r , φ , z macht (Fig. 1). Bei sämtlichen anderen E- und H-Wellen verläuft, wie Hondros [8] später gezeigt hat, der grösste Teil des Feldes im Leiter. Diese Wellen haben eine extrem grosse Dämpfung, sie entziehen sich daher der Beobachtung. Somit ist die Sommerfeldsche Drahtwelle die einzige praktisch verwirklichte Welle an der Eindrahtleitung.

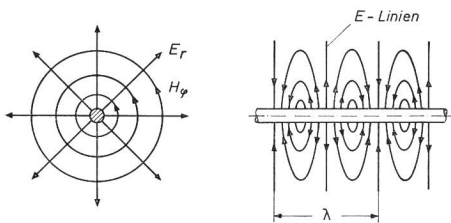


Fig. 1
Feldbild der Sommerfeld-Welle. Transversale Feldkomponenten und elektrische Feldlinien längs des Drahtes

Ein unmittelbar anschauliches Mass für die Feldkonzentration um eine zylindrische Oberflächenwellenleitung ist der Radius des Kreisquerschnittes, durch den ein bestimmter Bruchteil der Gesamtenergie übertragen wird. Die durch eine Querschnittsfläche vom Radius R transportierte Leistung N_z ist:

$$N_z(R) = \pi \operatorname{Re} \left(\int_a^R E_r H_\varphi^* r dr \right) \quad (1)$$

wenn a den Drahtradius bedeutet. Wegen der Zylindersymmetrie des Problems sind E_r , E_z und H_φ Lösungen der Differentialgleichung der Zylinderfunktionen. Der Verlauf von E_r und H_φ in radialer Richtung wird durch die Hankelsche Funktion 1. Ordnung beschrieben, deren asymptotisches Verhalten

$$H_1^{(1,2)}(hr) \rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi hr}} \exp \left[\pm j \left(hr - \frac{3\pi}{4} \right) \right] \quad (2)$$

die entscheidende Bedeutung der endlichen Leitfähigkeit für die Existenz der Sommerfeld-Welle erkennen lässt: Diese ist bei einem idealen Leiter, für den h reell ist, nicht möglich, weil dann das Integral in (1) für $R \rightarrow \infty$ nicht konvergiert, das heisst, ein unendlich grosser Energiefluss zur Aufrechterhaltung einer Wellenausbreitung erforderlich würde. Bei endlicher Leitfähigkeit hingegen hat h einen Imaginärteil,

der bei grossen Werten von r für ein exponentielles Abklingen des Feldes sorgt. Damit ist gewährleistet, dass die Gesamtenergie endlich bleibt.

Die Berechnung der Radien des Kreisquerschnittes, durch den 90% oder 99% der Energie übertragen werden, erfordert die recht mühsame numerische Auswertung von Hankelschen Funktionen mit komplexem Argument, für die geeignete Tabellen nicht vorliegen. Diese Schwierigkeit lässt sich umgehen durch Einführung eines anderen Parameters zur Charakterisierung der Feldausdehnung. Setzt man

$$h = h' + j h'' = h' + \frac{j}{r_0}, \quad (3)$$

so kann die reelle Grösse r_0 , die die Dimension einer Länge hat, als Mass für die Ausdehnung des Feldes dienen. Wegen (2) und

$$\exp(jhr) = \exp(jh'r) \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right) \quad (4)$$

ist r_0 ein Mass für die Abnahme der Feldamplitude in radialer Richtung. Wie die Rechnung zeigt, werden in Fällen von praktischem Interesse stets mehr als 90% der Energie durch den Kreisquerschnitt vom Radius r_0 übertragen. Kaden [9] nennt r_0 den Grenzradius. Figur 2 zeigt, wie für einen Kupferdraht Feldkonzentration und Dämpfung der Sommerfeld-Welle von Frequenz und Drahtradius abhängen. Bei fester Frequenz werden mit wachsendem Drahtradius die Verluste kleiner, während die Ausdehnung des Feldes zunimmt. Für 3 cm Wellenlänge beträgt die Dämpfung für einen Cu-Draht von 5 mm Radius 11 dB/km, der Grenzradius ist 1,2 m.

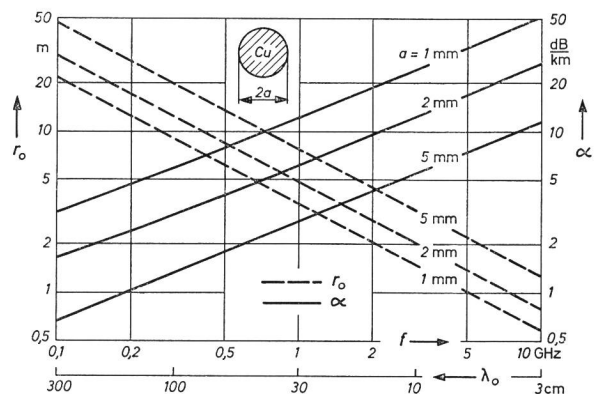


Fig. 2
Grenzradius (---) und Dämpfung (—) der Sommerfeld-Welle für Kupferdrähte von verschiedenem Radius in Abhängigkeit von der Frequenz

Aus praktischen Erwägungen scheint die metallische Eindrahtleitung nicht sehr nützlich, weil nämlich eine stärkere Feldkonzentration um den Draht nur durch Herabsetzen der Leitfähigkeit erzielt werden kann; dieses Ver-

fahren ist keine befriedigende Lösung, weil dabei die ohmschen Verluste anwachsen. Die prinzipielle Unzulänglichkeit der Sommerfeld-Leitung besteht darin, dass für die Existenz einer Oberflächenwelle die endliche Leitfähigkeit notwendige Voraussetzung ist; im Gegensatz dazu sind bei den üblichen Übertragungsleitungen die ohmschen Verluste des metallischen Leiters eine durchaus unerwünschte und überflüssige Eigenschaft. Man hat daher versucht, die Sommerfeld-Leitung derart zu modifizieren, dass die Leitfähigkeit nicht mehr entscheidend für das Zustandekommen einer Oberflächenwelle ist.

2. Der Metalldraht mit dielektrischer Schicht (Harms-Goubau-Leitung)

Der radiale Feldverlauf bei der Eindrahtleitung und sein asymptotisches Verhalten zeigen den Weg, wie für grosse r ein exponentieller Abfall des Feldes erzielt werden kann: Dazu muss h eine imaginäre Komponente haben. Beschreibt man die Ausbreitung in $+z$ -Richtung in der üblichen Weise durch $\exp(j\omega t - \gamma z)$, dann folgt aus der Wellengleichung

$$h = \sqrt{k^2 + \gamma^2}. \quad (5)$$

Dabei sind $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, $\omega = 2\pi f =$ Kreisfrequenz des Signals, $c =$ Lichtgeschwindigkeit im freien Raum und $\lambda_0 =$ zugehörige Wellenlänge. Bei der Sommerfeld-Leitung ist als Folge der metallischen Verlustdämpfung die Ausbreitungskonstante $\gamma = \alpha + j\beta$ komplex. Erstrebenswerter wäre es indessen, die gewünschte imaginäre Komponente von h auch ohne das Auftreten von Verlusten zu erreichen. Mit $\alpha = 0$ wird

$$\gamma = j\beta = j \frac{\omega}{v} = j \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (6)$$

Für $\beta^2 > k^2$, das heisst Phasengeschwindigkeit $v < c$ (Leitungswellenlänge $\lambda < \lambda_0$), wird h imaginär. Damit lässt sich eine Oberflächenwelle längs des Drahtes verwirklichen, ohne dass hierfür eine Dämpfung Vorbedingung ist.

