

# Die Ausbreitung von Dezimeter- und Zentimeterwellen an einzelnen metallischen und dielektrischen Drähten sowie in Hohlkabeln ohne Rückleitung

Von H. AWENDER und O. LANGE

Vor nun fast zwei Jahrzehnten sind in Deutschland einige theoretische und praktische Arbeiten (Lit.: 1, 2, 3, 4, 5) veröffentlicht worden, deren Auswirkung auf die Hochfrequenztechnik heute infolge einiger amerikanischer Arbeiten (Lit.: 7, 8, 9) ersichtlich ist und in einem weiteren Jahrzehnt wahrscheinlich in der Praxis einen breiten Raum einnehmen wird. Es ist dies eine Art neue Kabeltechnik besonders für Dezimeter- und Zentimeterwellen, wobei der äußere Aufbau des Wellenausbreitungsweges einfach ist dadurch, daß nur ein Leiter erforderlich ist:

- a) entweder ein dielektrischer Draht oder
- b) ein Hohlkabel ohne Rückleitung, das den Sender mit dem Empfänger verbindet.

Erstaunlich ist es auf den ersten Blick, daß keine Rückleitung für die Energie vorhanden ist, was sich aber bei der Berücksichtigung der Form des Feldes (Verschiebungsstrom) klärt.

Weiterhin existieren verschiedene Wellentypen, die auf solchen Systemen zur Ausbreitung gelangen; die Vorgänge sind wesentlich komplizierter als die Ausbreitung elektromagnetischer Störungen längs eines oder zweier paralleler metallischer Leiter bzw. im konzentrischen Kabel.

Es zeigt sich, daß die verschiedenen Wellentypen im Hohlkabel mit wachsender Frequenz einen verschiedenen Gang der Dämpfung haben, wobei für jeden Typ eine gewisse kritische Bedingung für den Zusammenhang zwischen Durchmesser der Energieleitung und der Wellenlänge zu erfüllen ist, was Anlagen dieser Art in Beziehung zu gewissen Filtertypen (Hochpaß) bringt. Nachstehend sollen nun die bisherigen Ergebnisse der Ausbreitungsversuche an Einleitersystemen unter einheitlichen Gesichtspunkten zusammengestellt werden.

## I. Der metallische Draht

### 1. Allgemeines

Daß sich elektromagnetische Wellen am einfachen metallischen Draht ausbreiten können, zeigt SOMMERFELD (Lit.: 1), in allgemeiner Weise nach ihm HONDROS (Lit.: 2).

Wir betrachten einen in einem homogenen Dielektrikum oder schlechtleitenden Medium eingebetteten, nach beiden Seiten unendlich ausgedehnten, gradlinigen metallischen Leiter von kreisförmigem Querschnitt, an welchem in Richtung der Drahtachse eine elektromagnetische Störung entlang läuft.

Vielleicht ist es interessant, in gedrängter Kürze mathematisch den Vorgang zu beschreiben. Wir benutzen für unser Problem Polarkoordinaten; die Drahtachse habe die z-Richtung, r und  $\varphi$  kennzeichnen einen Punkt in der Ebene senkrecht zur Drahtachse.

Ausgangspunkt für die analytischen Betrachtungen bilden die Maxwell'schen Gleichungen für ruhende Körper:

$$\begin{aligned} r \cdot \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} &= \frac{4\pi\sigma}{c} \mathfrak{E} - \text{rot } \mathfrak{H}; \\ - \frac{\mu}{c} \cdot \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} &= \text{rot } \mathfrak{E}; \quad \dots \quad (1) \\ \text{div } \mathfrak{E} &= \text{div } \mathfrak{H} = 0 \end{aligned}$$

- $\mathfrak{H}$  = magnetische Feldstärke
- $\mathfrak{E}$  = elektrische Feldstärke
- $\epsilon$  = Dielektrizitätskonstante
- $\mu$  = Permeabilität
- $c$  = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
- $\sigma$  = Leitfähigkeit

Führt man in (1) die Gleichungen:

$$\left\{ \begin{aligned} \mathfrak{E} &= - \frac{\epsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathfrak{Z}}{\partial t^2} - \text{grad div } \mathfrak{Z} \\ \mathfrak{H} &= \frac{\epsilon \mu}{c} \cdot \text{rot } \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (2)$$

für den Hertz'schen Vektor  $\mathfrak{Z}$  ein, so lassen sich unter Abspaltung der Zeit  $t$  die so umgestalteten Maxwell'schen Gleichungen auf Zylinderkoordinaten bringen:

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial Z}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 Z}{\partial \varphi^2} + k^2 Z = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 R}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (rR)}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 R}{\partial \varphi^2} - k^2 R - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (r\Phi)}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + k^2 \Phi + \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial R}{\partial \varphi} = 0$$

Dabei sind  $Z, R, \Phi$  die zeitfreien Komponenten des Hertz'schen Vektors  $\mathfrak{Z}$  und

$$k^2 = \frac{\epsilon \mu \omega^2}{c^2} + i \sigma \mu \omega \quad \dots \quad (4)$$

Der Ansatz:

$$\left\{ \begin{aligned} Z &= e^{i\gamma z} \cdot \cos n \varphi \cdot Z'(r) \\ R &= e^{i\gamma z} \cdot \cos n \varphi \cdot R'(r) \\ \Phi &= e^{i\gamma z} \cdot \sin n \varphi \cdot \Phi'(r) \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (5)$$

liefert für die von  $r$  abhängigen Teile der Komponenten des Hertz'schen Vektors  $Z, R', \Phi'$  Bessel- bzw. Hankel-Funktionen; im Exponenten  $e^{i\gamma z}$  steht die Ausbreitungskonstante  $\gamma$ ; die Azimutabhängigkeit gibt  $\cos(n\varphi)$  wieder. [Außer diesen Kombinationen (5) gibt es noch eine zweite, welche weitere mögliche Lösungen ergibt.]