Eine Möglichkeit, die Phasengeschwindigkeit der Leitungswelle zu verringern, besteht darin, dass man den Metalldraht mit einer dielektrischen Schicht überzieht. Die Theorie einer solchen Leitung ist bereits 1907 von Harms [10] im Anschluss an die Sommerfeldschen Untersuchungen über Wellen längs metallischen Eindrahtleitungen entwickelt worden. Die praktische Anwendung im Höchstfrequenzgebiet wurde allerdings erst 1950 von Goubau [11] angegeben, der vor allem zeigte, wie man Oberflächenwellen längs Drähten mit gutem Wirkungsgrad anregt.

Die mathematische Behandlung des Problems ergibt, dass wiederum die rotationssymmetrische E -Welle die einzige Wellenform mit geringer Dämpfung ist, solange der grösste Teil des Feldes im Aussenraum verläuft. Während

bei der Sommerfeld-Leitung die für die Existenz einer Oberflächenwelle erforderliche Longitudinalkomponente des elektrischen Feldes durch die endliche Leitfähigkeit zustande kommt, entsteht sie bei der Harms-Goubau-Leitung durch das Nachschleppen der Wellenfront in der dielektrischen Schicht. Diese bewirkt also die gewünschte Konzentrierung des Feldes um die Leitung, auch wenn die Leitfähigkeit des Drahtes unendlich gross wäre. Bei der Harms-Goubau-Leitung sind die ohmschen Verluste unerwünscht und für die Existenz der Oberflächenwelle nicht notwendig. Dieser physikalische Sachverhalt erlaubt im Gegensatz zur Sommerfeld-Leitung eine wesentliche Vereinfachung der Rechnung: Man kann das Feld und dessen Ausdehnung unter der idealisierten Annahme, dass keine Verluste auftreten, ermitteln. Die Berechnung der Dämpfung erfolgt nachträglich, wie bei Leitungen mit kleinen Verlusten üblich, unter der Voraussetzung, dass die Feldverteilung die gleiche ist wie im verlustfreien Fall.

Harms teilt in seiner Arbeit auch einige numerische und experimentelle Ergebnisse mit. Ihm geht es allerdings nicht so sehr um Feldausdehnung und Dämpfung, sondern vielmehr um Phasengeschwindigkeit oder Leitungswellenlänge. Er berechnet für ein Hochspannungskabel von 1 mm starker Cu-Seele mit 2 mm starker Guttapercha-Isolation bei einer Luftwellenlänge $\lambda_0 = 244$ m die Leitungswellenlänge zu $\lambda = 234$ m. Dieses Hochspannungskabel wird für die $\lambda/4$ -Antenne eines Marconi-Senders benutzt, und die beobachtete Wellenlängenreduktion ist etwas grösser als die berechnete. – Viereinhalb Jahrzehnte später zeigen systematische Auswertungen von Goubau und anderen Autoren [9, 11...14], dass das Feld umso stärker um die Leitung konzentriert wird, je kleiner der Drahtradius, je grösser Dicke und Dielektrizitätskonstante der Schicht und je höher die Frequenz sind. Der Fig. 3 entnimmt man, dass zum Bei-

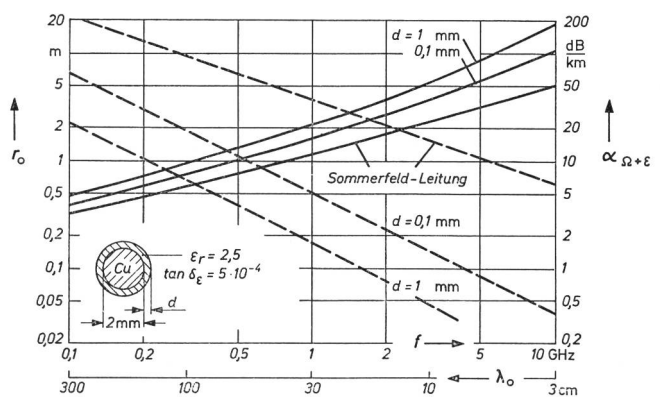


Fig. 3 Grenzradius (---) und Dämpfung (—) der Harms-Goubau-Welle für einen Drahtdurchmesser von 2 mm und verschiedene Dicken der dielektrischen Schicht in Abhängigkeit von der Frequenz

spiel für die Frequenz 500 MHz ($\lambda_0 = 60$ cm) bei einem Drahtdurchmesser von 2 mm durch eine dielektrische Hülle der Dicke 1 mm die Feldausdehnung um etwa den Faktor 15 reduziert werden kann, während die Dämpfungskonstante nur etwa 1,5 mal grösser wird. Dabei sind die dielektrischen Verluste nur ein Bruchteil der ohmschen (Fig. 4). – Praktisch kann man durch geeignete Wahl der Leitungsdaten jede gewünschte Feldkonzentration erzielen. Als einschränkende Begleiterscheinung ergibt sich jedoch eine zunehmende Dämpfung, so dass man stets zu einem Kompromiss zwischen Feldausdehnung und Dämpfung gelangt.

Die Harms-Goubau-Leitung hat in der Technik zwei Hauptanwendungsmöglichkeiten: Sie kann im Frequenzbereich von etwa 100...1000 MHz als Speiseleitung verhältnismässig kleiner Länge auch für hohe HF-Leistungen zur Verbindung von Sender und Empfänger mit den Antennen, beispielsweise in UKW- und TV-Sendestationen [15...17], eingesetzt werden. Sie kann ferner als Übertragungsleitung über längere Strecken Trägerfrequenztelefonie und zur Übertragung von Fernsehkanälen und Radarschirmbildern [15, 18] verwendet werden.

Der mechanische Aufbau der Harms-Goubau-Leitung hängt vom jeweiligen Verwendungszweck ab. In ihrer einfachsten Form besteht die Leitung aus einem massiven oder rohrförmigen Kupferleiter, der mit einer Schicht eines geeigneten Dielektrikums versehen ist. Diese ursprüngliche und für manche Zwecke auch heute noch ausreichende Bauform musste entsprechend den bei einer Antennenspeiseleitung auftretenden Erfordernissen modifiziert werden (Fig. 5). Da die Zugfestigkeit des Kupferleiters nicht ausreicht, wird im Innern der Leitung eine Stahlseele vorgesehen. Der eigentliche Leiter ist ein rohrförmig gebogenes, axialgefalztes Kupferband, der dielektrische Belag in der

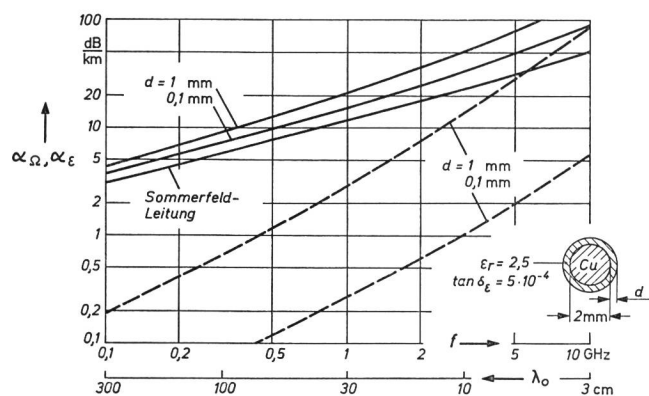


Fig. 4 Dämpfung der Harms-Goubau-Welle durch ohmsche (—) und dielektrische (---) Verluste für einen Drahtdurchmesser von 2 mm und verschiedene Dicken der dielektrischen Schicht in Abhängigkeit von der Frequenz

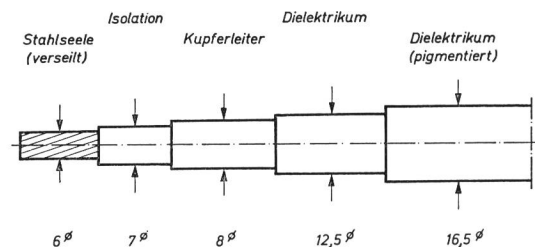


Fig. 5 Aufbau einer Harms-Goubau-Leitung [17]

Regel Polyäthylen. Da dieses unter dem Einfluss des Sonnenlichtes mit der Zeit verwittert, wird der dielektrische Belag in seiner obersten Schicht mit Russ pigmentiert, so dass der durch den Russzusatz bedingte Dämpfungsanstieg so klein wie möglich gehalten wird.

Die Ankopplung der Harms-Goubau-Leitung und die Anregung der rotationssymmetrischen Oberflächenwelle erfolgen über Trichter. Im Frequenzbereich 100...1000 MHz wird die von der Harms-Goubau-Leitung zu übertragende HF-Energie normalerweise durch ein Koaxialkabel zu- und abgeführt. Man muss daher einen möglichst reflexions- und strahlungsfreien breitbandigen Übergang vom Koaxialkabel auf die Harms-Goubau-Leitung herstellen, wobei der Aussenleiterstrom des Kabels stetig in den Verschiebungsstrom der Oberflächenwellenleitung überführt wird. Eine Lösung des Problems ist der von Goubau angegebene Konustrichter (Fig. 6). Bei richtiger Auslegung dieses Ankoppelementes sind die Verluste durch Reflexion und Abstrahlung kleiner als 1 dB. Für den Frequenzbereich 300...600 MHz verwendet man zum Beispiel Trichter von 1,50 m Länge und 0,75 m Öffnungsdurchmesser, was einem Öffnungswinkel von 28° entspricht. Fig. 7 zeigt technische Aufnahmen von sender- und antennenseitig installierten Ankopplungstrichtern für die Harms-Goubau-Leitung. Bei den Antennenspeiseleitungen wird wegen der verwendeten starken Leitungstypen oft die kapazitive Ankopplung der koaxialen Zuführung (Fig. 8) vorgezogen, um die Harms-Goubau-Leitung axial durchzuführen und hinter dem Trichter aufhängen zu können.

Ein besonderes Problem stellt die Abstützung einer Oberflächenwellenleitung dar. Zur Vermeidung von Reflexions- und Abstrahlungsverlusten soll das Feldlinienbild durch die Stützelemente möglichst wenig gestört werden. Bei kurzen Speiseleitungen werden in der Regel keine zusätzlichen Halterungen verwendet. Um ein Durchhängen der Leitung weitgehend zu vermeiden, wird diese mechanisch gespannt, indem man sie beispielsweise hinter dem Trichter über Umlenkrollen führt und mit Gewichten belastet. Übertragungsleitungen können in Nylonseilen aufgehängt werden. Fig. 9 zeigt zwei technische Aufnahmen von reflexions-

und dämpfungsarmen Leitungsstützen, bei denen störendes Material in unmittelbarer Umgebung der Leitung weitgehend vermieden wird. Bei der Verlegung einer Harms-Goubau-Leitung können vorhandene Gestänge oder Leitungsmasten, wie sie PTT, Bahn und Elektrizitätswerken zur Verfügung stehen, benutzt werden.

Für den Einsatz der Harms-Goubau-Leitung waren neben der verhältnismässig kleinen Leitungsdämpfung zunächst auch wirtschaftliche Überlegungen ganz wesentlich. Die Beschaffungs- und Verlegungskosten betragen zum Beispiel für eine Antennenspeiseleitung von 300 m Länge bei 500 MHz unter der Annahme gleicher Dämpfung für eine Harms-Goubau-Leitung etwa 15% derjenigen für ein Koaxialkabel. In Deutschland sind Harms-Goubau-Speiseleitungen bei den Fernseh- und UKW-Sendern Hamburg-Billwerder, München-Ismaning und Münster-Nottuln in den Frequenzbändern II (86...104 MHz) und IV/V (470...789 MHz) von 1958 bis 1963 in Betrieb gewesen. Wegen der Störanfälligkeit der offenen Leitung bei Rauhreif und Vereisung ist man schliesslich zur kostspieligeren, aber betriebssichereren Koaxialleitung zurückgekehrt. Benutzt wird die Harms-Goubau-Leitungen noch zur Speisung von Ballonantennen

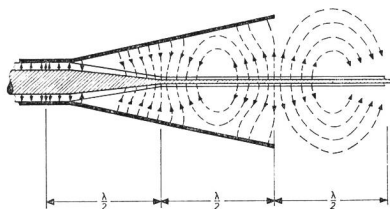


Fig. 6
Anregung der Harms-Goubau-Welle durch einen Trichter [17]
--- E-Feldlinien

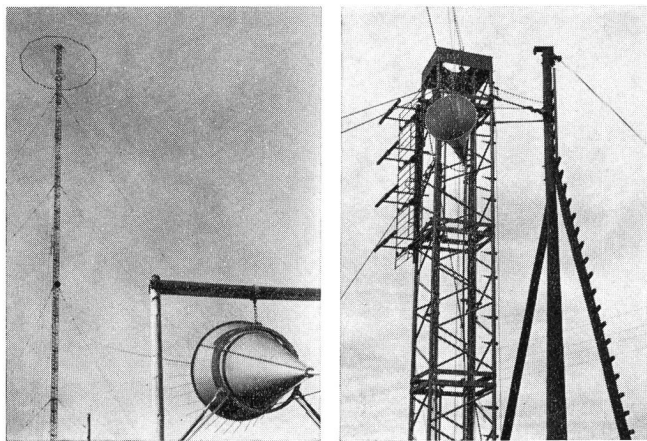


Fig. 7
Sender- und antannenseitiger Ankopplungstrichter für die Harms-Goubau-Leitung [15, 16]
(Photo: Rohde & Schwarz)

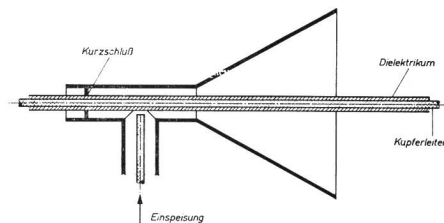


Fig. 8
Ankopplungstrichter für eine Harms-Goubau-Leitung bei kapazitiver Kopplung (schematisch) [17]