Das nun auf diese Weise zustandekommende Feld hat folgendes Aussehen:

$$\left\{ \begin{aligned} \mathfrak{E}_z &= \cos n \varphi \cdot (k^2 - \gamma^2 \cdot \delta_n \cdot Z_n) \cdot (k^2 - \gamma^2 \cdot r) \\ \mathfrak{E}_r &= \cos n \varphi \cdot \left\{ i \gamma^2 \delta_n Z_n' - \frac{n k^2}{r} \cdot Z_n \right\} \\ \mathfrak{E}_\varphi &= - \sin n \varphi \cdot \left\{ \frac{i n \gamma^2}{r} \cdot \delta_n \cdot Z_n + k^2 \cdot \epsilon_n \cdot Z_n' \right\} \end{aligned} \right\} \cdot e^{i(\gamma z - \omega t)} \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \mathfrak{H}_z &= - \sin n \varphi \cdot \frac{i c k^2}{\omega \mu} \cdot (k^2 - \gamma^2 \cdot \epsilon_n \cdot Z_n) \\ \mathfrak{H}_r &= \sin n \varphi \cdot \frac{i c k^2}{\omega \mu} \cdot \gamma \cdot \left\{ \frac{n}{r} \cdot \delta_n \cdot Z_n - i \cdot \epsilon_n \cdot Z_n' \right\} \\ \mathfrak{H}_\varphi &= \cos n \varphi \cdot \frac{i c k^2}{\omega \mu} \cdot \gamma \cdot \left\{ \delta_n \cdot Z_n' - \frac{i n}{r} \cdot (k^2 - \gamma^2 \cdot \epsilon_n \cdot Z_n) \right\} \end{aligned} \right\} \cdot e^{i(\gamma z - \omega t)} \quad (7)$$

dabei sind  $\mathfrak{E}_z, \mathfrak{E}_r, \mathfrak{E}_\varphi, \mathfrak{H}_z, \mathfrak{H}_r, \mathfrak{H}_\varphi$  die elektrischen und magnetischen Feldstärken,  $Z$  ist eine allgemeine Zylinderfunktion und  $\epsilon_n, \delta_n$  sind Konstanten, welche unter Einhaltung der Grenzbedingungen festgelegt werden. Diese Grenzbedingungen bestehen offenbar in der Stetigkeit der Komponenten  $\mathfrak{E}_z, \mathfrak{E}_\varphi, \mathfrak{H}_z, \mathfrak{H}_\varphi$ , also  $\mathfrak{E}_{za} = \mathfrak{E}_z$  usw. Für das Drahtinnere müssen dann Besselfunktionen, für das Drahtäußere aber Hankelfunktionen verwendet werden. Aus diesen Grenzbedingungen, die im allgemeinsten Falle recht unübersichtlich zu erfassen sind, ist die Ausbreitungskonstante  $\gamma$ , d. h. auch die in ihr enthaltene Dämpfung zu berechnen; ferner liefern sie die

Amplitudenverhältnisse zwischen den Feldstärkekomponenten, also die Richtung der Feldstärken bezüglich des Drahtes als Grenzschicht.

Die verschiedenen möglichen Wellentypen können folgendermaßen eingeteilt werden:

Im allgemeinen Fall ist mit allen sechs vorhandenen Feldkomponenten zu rechnen; die Diskussion des Feldes ist in diesem Falle relativ unübersichtlich. Zwei Fälle treten aber als besonders einfach und interessant heraus, sie spielen auch später beim Hohlkabel ohne Rückleitung eine fundamentale Rolle: es sind für  $n = 0$  die E- und H-Welle.

Setzt man in den allgemeinen Feldformeln (6) und (7)  $n = 0$ , dann bleiben zwei verschiedene Möglichkeiten:

1. Eine „elektrische“ symmetrische Welle, bei welcher die elektrischen Komponenten  $\mathcal{E}_z, \mathcal{E}_r$  in der Drahtebene liegen und  $\mathcal{H}_\varphi$  in Parallelkreisen um den Draht herumläuft. Alle anderen Komponenten sind  $= 0$ ; wir bezeichnen diese Welle als elektrische oder E-Welle (hierzu gehört auch die gewöhnliche Sommerfeldsche Lösung [Lit.: 1]).

2. Eine „magnetische“ symmetrische Welle, bei der  $\mathcal{E}_\varphi$  in Parallelkreisen um den Draht läuft,  $\mathcal{H}_z, \mathcal{H}_r$  aber in der Drahtebene liegen, alle anderen Feldkomponenten sind  $= 0$ . Magnetische oder H-Welle.

Wenn 1 das äußere Medium bedeutet (z. B. Luft), 2 das Drahtmaterial, dann zerfällt auch die im allgemeinen recht komplizierte transzendente Gleichung für die Ausbreitungskonstante  $\gamma$  in zwei einfachere Grenzfälle. Diese sollen hier angegeben werden, sie lauten:

$$k_1^2 \cdot \frac{1}{x} \cdot \frac{\mathcal{H}'_0(x)}{\mathcal{H}_0(x)} = k_2^2 \cdot \frac{1}{y} \cdot \frac{\mathcal{J}'_0(y)}{\mathcal{J}_0(y)} \quad (8a)$$

$\mathcal{H}_0, \mathcal{H}'_0, \mathcal{J}_0, \mathcal{J}'_0$  bedeuten hier wie stets im folgenden Hankel- bzw. Besselfunktionen!!

$$\frac{\mu_1}{x} \cdot \frac{\mathcal{H}'_0(x)}{\mathcal{H}_0(x)} = \frac{\mu_2}{y} \cdot \frac{\mathcal{J}'_0(y)}{\mathcal{J}_0(y)} \quad \dots \quad (8b)$$

(8a) gilt für die elektrische Partikularlösung (E-Welle), (8b) für die magnetische Welle (H-Welle). Dabei bedeuten

$$\left\{ \begin{array}{l} k^2 = \frac{\mu \epsilon \omega^2 - i \sigma \mu \omega}{c^2}; \\ x = \sqrt{k_1^2 - \gamma^2} \cdot \rho; \\ y = \sqrt{k_2^2 - \gamma^2} \cdot \rho; \end{array} \right. \quad \dots \quad (9)$$

wo  $\rho$  der Drahtradius ist.  $\mathcal{J}_0, \mathcal{H}_0$  sind die Bessel- und Hankel-Funktionen 0-ter Ordnung.

Ausgehend vom Grenzfall unendlich großer Leitfähigkeit, der mathematisch eine recht bequeme Kürzung erlaubt, werden dann nacheinander die Fälle immer kleiner werdender Leitfähigkeit betrachtet.