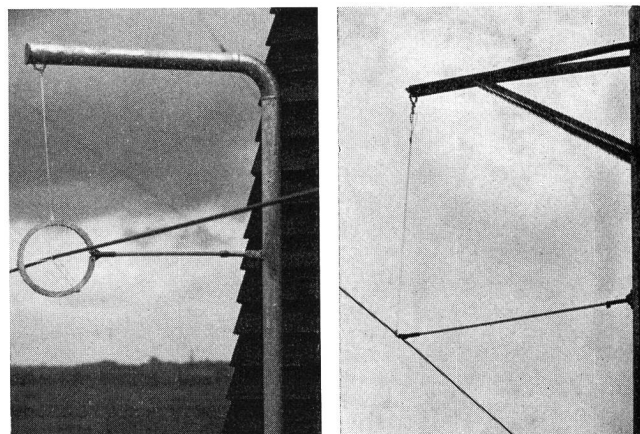


Fig. 9
Reflexions- und dämpfungsarme Leitungsstützen für die Harms-Goubau-Leitung [16]
(Photo: Rohde & Schwarz)

[19], die man zur Feststellung von Senderstandorten einsetzt. – In den USA ist die Harms-Goubau-Leitung auch als Übertragungsleitung über längere Strecken installiert worden. Bei einer solchen Anlage in Helena, Montana [15, 18], beträgt die Leitungslänge 22,5 km. Übertragen wird ein Frequenzband 66...72 MHz. Die Leitung selbst besteht aus einem massiven Kupferleiter von 3,26 mm Durchmesser mit einer Polyäthylenschicht von 1,6 mm Dicke. Sie ist an Nylonseilen von 5 bis 6 mm Durchmesser aufgehängt, die Zahl der Stützen beträgt 29/km, und der Abstand der Leitung von anderen Objekten ist grösser als 40 cm. Auf der gesamten Länge werden acht Leitungsverstärker benötigt. Demgegenüber erfordert eine Anlage der New York Central Railroad [18] von 7,2 km Länge für die Übertragung von vier Fernsehkanälen zwischen 180 und 216 MHz keinen Verstärker. Die Dämpfung beträgt insgesamt 45 dB, also im Mittel 6,25 dB/km. Davon entfallen 3,7 dB/km auf die Leitungsverluste und 2,55 dB/km auf Anpassungs- und Abstrahlungsverluste. – Schliesslich wurde die Harms-Goubau-Leitung bei mobilen Anlagen [17] im Mikrowellenbereich eingesetzt. Sie löste das Problem, eine Verbindung beliebiger Länge zwischen

Sender und Antenne, je nach Höhe des Antennenmastes, in kürzester Zeit herzustellen. Dazu verwendet man sender- und empfängerseitig Trichter mit kapazitiver Kopplung (Fig. 8), so dass von der hinter dem Trichter auf eine Trommel aufgewickelten Harms-Goubau-Leitung die jeweilige Nutzlänge abgerollt werden kann. Flexible Koaxialkabel mit Geflechtaussenleiter sind weniger brauchbar, einmal wegen ihrer wesentlich höheren Dämpfung, zum anderen weil sie bei wiederholter Verlegung leicht beschädigt werden oder ihre elektrischen Daten durch Verlagerung des Innenleiters ändern. Heute gibt man dem inzwischen entwickelten flexiblen Hohlleiter den Vorzug vor der Harms-Goubau-Leitung. – Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Harms-Goubau-Leitung bisher nicht den technischen Durchbruch erzielt hat, den man nach anfänglichen Erfolgen erwartet hatte.

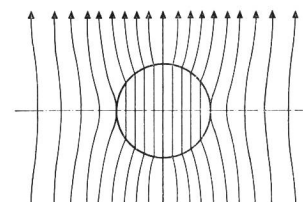
3. Die dielektrische Leitung

Im Anschluss an die Sommerfeldsche Arbeit über Drahtwellen untersuchten 1910 Hondros und Debye die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen längs homogener dielektrischer Kreiszyylinder [20]. Der experimentelle Nachweis gelang 1915 Zahn [21]. Diese grundlegenden und neueren Arbeiten [22 – 26] zeigen, dass ähnlich wie in der metallischen Hohlleitung auch für die homogene dielektrische Leitung unendlich viele Wellentypen möglich sind.

Alle mit Ausnahme der Grundwelle haben eine untere Grenzfrequenz. Abgesehen von der Grundwelle muss für das Zustandekommen einer Wellenausbreitung der Durchmesser der dielektrischen Leitung etwa gleich oder grösser als die der Betriebsfrequenz entsprechende Wellenlänge im Dielektrikum sein. Nur bei Wellen mit rotationssymmetrischem Feld hat das elektrische oder magnetische Feld nur transversale Komponenten. Die Felddiagramme in einer Querschnittsebene ähneln dann denen der entsprechenden Wellen in der metallischen Hohlleitung. Bei den H_{0n} -Wellen sind die elektrischen Feldlinien konzentrische Kreise, wobei aber die Oberfläche des dielektrischen Zylinders nicht Knotenfläche der elektrischen Feldstärke sein muss. Bei den E_{0n} -Wellen hat die Transversalkomponente des elektrischen Feldes radiale Richtung. Für die nichtrotationssymmetrischen Wellen lassen sich die Grenzbedingungen durch eine H- oder E-Welle allein nicht mehr erfüllen. Wellentypen mit dem ersten Index $m \neq 0$ werden nach ihren axialen Feldstärkekomponenten gekennzeichnet als HE_{mn} -Wellen, wenn die Feldkonfiguration einer H-Welle ähnlich ist, und als EH_{mn} -Wellen, wenn sie einer E-Welle ähnelt.

Die HE_{11} -Welle hat als einziger Wellentyp keine Grenzfrequenz. Sie ist die Grundwelle der dielektrischen Leitung. Den Verlauf der Transversalkomponente des elektrischen Feldes zeigt Fig. 10. Wegen des Fehlens der Grenzfrequenz

Fig. 10
Transversalkomponente des elektrischen Feldes der HE_{11} -Welle an der dielektrischen Leitung [27]



kann man die Leitung so dimensionieren, dass nur ein Bruchteil der Energie im Innern geführt wird. Die Dämpfung kann damit sehr klein gehalten werden, allerdings wieder bei gleichzeitig grosser radialer Feldausdehnung. Diesen Sachverhalt lässt Fig. 11 erkennen. Sie gibt bei fester Frequenz den Verlauf des 20-dB-Radius und der Dämpfung in Abhängigkeit vom Leitungsdurchmesser wieder. Der 20-dB-Radius kennzeichnet den Querschnitt, durch den 99% der Energie der HE_{11} -Welle transportiert werden. Solange sich das Feld im wesentlichen auf den Aussenraum erstreckt, sind die Dämpfung und die im Dielektrikum übertragene Leistung einander direkt proportional. N bedeutet die gesamte übertragene Leistung, α_0 ist die Dämpfungskonstante einer ebenen Welle im unbegrenzten Dielektrikum. Der Fig. 12 kann man für eine dielektrische Leitung von 2 mm Durchmesser Absolute des 20-dB-Radius und der Dämpfung im Frequenzbereich 15... 50 GHz (Wellenlängen 2...6 mm) entnehmen. Zum Beispiel beträgt bei einer Wellenlänge von 8 mm und einer relativen Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r = 2,5$ der 20-dB-Radius nur 4 cm, also fünf Wellenlängen, die Dämpfungskonstante ist mit $3,5 \cdot 10^{-2}$ dB/m um den Faktor 25 kleiner als die der metallischen Hohlleitung für diese Wellenlänge.