Im Falle unendlich großer Leitfähigkeit ist  $k_2^2 \rightarrow \infty$ ,

d. h. dann muß  $x \cdot \frac{\mathcal{H}'_0(x)}{\mathcal{H}_0(x)} = 0$  sein. Dies ist für  $x = 0$ ,

d. h.  $\gamma = k_2$  erfüllt. Alle anderen Lösungen für  $\gamma$  liegen nicht im Endlichen. Diese eine mögliche Welle, die sogenannte „Haupt“-Welle (SOMMERFELD'sche Lösung [Lit. 1]), ist aber der Bezeichnung nach eine „elektrische“ Welle. Sie liefert bei approximativ großer Leitfähigkeit eine geringe Dämpfung (im Falle unendlich großer Leitfähigkeit ist sie dämpfungsfrei,  $\gamma$  ist  $= \omega/c$ , die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle ist  $=$  Lichtgeschwindigkeit) und eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit, welche nahezu die Lichtgeschwindigkeit erreicht. Die anderen Lösungen der ersten Grenzbedingungen liegen bei unendlich großer Leitfähigkeit im Unendlichen, sie gewinnen mit endlich werdender Leitfähigkeit an realer

Bedeutung, indem sie eine Serie von „Nebenwellen“ darstellen, welche durch großes komplexes  $\gamma$ , d. h. große Dämpfung und kleine Fortpflanzungsgeschwindigkeit, ausgezeichnet sind. Es gibt aber keine magnetische Hauptwelle, sondern alle magnetischen Wellen sind Nebenwellen ( $H_0, H_1, H_2 \dots$ ). Die allgemeinen unsymmetrischen Wellen, bei denen alle sechs Komponenten der Feldstärken vorhanden sind, bilden ebenso keine Hauptwellen, sondern nur Nebenwellen.

Für die Wellen am metallischen Draht haben wir also zwei Einteilungsmöglichkeiten:

1. Der allgemein unsymmetrische Wellentyp mit sechs Feldkomponenten kann zu zwei symmetrischen Wellen spezialisiert werden.

a) die symmetrische Welle, bei der die elektrischen Vektoren  $\mathcal{E}_z, \mathcal{E}_r$  in den Meridianebenen liegen, der magnetische Vektor aber in Parallelkreisen verläuft,  $\mathcal{H}_\varphi$ . Wir bezeichnen sie als elektrische oder E-Wellentyp (darunter die SOMMERFELD'sche Lösung [Lit.: 1] Abb. 1).

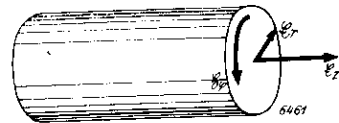


Abb. 1. Allgemeiner Kraftlinienverlauf der E-Welle im Dielektrikum bzw. Hohlkabel

b) die symmetrische Welle, bei der der elektrische Vektor  $\mathcal{E}_\varphi$  in Parallelkreisen um den Draht verläuft, die magnetischen Vektoren  $\mathcal{H}_z, \mathcal{H}_r$  aber in den Meridianebenen liegen. Magnetischer oder H-Wellentyp (Abb. 2).



Abb. 2. Allgemeiner Kraftlinienverlauf der H-Welle im Dielektrikum bzw. Hohlkabel

Im allgemeinen Fall sind, im Gegensatz zu den vorhin genannten Typen, die sechs Feldkomponenten  $= 0$ .

2. Ein anderer Einteilungsgrundsatz ergibt:

a) Hauptwellen, womit wir einen periodischen Vorgang meinen, der mit um so geringerer Dämpfung fortschreitet, je größer die Drahtleitfähigkeit  $\sigma$  ist, und

b) Nebenwellen, bei welchen die Dämpfung groß ist und durch Vergrößerung von  $\sigma$  nicht verkleinert werden kann.

Aus der Theorie ergibt sich, daß nur der E-Wellentyp Hauptwellen besitzt, während allen Typen eine sehr große Zahl von verschiedenen Nebenwellen zukommt.

## 2. Kraftlinienverlauf

Der Kraftlinienverlauf ergibt sich, indem wir für verschiedene Punkte der  $z, r$  bzw.  $r, \varphi$ -Ebene die Richtung der in die Ebene fallenden Komponenten der Kraftlinien bestimmen. Zuerst wollen wir den Kraftlinienverlauf für die Hauptwelle des E-Typs (SOMMERFELD'sche Lösung) angeben; wir erinnern uns, daß diese Welle durch Spezialisierung der Maxwell'schen Gleichungen zu erhalten ist, indem wir annehmen:

a) der gesamte elektrodynamische Zustand rund um den Draht ist symmetrisch verteilt, und der elektrische Vektor fällt überall in die durch die Drahtachse gelegte Meridianebene,

b) der Zustand in Abhängigkeit von der Zeit ist rein periodisch und harmonisch und

c) die Abhängigkeit des Vorgangs in der z-Richtung wird durch eine Exponentialfunktion von der Form  $e^{i\gamma z}$  geregelt.

Der Verlauf der elektrischen Kraftlinien für große Leitfähigkeit und nicht zu kleinen Drahtradius in- und außerhalb des Drahtes ist in Abb. 3 angegeben. Die Figur ist in Richtung des Drahtradius stark vergrößert. Außerhalb des Drahtes sind die Kraftlinien in der Fortpflanzungsrichtung etwas nach vorn geneigt. Dies gilt nicht mehr für den Fall, in dem die oben genannten Voraus-

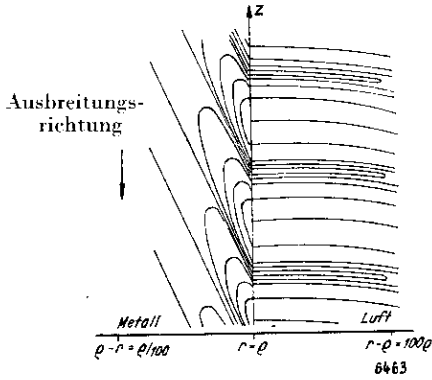


Abb. 3. Der elektrische Kraftlinienverlauf der Hauptwelle in der Meridianebene nach Sommerfeld

setzungen nicht erfüllt sind. Im Drahtinnern scheinen die Kraftlinien dem Vorgang „nachzuschleifen“. Bewegen wir uns von der Drahtoberfläche aus ins Innere hinein, so durchheilen wir Bereiche, in welchen die Phase der Schwingung auf kleine Entfernung außerordentlich schnell wechselt.

Die magnetischen Kraftlinien bilden um die Drahtachse konzentrische Kreise. Das ganze Bild ist so zu denken, daß sich der angegebene Zustand mit ungefähr Lichtgeschwindigkeit längs des Drahtes ausbreitet.

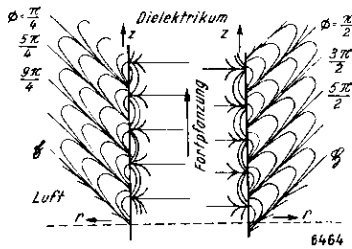


Abb. 4. Kraftlinienverlauf der unsymmetrischen Nebenwelle in der Meridianebene nach Hondros

Ein anderes Bild bietet aber der Kraftlinienverlauf in einer Meridianebene der (allgemein unsymmetrischen) Nebenwelle in unserer Abbildung. Im Außenraum sind die Kraftlinien in Richtung der Ausbreitung geneigt, so daß sie mit der Drahtachse einen Winkel von ungefähr  $45^\circ$  bilden und im Drahtinnern senkrecht auf der Ober-

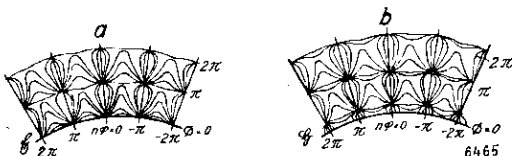


Abb. 5a und b. Der Kraftlinienverlauf der unsymmetrischen Nebenwelle in der  $r, \varphi$ -Ebene nach Hondros

fläche stehen. Die Phasen von  $\mathcal{E}$  und  $\mathcal{H}$  sind um eine Viertelwellenlänge gegeneinander verschoben (Abb. 4). Abb. 5 gibt die Projektion (für ein großes  $n$ , welches auch die harmonische Abhängigkeit vom Azimut zum Ausdruck bringt) auf die  $r, \varphi$ -Ebene für den Schnitt längs der punktierten Linien der Abb. 4; auch hier zeigt sich die Phasenverschiebung zwischen  $\mathcal{E}$  und  $\mathcal{H}$ . Das Feld der Abbildung 4 schiebt sich mit der entsprechenden Phasengeschwindigkeit im Sinne des Pfeils vorwärts.

### 3. Feldstärkenverlauf

Wir wollen wieder die Verhältnisse für den Fall eines großen  $\sigma$  und nicht zu kleinen  $r$  betrachten (Hauptwelle). Die Amplitude von  $\mathcal{E}_z$  nimmt außerordentlich schnell, d. h. wie eine e-Funktion nach dem Innern zu ab, und zwar um so schneller, je größer  $\sigma, \omega$  und  $\mu$  ist (Skin-Effekt). Ebenso zeigt sich, daß  $\mathcal{E}_r$  im Draht klein gegen  $\mathcal{E}_z$  ist, während  $\mathcal{H}_\varphi$  im Draht groß ist gegen  $\mathcal{E}_z$ . Die Art der Abnahme der drei Feldstärken im Drahtinnern ist dieselbe, da sich die Feldstärken nur um konstante Faktoren unterscheiden. Außerhalb des Drahtes nehmen die Amplituden der drei Feldstärken nur langsam ab, bei  $\mathcal{E}_r$  und  $\mathcal{H}_\varphi$  wie  $1/r$ , bei  $\mathcal{E}_z$  nur logarithmisch.

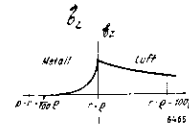


Abb. 6. Gang der Amplitude der Feldstärke  $\mathcal{E}_z$  in und außerhalb des Drahtes nach Sommerfeld

In den Abbildungen 6, 7 und 8 ist der Gang der Amplitude der drei Feldstärken in- und außerhalb des Drahtes angegeben. Innerhalb des Drahtes ist der Maßstab auseinandergezogen, und zwar im Verhältnis  $1:10^4$  gegen das Äußere. Abb. 6 ist im Ordinatenwert  $10^4$  mal größer als der der Abb. 7 und 8.

Allgemeine Nebenwellen ( $E_0 \dots E_n, H_0 \dots H_n, M_0 \dots M_n$ ):

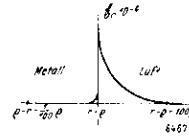


Abb. 7. Gang der Amplitude der Feldstärke  $\mathcal{E}_r$  in und außerhalb des Drahtes nach Sommerfeld

Außer der großen Dämpfung zeigen die Nebenwellen auch in bezug auf den Skin-Effekt ein eigentümliches Verhalten. Während bei der Hauptwelle das Außenfeld in radialer Richtung langsam abnimmt, gegen das Drahtinnere aber stark gedämpft ist, so daß der ganze Vorgang

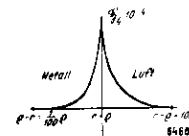


Abb. 8. Gang der Amplitude der Feldstärke  $\mathcal{H}_\varphi$  in und außerhalb des Drahtes nach Sommerfeld

nur in einer äußerst dünnen Oberflächenschicht vor sich geht, stellt sich bei den Nebenwellen gewissermaßen im Außenraume ein Skin-Effekt ein. Im Inneren des Drahtes dagegen ist die radiale Abnahme sehr gering und daher die Wärmevergeudung sehr groß, woraus sich die außer-

ordentlich starke Dämpfung unmittelbar erklärt. Sowohl bei den Haupt- wie bei den Nebenwellen ist der innere bzw. der äußere Skineffekt um so stärker, je größer  $\sigma$ .

Bei der Hauptwelle sind die Eigenschaften des äußeren Mediums für die Fortpflanzung der Welle ausschlaggebend, bei den Nebenwellen ist dieser Vorgang hauptsächlich durch die Drahtigenschaften bestimmt.

Nun sollen einige Beispiele angegeben werden, bei denen bei verschiedenem Drahtmaterial verschiedene Drahradien und verschiedene Frequenzen verwendet wurden.

**Beispiel 1:** Kupferdraht von 4 mm Durchmesser und Frequenz  $\nu = 10^9$ , d. h.  $\lambda = 30$  cm in Luft. Für die elektrische Hauptwelle (SOMMERFELD'sche Lösung) ist die Ausbreitungskonstante:

$$\gamma = \omega/c (1 + 2,7 \cdot 10^{-5} - 3i \cdot 10^{-5})$$

d. h. nach 1,6 km ist die anfängliche Amplitude auf den  $e$ -ten Teil gesunken, die Phasengeschwindigkeit ist  $-c$  ( $1 - 2,7 \cdot 10^{-5}$ ), also nahezu Lichtgeschwindigkeit.

Betrachten wir jetzt die erste elektrische Nebenwelle ( $E_0$ -Welle). Für alle Nebenwellen gilt:

$$\gamma^2 = k_2^2 - \frac{w^2}{\rho^2} \dots \dots (10)$$

wo  $w$  die Nullstellen von  $J_0'(\gamma)$  sind und  $\rho$  der Drahtradius ist.  $k_2$  ist sehr groß wegen der sehr großen Leitfähigkeit, also ist angenähert

$$\gamma = (1 + i) \cdot 5,1 \cdot 10^3,$$

d. h. nach  $\frac{2}{1000}$  mm ist eine anfängliche Amplitude 1 auf  $\frac{1}{e}$  gesunken.

Die Phasengeschwindigkeit ist  $v = 4,1 \cdot 10^{-5} \cdot c$ , d. h. ungefähr 12,5 km pro Sekunde. Diese Nebenwellen sind also am leitenden Draht nicht zu beobachten.