Das Problem der Halterung der dielektrischen Leitung führt auf eine andere Form dieser Oberflächenwellenleitung, zur sogenannten dielektrischen Bildleitung (dielectric image

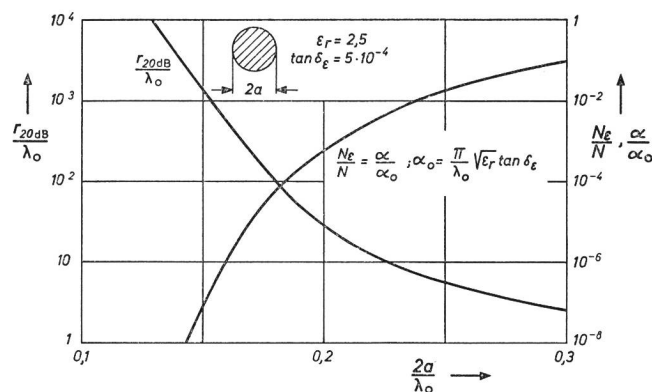


Fig. 11
Leistung im Dielektrikum, Dämpfung und 20-dB-Radius für die HE_{11} -Welle der dielektrischen Leitung in Abhängigkeit vom Verhältnis Leitungsdurchmesser zu Freifeldwellenlänge [28]

line [29...31]). Da die $HE_{1,1}$ -Welle eine Symmetrieebene aufweist, auf der das elektrische Feld überall senkrecht steht (Fig. 10), würde eine dort angebrachte vollkommen leitende Platte den Feldverlauf nicht stören. Freilich bringt die in der Praxis stets endliche Leitfähigkeit eines Metallspiegels zusätzlich ohmsche Verluste zu den schon vorhandenen dielektrischen. *Figur 13* zeigt, dass die Dämpfung durch die Metallplatte durchaus grösser sein kann als die durch das Dielektrikum. Dies ist der Fall, wenn bei kleinen Werten des Leitungsdurchmessers das Feld der Welle nur zu einem Bruchteil im Dielektrikum verläuft und die dielektrischen Verluste daher sehr klein werden.

Eine technische Anwendung der dielektrischen Leitung gibt es bisher nicht. Für die Nachrichtenübertragung über grosse Entfernungen kommt diese Leitung wohl kaum in Frage. Anwendungsmöglichkeiten ergeben sich im Bereich der Millimeterwellen für die Signalübertragung über kurze

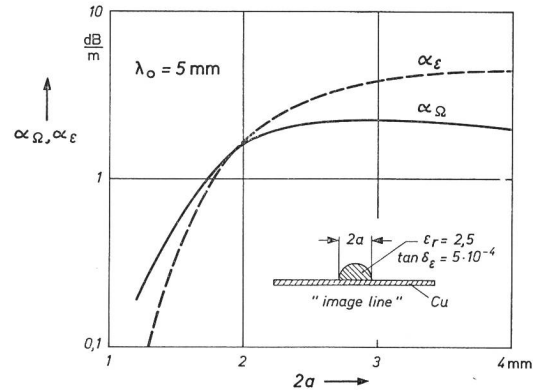


Fig. 13 Dämpfung der $HE_{1,1}$ -Welle einer dielektrischen Bildleitung durch ohmsche und dielektrische Verluste in Abhängigkeit vom Leitungsdurchmesser [30]

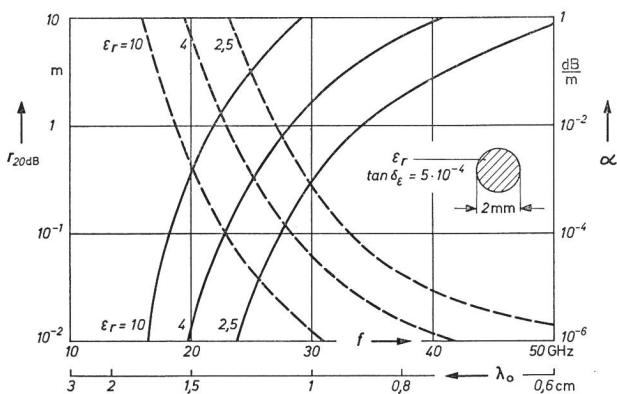


Fig. 12 20-dB-Radius (---) und Dämpfung (—) der $HE_{1,1}$ -Welle an einer dielektrischen Leitung von 2 mm Durchmesser und verschiedenen relativen Dielektrizitätskonstanten in Abhängigkeit von der Frequenz

Entfernungen und für messtechnische Aufgaben im Laboratorium. Die dazu erforderlichen Bauelemente [28, 32] bekommen ein ganz anderes Aussehen als die entsprechenden in der Koaxial- oder Hohlleitertechnik, da die Oberflächenwelle sich in den freien Raum um die Leitung erstreckt. Impedanzänderungen können daher bei der offenen Leitung neben Reflexionen auch Abstrahlungsverluste verursachen, die es zu vermeiden gilt. Dies gelingt, wie im folgenden an Hand von einigen Beispielen gezeigt wird, durch die Verwendung von flächenhaften Elementen, die über den Querschnitt der geführten $HE_{1,1}$ -Welle homogen sind. Die radiale Abmessung der benutzten dielektrischen oder metallischen Platten wird durch die Ausdehnung des

Feldes um die Leitung bestimmt. Dieses muss soweit abgeklungen sein, dass an den Rändern der Platten keine merkliche Abstrahlung mehr auftritt.

Zur Anregung der $HE_{1,1}$ -Welle an der dielektrischen Leitung muss die Feldkonfiguration der $H_{1,0}$ -Welle der Rechteckhohlleitung stetig in die der $HE_{1,1}$ -Welle übergeführt werden. Glücklicherweise haben die Feldlinienbilder beider Wellentypen schon eine weitgehende Ähnlichkeit, so dass man lediglich einen Hohlleitungsübergang vom rechteckigen auf kreisförmigen Querschnitt und einen nachfolgenden Trichter benötigt. Die dielektrische Leitung wird in der Achse dieser Anordnung geführt und ragt in den rechteckigen Hohlleiter hinein, wo sie zwecks besserer Anpassung spitz ausläuft. Im Falle der Bildleitung kann die Anregung der Oberflächenwelle auf dieselbe Weise erfolgen. Trichter und Übergangshohlleitung sind dann halbrund (Fig. 14). Ein anderes Anregungsverfahren zeigen die Fi-

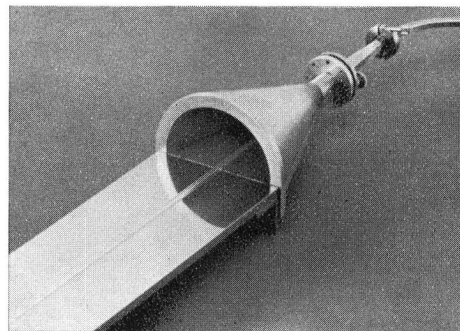


Fig. 14 Anregung der $HE_{1,1}$ -Welle einer dielektrischen Bildleitung (Photo: Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, bisher unveröffentlicht)

guren 15 und 16. Ein Trichter mit aufgesetzter dielektrischer Linse strahlt eine ebene Welle ab, die über einen Metallspiegel auf die dielektrische Leitung gekoppelt wird. Bei dieser Methode lässt sich die Leitung auf einfache Weise befestigen und mechanisch spannen.