**Tafel 1**  
Hauptwelle

Material $\rho =$ Radius in cm	Frequenz $\nu$	Phasen- geschwindigkeit $v$	$\lambda z$ in cm
$Cu : \rho = 0,2$	$\nu = 10^9$	$c \{ 1 - 3 \cdot 10^{-5} \}$	$1,6 \cdot 10^5$
$Pt : \rho = 0,02$	$\nu = 3 \cdot 10^8$	$c \{ 1 - 10^{-3} \}$	$1,1 \cdot 10^4$
$Pt : \rho = 0,002$	$\nu = 3 \cdot 10^8$	$c \{ 1 - 10^{-2} \}$	$1,0 \cdot 10^3$
$Pt : \rho = 0,0002$	$\nu = 3 \cdot 10^8$	$c \{ 1 - 2,5 \cdot 10^{-3} \}$	$1,6 \cdot 10$

Nebenwelle

Material $\rho =$ Radius, cm	Frequenz $\nu$	Phasen- geschwindigkeit $v$	$\lambda z$ in cm
$Cu : \rho = 0,2$	$\nu = 10^9$	$c \cdot 4,1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
$Pt : \rho = 0,02$	$\nu = 3 \cdot 10^8$	$c \cdot 1,33 \cdot 10^{-2}$	$5,15 \cdot 10^{-3}$
$Pt : \rho = 0,002$	$\nu = 3 \cdot 10^8$	$c \cdot 1,33 \cdot 10^{-1}$	$5,15 \cdot 10^{-4}$
$Pt : \rho = 0,0002$	$\nu = 3 \cdot 10^8$	$c \cdot 1,33$	$5,15 \cdot 10^{-5}$

In einer Tafel wollen wir Dämpfungen und Phasengeschwindigkeiten für verschiedene physikalische Daten angeben (siehe Tafel 1). Dabei bedeuten  $v$  die Phasengeschwindigkeit,  $\lambda z$  jene Strecke, nach deren Durcheilung die Amplitude auf  $\frac{1}{e}$  gesunken ist, und  $\rho$  den Drahtradius. Zur Verwendung gelangen Frequenzen von  $\nu = 10^9$  ( $\lambda = 30$  cm) und  $\nu = 3 \cdot 10^8$  Hz ( $\lambda = 1$  m).

Die wichtigsten Eigenschaften der Hauptwelle sind also folgende: Bei nicht zu dünnen Drähten, z. B. Kupfer, mit dem Radius  $\rho = 0,2$  cm ist die Phasengeschwindigkeit

ungefähr gleich Lichtgeschwindigkeit, die Dämpfung ist derart, daß nach 1,6 km Weges die Amplitude 1 auf  $\frac{1}{e}$  gesunken ist. Dagegen ist bei den Nebenwellen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit sehr klein, die Dämpfung sehr groß.

Alles in allem ergeben sich nach HONDROS (Lit. 2) als charakteristische Eigenschaften der Nebenwellen:

a) bei Änderung der Versuchsverhältnisse ändert sich ihre Geschwindigkeit im selben Sinne wie die Abweichung von der Lichtgeschwindigkeit bei der Hauptwelle, aber viel stärker, sie ist bei gewöhnlicher Metalleitfähigkeit und nicht zu kleinem Drahradius sehr gering,

b) die Dämpfung der Nebenwelle in der Achsenrichtung ist so groß, daß ihre Beobachtung absolut unmöglich ist, und

c) in bezug auf den Skineffekt verhalten sich die beiden Medien bei den Nebenwellen umgekehrt wie bei der Hauptwelle.

## II. Der dielektrische Draht

### I. Allgemeines

Wie wir aus dem vorhergegangenen Abschnitt gesehen haben, ist bei der Ausbreitung am metallischen Draht die Dämpfung durch die im Draht entwickelte Joulesche Wärme bedingt, die besonders groß für die Nebenwellen ist, da die größte Feldkonzentration im Drahtinneren vorhanden ist. Dies macht die Nebenwellen am leitenden Draht un beobachtbar.

1910 veröffentlichten P. DERVE und H. HONDROS eine theoretische Arbeit, die die Frage der Wellenausbreitung am dielektrischen Draht untersucht (Lit. 3). Da die Ur-

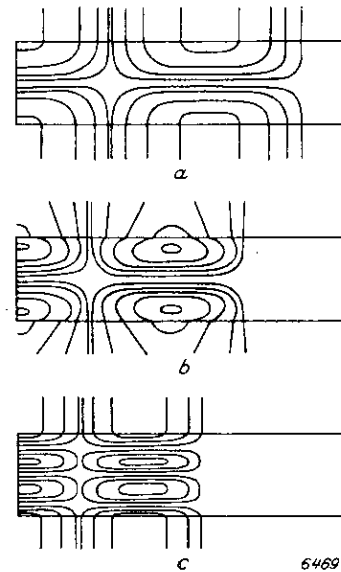


Abb. 9. Kraftlinienbild der „elektrischen“ Nebenwellen im dielektrischen Draht

sache der Dämpfung durch die Leitfähigkeit des Drahtes wegfällt, sind die Nebenwellen existenzfähig, allerdings mit einer gewissen Einschränkung:

a) falls eine seitliche Ausstrahlung auftritt, ist eine Dämpfung möglich, was die Zahl der Nebenwellen begrenzt (obere Frequenzgrenze),

b) die Ausbreitungsmöglichkeit der Nebenwellen ist abhängig von der Frequenz, dem Drahtdurchmesser und der Dielektrizitätskonstanten des Drahtes. Die zu übertragende Frequenz muß oberhalb der „kritischen“ bleiben (untere Frequenzgrenze).

Der von SOMMERFELD behandelte Wellentyp, die sogenannte Hauptwelle, ist nicht möglich, da keine Leitfähigkeit vorhanden ist.