Als Empfänger für Millimeterwellen dienen Kristalldioden, die wegen ihrer Kleinheit und Empfindlichkeit in die Hohlleitung eingebaut sind. Um die Oberflächenwelle anzeigen zu können, muss man also deren Energie in die Hohlleitung zurückführen. Dies kann ebenfalls mit den beiden beschriebenen Anordnungen geschehen, wobei die Welle den entgegengesetzten Weg nimmt.

Einen verschiebbaren Kurzschluss für die dielektrische Leitung erhält man, indem man eine kreisförmige Metallplatte genügend grossen Durchmessers mit einem Loch in der Mitte für die Leitung senkrecht zu dieser derart anordnet, dass sie entlang der Leitung verschoben werden kann.

Ein reflexionsfreier Abschluss muss die über die Leitung zugeführte Energie vollständig absorbieren. Eine Koaxialleitung wird dazu mit ihrem Wellenwiderstand abgeschlossen. Bei der dielektrischen Leitung kann man Reflexions-

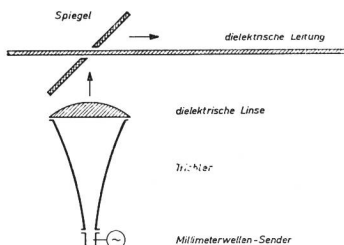


Fig. 15
Verfahren zur Anregung der HE_{11} -Welle auf einer dielektrischen Leitung [28]

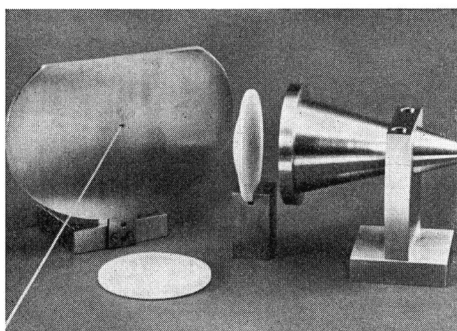
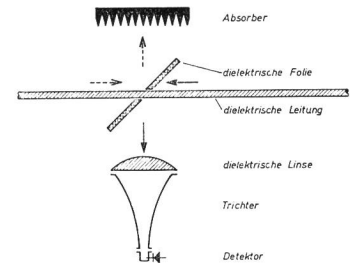


Fig. 16
Ausführung der in Fig. 15 skizzierten Anordnung (Photo: Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, bisher unveröffentlicht)

Fig. 17
Prinzip eines Richtkopplers für die dielektrische Leitung [28]



freiheit erreichen, indem man die Leitung in eine Pyramide oder einen Kegel aus absorbierendem Material auslaufen lässt, wozu man zum Beispiel Holz verwenden kann.

Das Prinzip eines Richtkopplers für die dielektrische Leitung ist in *Figur 17* dargestellt. Eine dielektrische Platte oder Folie ist unter einem Winkel von 45° zur Leitung angeordnet. Eine von rechts kommende Welle wird zum Teil in den Trichter reflektiert und in einem angeschlossenen Detektor gemessen. Eine von links kommende Welle erreicht dagegen den Detektor nicht. Der reflektierte Anteil dieser Welle wird von einem Absorber aufgenommen. Die Amplitude der in den Trichter reflektierten Welle und damit den Kopplungsfaktor der Anordnung kann man durch Wahl der Dicke der dielektrischen Platte geeignet einstellen. In der Praxis lässt es sich nicht vermeiden, dass auch ein sehr kleiner Teil der von links kommenden Welle den Detektor erreicht. Das Amplitudenverhältnis von gewünschtem und unerwünschtem Signal wird Richtverhältnis genannt. Mit der beschriebenen Anordnung sind Werte von mehr als 40 dB erreicht worden.

Eine Messleitung, mit der man Welligkeiten auf einer dielektrischen Leitung messen kann, ist in *Figur 18* skizziert. Die Funktion der bei Koaxial- und Hohlleitungsmessleitungen üblichen Abtastsonde übernimmt hier ein Kreuz aus zwei sich durchdringenden Folien. Dieses bildet zusammen mit dem Detektor und der einstellbaren Reflektorplatte den längs der Leitung verschiebbaren «Messkopf». Das Folienkreuz ist fast vollkommen durchlässig, nur ein verschwindend kleiner Teil der Energie wird zur Messung ausgekoppelt. Von der einfallenden Welle reflektiert die eine Folie einen kleinen Teil in den Trichter, die andere den gleichen Betrag in Richtung der Reflektorplatte. Die hier reflektierte Welle erreicht ohne wesentliche Abschwächung ebenfalls den Trichter. Beide Anteile überlagern sich phasengerecht. Durch Verschiebung der Reflektorplatte kann man erreichen, dass beide Wellen in Phase sind. Auf diese Weise lässt sich der Messkopf auf eine bestimmte Frequenz abstimmen, wodurch man ein Maximum an Empfindlichkeit erhält. Da die Anordnung symmetrisch aufgebaut ist, erreicht von der reflektierten Welle der gleiche Bruchteil den Detektor. Wird nun der Messkopf entlang der Leitung ver-

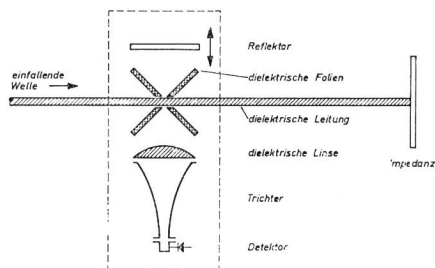


Fig. 18
Schema einer Messleitung für die dielektrische Leitung [28, 32]

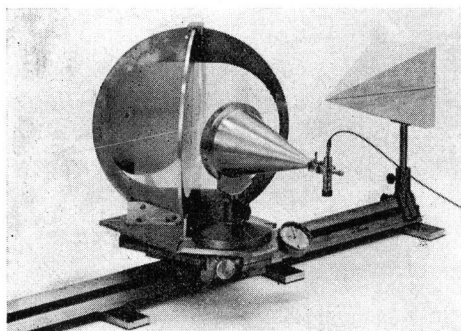


Fig. 19
Ausführung der in Fig. 18 skizzierten Messleitung [28, 32]
(Photo: Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg)

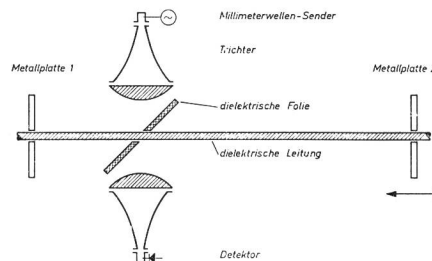


Fig. 20
Resonatoranordnung für die dielektrische Leitung, schematisch [28, 32]

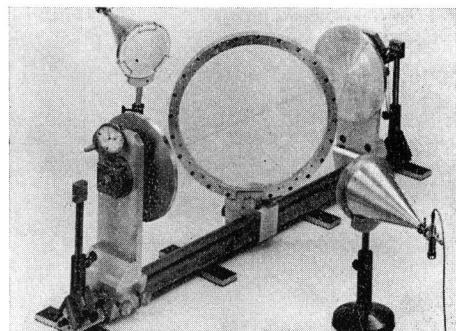


Fig. 21
Ausführung der in Fig. 20 skizzierten Resonatoranordnung [28, 32]
(Photo: Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg)

schoben, so ändern sich die Phasen der beiden gegenläufigen Wellen. Der an den Trichter angeschlossene Detektor zeigt die durch Überlagerung der beiden Wellen entstehenden örtlichen Maxima und Minima an und misst somit die Welligkeit auf der Leitung. *Figur 19* zeigt den Aufbau einer solchen Messleitung. Die beiden sich durchdringenden dielektrischen «Folien» sind aus dünnen, sehr nahe nebeneinanderliegenden Polyäthylenfäden (Durchmesser 0,3 mm) hergestellt. Die dielektrische Leitung ist mit einer absorbierenden Holzpyramide reflexionsfrei abgeschlossen.