Die mathematische Behandlung der Vorgänge ist die gleiche wie für den metallischen Draht. Die Maxwell'schen Gleichungen in Zylinder-Koordinaten werden mit

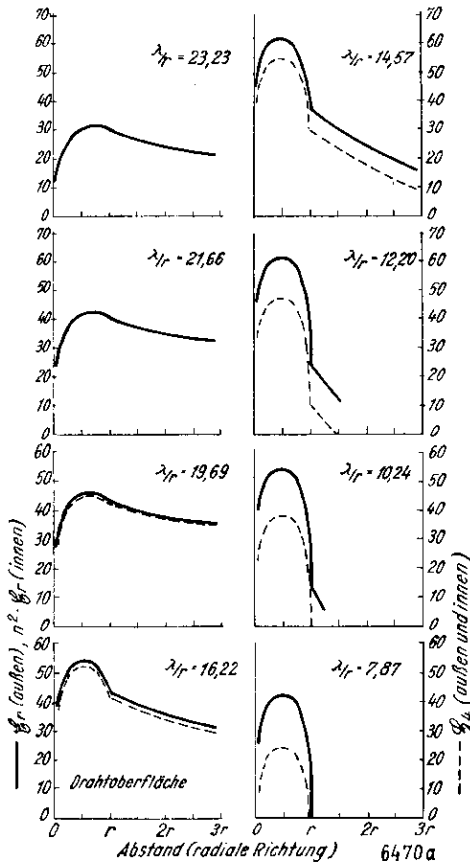


Abb. 10. Feldstärkenverlauf ( $\mathcal{E}_r, \mathcal{H}_\varphi$ ) der  $E_0$ -Welle im dielektrischen Draht als Funktion von  $r$  mit  $\lambda/r$  als Parameter

einem im allgemeinen  $n$ -symmetrischen Ansatz erfüllt, die Feldstärken  $\mathcal{E}_z, \mathcal{E}_r, \mathcal{E}_\varphi, \mathcal{H}_z, \mathcal{H}_r, \mathcal{H}_\varphi$  müssen an der Grenze stetig sein und liefern so die charakteristischen Grenzbedingungen. Aus diesen, welche im Falle  $n = 0$  die Gestalt haben:

$$E_0\text{-Welle: } \epsilon_1 \cdot \mathfrak{J}_1 \left( \sqrt{\gamma^2 + \mu_1 \epsilon_1 \omega^2} \cdot \varrho \right) \quad (11)$$

$$\frac{\sqrt{\gamma^2 + \mu_1 \epsilon_1 \omega^2} \cdot \varrho \cdot \mathfrak{J}_0 \left( \sqrt{\gamma^2 + \mu_1 \epsilon_1 \omega^2} \cdot \varrho \right) + \epsilon_2 \mathfrak{H}_1 \left( \sqrt{\gamma^2 + \mu_2 \epsilon_2 \omega^2} \cdot \varrho \right)}{\sqrt{\gamma^2 + \mu_2 \epsilon_2 \omega^2} \cdot \varrho \cdot \mathfrak{H}_0 \left( \sqrt{\gamma^2 + \mu_2 \epsilon_2 \omega^2} \cdot \varrho \right)}$$

$$H_0\text{-Welle: } \mu_1 \mathfrak{J}_1 \left( \sqrt{\gamma^2 + \mu_1 \epsilon_1 \omega^2} \cdot \varrho \right) \cdot \frac{\sqrt{\gamma^2 + \mu_1 \epsilon_1 \omega^2} \cdot \varrho \cdot \mathfrak{J}_0 \left( \sqrt{\gamma^2 + \mu_1 \epsilon_1 \omega^2} \cdot \varrho \right) + \mu_2 \cdot \mathfrak{H}_1 \left( \sqrt{\gamma^2 + \mu_2 \epsilon_2 \omega^2} \cdot \varrho \right)}{\sqrt{\gamma^2 + \mu_2 \epsilon_2 \omega^2} \cdot \varrho \cdot \mathfrak{H}_0 \left( \sqrt{\gamma^2 + \mu_2 \epsilon_2 \omega^2} \cdot \varrho \right)}$$

(worn  $\mathfrak{J}_1$  die Besselfunktion erster Ordnung und

$\mathfrak{H}_1$  die Hankelfunktion erster Ordnung sind)

berechnet sich wieder  $\gamma$  als Funktion von  $\omega$ .

Die niedrigste Frequenz, welche überhaupt übertragen werden kann, ist:

$$\omega_m = \frac{c \cdot p_m}{\sqrt{\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2}} \cdot \frac{1}{\varrho}$$

wobei  $p_m$  die Lösungen von  $\mathfrak{J}_0(p_m) = 0$  sind, also  $p_m = 2,405; 5,52; \dots$ . Somit, wenn  $\mu_2, \epsilon_2$  von Luft = 1 ist, ist für die  $E_0$ -Welle:

$$\frac{\lambda_0}{\varrho} = 2,61 \cdot \sqrt{\epsilon_1} - 1$$

worn  $\lambda_0$  die sich ausbreitende Wellenlänge ist,  $\epsilon_1 =$  Dielektrizitätskonstante des Drahtes und  $\varrho =$  Drahtradius.

Beispiel: für Wasser ist  $\epsilon_1 = 81$

Drahtradius  $\varrho = 1$  cm, dann ist

$$\lambda = 23 \text{ cm die obere Grenzwellenlänge, unterhalb deren erst Ausbreitung stattfindet.}$$

1916 veröffentlichte H. ZAHN eine Arbeit (Lit.: 4), die experimentell den Nachweis der Existenz von Drahtwellen auf Dielektriken erbringt. Allerdings konnte eine kritische Frequenzbedingung nicht gefunden werden, was auf experimentelle Unzulänglichkeiten zurückgeführt wurde.

1920 bestätigte SCHRIEVER (Lit.: 5) im wesentlichen die von DEBYE und HONDROS angegebenen Vorgänge an Dielektriken, ebenso wird die Abnahme der Amplitude der  $E_1$ -Welle mit zunehmender Leitfähigkeit studiert. Einige in der Theorie nicht angegebene Resultate werden erhalten, insbesondere die Feststellung der Existenz von Vorgängen, die sich mit Überlichtgeschwindigkeit längs des Drahtes ausbreiten und auch mit Strahlung verbunden sind.

## 2. Kraftlinienverlauf

Ein Kraftlinienbild (Abb. 9), welches von SCHRIEVER angegeben wurde, soll die Feldverteilung zum Unterschied vom metallischen Draht aufzeigen.

## 3. Feldstärkenverlauf

Ein Beispiel für den Gang der Feldstärke der  $E_0$ -Welle ( $\mathcal{E}_r, \mathcal{H}_\varphi$ -Komponenten) in verschiedener Entfernung von der Drahtmitte ist in Abb. 10 angegeben (Parameter ist

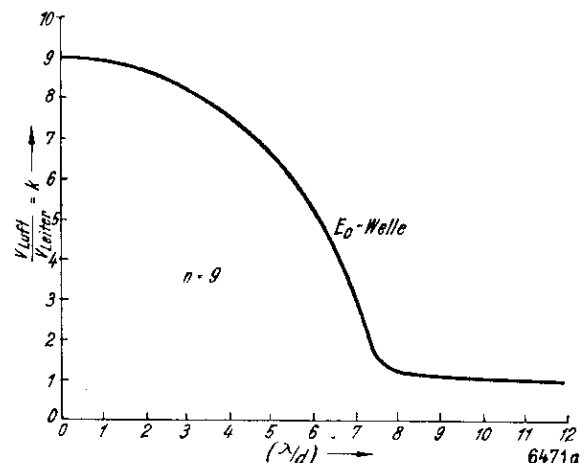


Abb. 11. Verhältnis der Phasengeschwindigkeiten der  $E_0$ -Welle im dielektrischen Draht in Abhängigkeit von  $\lambda/r$  bei vorgegebener Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$

$\lambda/r$ ,  $\varepsilon = 81$ ). Aus Abb. 10 ist ersichtlich, wie allmählich das Feld mit abnehmendem Verhältnis  $\lambda/r$  in das Drahtinnere hineinwandert.

#### 4. Phasengeschwindigkeit der Welle

Die Phasengeschwindigkeit der sich längs einer in irgendeinem nicht leitenden Medium eingebetteten Leiter ausbreitenden elektromagnetischen Störung ist in erster Näherung gleich  $c/n$  und hängt noch in gewissem Maße von Widerstand und Permeabilität des Leiters ab. Bei den dielektrischen Drähten kommt noch ein Einfluß der Drahtabmessungen hinzu; Abb. 11 zeigt eine errechnete und gemessene Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit für die  $E_0$ -Welle von dem Verhältnis  $\lambda/r$  ( $\varepsilon = 81$ ), für sehr kleine  $\lambda/r$  ist die Phasengeschwindigkeit ungefähr ein Neuntel der Lichtgeschwindigkeit. Die Meßpunkte wurden erhalten durch Abmessung von stehenden Wellen in Wassersäulen. Die Wände der Wassergefäße waren aus Bakelit und 90 cm hoch. Der Wellenbereich lag zwischen 3 m und 75 cm.

#### Literatur

1. A. SOMMERFELD, Über die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes. *Annalen d. Physik*, 67, 233, 1899.
2. D. HONDROS, Über elektromagnetische Drahtwellen, *Annalen d. Physik*, 30, 905, 1909.
3. P. DEBYE und D. HONDROS, Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten. *Annalen d. Physik*, 32, 465, 1910.

4. H. ZAHN, Über den Nachweis elektromagnetischer Wellen an dielektrischen Drähten. *Annalen d. Physik*, 49, 907, 1916.
5. O. SCHRIEVER, Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten. *Annalen d. Physik*, 63, 621, 1920.

6. L. BERGMANN und L. KRÜGEL, Messungen im Strahlungsfeld einer im Inneren eines metallischen Hohlzylinders erregten Linearantenne. *Annalen d. Physik*, 21, 113, 1934.

7. G. C. SOUTHWORTH, Hyperfrequency wave-guides. *Bell System Journal*, 15, 284, 1936.

8. J. CARSON, S. MEAD und S. SCHELKUNOFF, Hyperfrequency wave-guides. *Bell System Journal*, 15, 311, 1936.

9. W. BARROW, Transmission of electromagnetic waves in hollow tubes of metal. *Proceedings of Inst. Rad. Eng.* 24, 1298, 1936.

10. G. C. SOUTHWORTH, Some fundamental experiments with wave-guides. *Proceedings of Inst. Rad. Eng.* 25, 887, 1937.

11. L. BRILLOUIN, propagation de ondes électromagnétiques dans un tuyau. *Revue générale d'électricité* 40, 1936, 227.

12. Hyperfrequency wave-guides. *Wireless Engineer* 13, 460, 1936.

13. L. PAGE und N. I. ADAMS, Electromagnetic waves in conducting tubes. *Phys. Review* 52, 647, 1937.

14. R. WEYRICH, Vorrichtung zum Senden oder Empfangen elektromagnetischer Wellen mit in der Umgebung einer Sende- oder Empfangsvorrichtung angeordneten Reflektoren. D.R.P. 636 809 vom 8. 8. 1930; ausgegeben am 17. 10. 1936. *Zeits. f. Hochfrequenztechnik* 48, 215, 1936.

*Zeichnungen von den Verfassern*

*(Ein zweiter Teil folgt)*

# Die Ausbreitung von Dezimeter- und Zentimeterwellen an einzelnen metallischen und dielektrischen Drähten sowie in Hohlkabeln ohne Rückleitung

Von H. AWENDER und O. LANGE

## III. Das Hohlkabel

### 1. Allgemeines

Die für die Ausbreitung am dielektrischen Draht charakteristische Eigenschaft einer unteren kritischen Frequenz tritt ebenfalls am Hohlkabel auf<sup>1)</sup>. Hauptsächlich liefern hierüber SOUTHWORTH (Lit.: 7) und BARROW (Lit.: 9) Ergebnisse theoretischer Überlegungen sowie experimenteller Forschung. Während SOUTHWORTH vorwiegend experimentelle Ergebnisse nennt, gehen hierzu CARSON, MEAD und SCHELKUNOFF (Lit.: 8) die theoretischen Grundlagen. Der dabei verwendete Formalismus ist uns nichts Neues, indessen bedeuten die dabei erhaltenen Ergebnisse in jeder Hinsicht Neues.

Die Maxwell'schen Gleichungen in Zylinderkoordinaten werden mit einem Ansatz in Bessel-Funktionen erfüllt, wenn die Leitfähigkeit des den dielektrischen Zylinder umgebenden Leiters im Grenzfalle unendlich wird, also Dämpfungsfreiheit existiert. Der Feldstärkenansatz gibt:

$$\mathcal{E}_z = \sum_{n=0}^{\infty} \mathfrak{J}_n(\varrho \lambda) \cdot (A_n \cos n\varphi + B_n \sin n\varphi) e^{i\omega t - \gamma z};$$

$$\mathfrak{H}_z = \sum_{n=0}^{\infty} \mathfrak{J}_n(\varrho \lambda) \cdot (C_n \cos n\varphi + D_n \sin n\varphi) e^{i\omega t - \gamma z}; \quad (12)$$

wo  $\lambda^2 = \gamma^2 + \frac{\omega^2}{v^2}$  ist; aus den  $\mathcal{E}_z$ ,  $\mathfrak{H}_z$  folgen durch Differentiation alle übrigen Feldkomponenten.

Allgemeiner wird wieder ein Ansatz in Bessel- und Hankelfunktionen zu machen sein, welcher im wirklichen Falle endlicher Leitfähigkeit und den Verlusten im Dielektrikum zusammen mit den stetigen Grenzbedingungen ( $\mathcal{E}_z$ ,  $\mathfrak{H}_z$ ,  $\mathcal{E}_\varphi$ ,  $\mathfrak{H}_\varphi$  stetig für  $r = \varrho$ ) die Ausbreitungskonstante  $\gamma$  sowie die Feldstärkenverteilung liefert.