Ein Resonator entsteht aus der dielektrischen Leitung, wenn diese beidseitig mit zwei parallelen Metallplatten abgeschlossen wird (*Fig. 20*). Als Kopplungselement dient wieder eine sehr dünne Polyäthylenfolie. Ausserhalb der Resonanz wird nur ein sehr kleiner Bruchteil der vom Sendetrichter kommenden Energie in den Resonator eingekoppelt, so dass nahezu die gesamte Energie den Empfänger erreicht. Ist die Länge des Resonators ein Vielfaches der halben Leitungswellenlänge, was man durch Änderung der Frequenz oder Verschiebung der einen Kurzschlussplatte einstellen kann, so tritt Resonanz auf, und die Anzeige am Detektor geht zurück. *Figur 21* zeigt eine photographische Aufnahme dieser Anordnung. Für den Gütefaktor eines solchen Resonators wurden bei einer Wellenlänge von

4 mm Werte zwischen 100 000 und 200 000 gemessen. Daraus lassen sich die Leitungskonstanten bestimmen, wobei sich eine Leitungsdämpfung von unter 0,1 dB/m ergibt. Diese Resonatoren sind wegen ihres einfachen Aufbaus und ihres hohen Gütefaktors für viele Anwendungen geeignet, zum Beispiel für genaue Wellenlängenmessungen, für die Frequenzstabilisierung von Klystrons, zur Messung der Dielektrizitätskonstante von Gasen usw.

Schliesslich ist in *Figur 22* eine Messanordnung dargestellt, in der eine dielektrische Leitung für spektroskopische Untersuchungen an Gasen benutzt wird. Dabei ist die dielektrische Leitung in ein vakuumdichtes Rohr eingebaut,

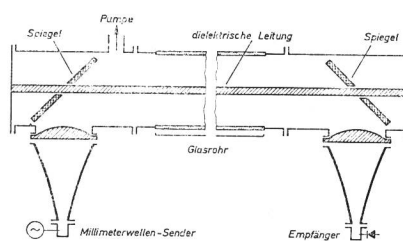


Fig. 22
Anordnung mit dielektrischer Leitung zur Gasspektroskopie mit Millimeterwellen [28, 32]

das mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt werden kann. Eine Molekülresonanz macht sich in der gemessenen Ausgangsspannung als Absorptionslinie bemerkbar. Sättigungserscheinungen der molekularen Resonanzen können bei dieser Anordnung weitgehend vermieden werden, da die Mikrowellenenergie über einen weit grösseren Querschnitt verteilt ist als bei den sonst verwendeten Hohlleitungen.

Ausblick

Einleitend waren einige neuere dämpfungsarme Leitungen genannt worden, die nicht zur Gruppe der Oberflächenwellenleitungen gehören. Abschliessend soll noch ein in den letzten Jahren bekanntgewordenes quasi-optisches System erwähnt werden, das vor allem für Wellenlängen unter 2 mm gedacht ist. Im Submillimetergebiet ist auch eine dielektrische Leitung, deren Durchmesser klein zur Wellenlänge ist, mit der erforderlichen Homogenität nicht mehr realisierbar. Nach einem Vorschlag von Goubau und anderen [33, 34] wird ein System von Linsen verwendet, deren Abstand gleich der doppelten Brennweite ist. Diese konzentrieren die elektromagnetische Energie in der Nähe der Mittelachse des Systems, so dass keine radiale Abstrahlung auftritt. Die Feldstärke des so entstehenden Mikrowellenbündels nimmt – ähnlich wie bei den Oberflächenwellenleitungen – mit zunehmendem Abstand von der Achse exponentiell ab. Die Ausbreitungsverluste werden bei diesem System durch Beugung an den Linsenrändern, Reflexion an den Grenzflächen und dielektrische Verluste im Linsenmaterial verursacht. Diese Verluste können bei geeigneter Dimensionierung des Systems klein gehalten werden. Beispielsweise ist für eine Wellenlänge von 2 mm bei einem Linsendurchmesser von 10 cm der günstigste Linsenabstand 2 m. Die Dämpfungskonstante für ein solches System beträgt nur 0,44 dB/m.

Ob dieses Verfahren der Übertragung von Millimeter- und Submillimeterwellen jemals technische Bedeutung erlangt, lässt sich heute nicht sagen. Dazu müssen diese Frequenzbereiche noch besser erschlossen und für die technische Anwendung notwendig werden. Das Wesen auch der angewandten Forschung ist es indessen, der technischen Entwicklung stets um einige Jahre voraus zu sein, so dass diese im Bedarfsfall auf grundlegende Erkenntnisse und Ergebnisse zurückgreifen kann.

Den Firmen Rohde & Schwarz (München) und Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, möchte ich danken, dass sie mir freundlicherweise die technischen Aufnahmen der Figuren 7 und 9, beziehungsweise 14, 16, 19 und 21 für diesen Artikel zur Verfügung gestellt haben.

Adresse des Autors: Prof. Dr. Hans Severin, Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität, Postfach 2148, D-4630 Bochum.

Literatur

- [1] A. M. Clogston. Reduction of skin effect losses by the use of laminated conductors. Bell Syst. tech. J. 30 (1951), S. 491...529.
- [2] S. P. Morgan. Mathematical theory of laminated transmission lines. Bell. Syst. tech. J. 31 (1952), S. 883...949 und 31 (1952), S. 1121...1206
- [3] E. F. Vaage. Transmission properties of laminated Clogston type conductors. Bell Syst. tech. J. 32 (1952), S. 695...713
- [4] S. E. Miller, A. C. Beck. Low-loss waveguide transmission. Proc. IRE 41 (1953), S. 348...358
- [5] S. E. Miller. Waveguide as a communication medium. Bell Syst. tech. J. 33 (1954), S. 1209...1265
- [6] A. Sommerfeld. Über die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes. Ann. Phys. (3) 67 (1899), S. 233...290
- [7] H. Hertz. Gesammelte Werke. Bd. II Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft. Leipzig 1894
- [8] D. Hondros. Über elektromagnetische Drahtwellen. Ann. Phys. (4) 30 (1909), S. 905...950
- [9] H. Kaden. Fortschritte in der Theorie der Drahtwellen. A. E. Ü. 5 (1951), S. 399...414
- [10] F. Harms. Elektromagnetische Wellen an einem Draht mit isolierender zylindrischer Hülle. Ann. Phys. (4) 23 (1907), S. 44...60
- [11] G. Goubau. Surface waves and their application to transmission lines. J. appl. Phys. 21 (1950), S. 1119...1128
- [12] G. Piefke. Zur Theorie der Harms-Goubau-Drahtwellenleitung bei Meterwellen. A. E. Ü. 9 (1955), S. 81...93
- [13] O. Zinke. Kabel und Funkweg im Mikrowellenbereich. NTZ 10 (1957), S. 425...430
- [14] H. Severin. Sommerfeld- und Harms-Goubau-Wellenleiter im Bereich der Zentimeter- und Millimeterwellen. A. E. Ü. 14 (1960), S. 155...162
- [15] R. Greif. Anwendung der Oberflächenleitung. Rohde u. Schwarz Mitt. Nr. 8 (Dez. 1956), S. 48...58
- [16] F. R. Huber, H. Neubauer. Die Goubau-Leitung im praktischen Einsatz. Rohde und Schwarz Mitt. Nr. 13 (April 1960), S. 332...343
- [17] F. R. Huber. Speisung von Sendeantennen mit Hilfe von Goubau-Leitungen. NTF 23 (1961), S. 114...125
- [18] Th. Hafner. Microwave by pole line. Electrical Engineering (August 1960), S. 2...6
- [19] H. Rudat, J. Manhart, H. Sadik. Bestimmung der Schwerpunktshöhe einer Fernseh-Sendeantenne für den FS-Bereich V. Rundfunktechn. Mitt. 9 (1965), S. 257...264
- [20] D. Hondros, P. Debye. Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten. Ann. Phys. (4) 32 (1910), S. 465...476

- [21] *H. Zahn*. Über den Nachweis elektromagnetischer Wellen an dielektrischen Drähten. *Ann. Phys.* (4) 49 (1916), S. 907...933
- [22] *C. H. Chandler*. An investigation of dielectric rod as waveguide. *J. Appl. Phys.* 20 (1949), S. 1188...1192
- [23] *W. M. Elsasser*. Attenuation in a dielectric circular rod. *J. Appl. Phys.* 20 (1949), S. 1193...1196
- [24] *P. Mallach*. Untersuchungen an dielektrischen Wellenleitern in Stab- und Rohrform. *FTZ* 8 (1955), S. 8...13
- [25] *E.-G. Neumann*. Über das elektromagnetische Feld der schwach geführten Dipolwelle. *Z. angew. Phys.* 16 (1964), S. 452...460
- [26] *E.-G. Neumann, D. Güsewell*. Tafeln zur Dipolwellenausbreitung an runden dielektrischen Leitungen. *NTZ* 19 (1966), S. 545...551
- [27] *H. Severin*. Leitungen für Oberflächenwellen im Höchstfrequenzgebiet. I. Die verschiedenen Leitungsformen. *Philips techn. Rdsch.* 26 (1965), S. 24...32
- [28] *G. Schulten*. Leitungen für Oberflächenwellen im Höchstfrequenzgebiet. II. Anwendungen der dielektrischen Leitung. *Philips techn. Rdsch.* 26 (1965), S. 33...40
- [29] *D. D. King*. Properties of dielectric image lines. *IRE Trans. MTT-3* (1955), S. 75...81
- [30] *D. D. King, S. P. Schlesinger*. Losses in dielectric image lines. *IRE Trans. MTT-5* (1957), S. 31...35
- [31] *S. P. Schlesinger, D. D. King*. Dielectric image lines. *IRE Trans. MTT-6* (1958), S. 291...299
- [32] *G. Schulten*. Dielektrische Leitungen für Millimeterwellen. *Philips: Unsere Forschung in Deutschland*. Aachen und Hamburg 1964. S. 125...132
- [33] *G. Goubau, F. Schwing*. On the guided propagation of electromagnetic wave beams. *IRE Trans. AP-9* (1961), S. 248...256
- [34] *J. R. Christian, G. Goubau*. Experimental studies on a beam waveguide for millimeter waves. *IRE Trans. AP-9* (1961), S. 256...263

Hinweise auf eingegangene Bücher

Mende H. G. Fernsehantennen-Praxis = Radio-Praktiker-Bücherei Band 84, 10. neu bearbeitete Auflage. 68 S., 43 Abb. und 6 Tab. München, Franzis-Verlag, 1968. Preis Fr. 3.—.

Wer sich mit der Technik der Fernsehantennen zu befassen beginnt, hält sie zunächst für eine Art Geheimwissenschaft. Schon das Blättern in den Katalogen verwirrt wegen der Fülle der Angaben, des Angebotes und der Ausdrücke. Eine Fernsehantenne kann man im allgemeinen nicht sorglos «über den Daumen» errichten. Selbst in gut versorgten Gebieten spielen ihre elektrischen Eigenschaften – Bandbreite, Gewinn, Kabeldämpfung, Anpassung usw. – eine ausschlaggebende Rolle. Noch kritischer wird der Antennenbau in schwierigen Empfangslagen und Grenzgebieten, wo u. U. Sender in verschiedenen Richtungen empfangen werden sollen und das Zusammenschalten mehrerer Antennen über Weichen und eine Niederführung gekonnt sein will. Erst recht stellt der Bau von Gemeinschaftsantennen die Hohe Schule der Antennenpraxis dar. Der neu überarbeitete RPB-Band vermittelt die er-

forderlichen Kenntnisse, und zwar ohne komplizierte Mathematik. Wo auf Zahlen nicht verzichtet werden kann, helfen Diagramme und Tabellen. R.

Rose G. Formelsammlung für den Radio-praktiker. = Radio-Praktiker-Bücherei Band 68/69, 10. Auflage. 168 S., 183 Abb. Preis Fr. 6.05.

Der Praktiker, der sich sehr ungern mit Rechnen und Formeln beschäftigt, wird die vorliegende Formelsammlung dankbar begrüßen, zeichnet sie sich doch durch besondere Übersichtlichkeit aus. Das Buch ist gegliedert in die Sachgruppen: Mathematik, Mechanik, allgemeine Elektrizitätslehre, Wechselstrom, Schwingkreise, Röhren, Schaltungen, Messtechnik, Antennen und Transistoren. Diese Gliederung ermöglicht bereits eine grobe Orientierung; das mit besonderer Umsicht zusammengestellte Stichwortverzeichnis gestattet eine bestimmte Formel rasch zu finden. Im Anhang findet der Benutzer die verschiedenen Formelzeichen und das

griechische Alphabet zusammengestellt. Der Autor griff, wo ihm dies sinnvoll schien, auf Faustformeln zurück, die unter Verzicht auf absolute Genauigkeit, eine einfache und rasche Berechnung ermöglichen. R.

Hillebrand F. Einseitenbandtechnik für den Funkamateuer. = Radio-Praktiker-Bücherei Nr. 117/118. 2. Auflage. München, Franzis-Verlag, 1968. 148 S., 118 Abb., 12 Tab. Preis Fr. 6.05.

In den letzten Jahren ging man weltweit immer mehr auf Einseitenband-Telephonie über. Der Autor wendet sich bewusst an Funkamateure, die die konventionelle Sende- und Empfangstechnik bereits kennen. Er erläutert ausführlich und abschliesslich das, was in den meisten Fachveröffentlichungen noch nicht so umfassend nachzulesen war. Nach einer gründlichen Betrachtung der verschiedenen Modulationsarten bespricht Hillebrand die einzelnen Bausteine von Sendern und Empfängern und wendet sich anschliessend der Anlagentechnik zu. Hier stösst er bis in den UKW-Bereich vor. R.