Das Neuartige der BARROWSCHEN und SOUTHWORTHSCHEN Arbeiten ist die Angabe von Abschlußvorrichtungen sender- und empfangsseitig und die damit erzielbare Anregung und der Empfang der verschiedenen Wellentypen (elektrischer und magnetischer Art).

Die Wirkungen des Hohlkabels als eine Art Hochpaßfilter, welches alle Frequenzen unterhalb einer im gegebenen Falle recht hohen Frequenz abschneidet, und als Mehrfachübertrager wegen der gleichzeitigen Anregungsmöglichkeit verschiedener Wellentypen werden theoretisch abgeleitet und experimentell nachgewiesen. Die Größenordnung der nötigen Wellenlängen ( $\lambda < 30$  cm) und der diesen entsprechenden Kabeldurchmesser lassen freilich zunächst mehr das Grundsätzliche erkennen als eine im großen nun gleich anzuwendende Kabeltechnik.

Man kann bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Hohlkabel nun hinsichtlich der Vektorstruktur des Feldes eine gewisse Ordnung erhalten. Behandelt man nämlich jene beiden Arten von Wellentypen, wo:

1.  $\mathcal{E}_z$ ,  $\mathcal{E}_r$ ,  $\mathfrak{H}_\varphi$  und wo
2.  $\mathfrak{H}_z$ ,  $\mathfrak{H}_r$ ,  $\mathcal{E}_\varphi$  vorhanden sind,

so hat man im Fall 1 wieder den Typus einer elektrischen Welle, im Fall 2 den einer magnetischen Welle. Vielleicht ist auch die Bezeichnung „longitudinale Welle“ ( $\mathcal{E}_z \neq 0$ ) und „transversale Welle“ ( $\mathcal{E}_z = 0$ ) angebracht.

Je nach der Anzahl  $n$  der Knoten und Bäuche der Feldstärken auf dem Rande  $r = \varrho$  des Kabels, welche etwa wie  $\cos n\varphi$  in die Lösung eingeht, wird man eine Anzahl verschiedener elektrischer und magnetischer Wellentypen erhalten. Für jedes  $n$  gibt es nun eine Randbedingung, welche ihrerseits wiederum die Ausbreitungskonstante  $\gamma$  als Funktion der Frequenz  $\omega$  liefert. Als Ergebnis der

Grenzbedingung erhält man die Forderung  $\mathfrak{J}_n(\lambda \varrho) = 0$ . Dabei ist  $\lambda^2 = \gamma^2 + \frac{\omega^2}{v^2}$  mit  $\gamma$  als Ausbreitungskonstante.

Aus der Gleichung  $\mathfrak{J}_n(\lambda \varrho) = 0$  ergeben sich die Wurzeln:  $\lambda_{n1} \cdot \varrho, \lambda_{n2} \cdot \varrho, \lambda_{n3} \cdot \varrho, \dots$ . Solange nun  $\lambda^2 - \frac{\omega^2}{v^2} < 0$  bleibt,

ist  $\gamma$  rein imaginär, d. h. wegen des Ansatzes  $e^{i\omega t - \gamma z}$  geht die Welle (ideale Leitfähigkeit vorausgesetzt) ungedämpft durch den Zylinder. Für eine bestimmte Frequenz  $\omega$

wird oben  $\lambda^2 = \frac{\omega^2}{v^2}$ ; sobald also in der Reihe der Wurzeln ein  $\lambda_{nm}$  größer als diese Grenzwelle  $\lambda$  wird, ist stets

$\lambda^2 - \frac{\omega^2}{v^2} > 0$ , also  $\gamma$  reell, d. h. diese Frequenzen sind gedämpft. Somit ist angedeutet, daß es eine Grenzfrequenz gibt, unterhalb deren Dämpfung herrscht, während alle Frequenzen oberhalb Durchgang haben. Für

$\mathfrak{J}_0(\lambda \varrho) = 0$  wird es Lösungen:

a)  $\lambda_{01} \cdot \varrho = 2,405$ ; b)  $\lambda_{02} \cdot \varrho = 5,52$

geben; für  $\mathfrak{J}_1(\lambda \varrho) = 0$

c)  $\lambda_{11} \cdot \varrho = 3,83$ ; d)  $\lambda_{12} \cdot \varrho = 7,02 \dots$  (13)

usw.

Entsprechendes gilt für die magnetische Welle, für welche stets  $\mathfrak{J}_n'(\lambda \cdot \varrho) = 0$  sein muß, d. h. hier wird es Lösungen:

e)  $\lambda'_{01} \cdot \varrho = 3,83$ ; f)  $\lambda'_{02} \cdot \varrho = 7,02 \dots$

g)  $\lambda'_{11} \cdot \varrho = 1,84$ ; h)  $\lambda'_{12} \cdot \varrho = 5,33 \dots$  (14)

geben; wir wollen die Lösungen a) und c) als  $E_0$ - und  $E_1$ -Wellen bezeichnen, hingegen e) und g) als  $H_0$ - und  $H_1$ -Wellen.

Es sind die uns besonders interessierenden Wellen, weil sie die von allen am niedrigsten kritischen Frequenzen haben.

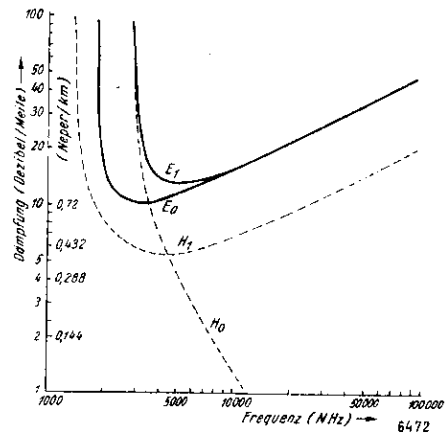


Abb. 12. Dämpfung der Wellentypen in Abhängigkeit von der Frequenz

Es gelten folgende Grenzfrequenzen: für die  $E_0$ -Welle:

$$\omega_0 = \frac{2,405 \cdot c}{\sqrt{\mu_1 \cdot \epsilon_1}} \cdot 1/\varrho$$

für die  $E_1$ -Welle:

$$\omega_1 = \frac{3,83 \cdot c}{\sqrt{\mu_1 \cdot \epsilon_1}} \cdot 1/\varrho \dots (13a)$$

für die magnetischen Wellen sind entsprechend:

$H_0$ -Welle:

$$\omega_0' = \frac{3,83 \cdot c}{\sqrt{\epsilon_1 \mu_1}} \cdot 1/\varrho$$

$H_1$ -Welle:

$$\omega_1' = \frac{1,84 \cdot c}{\sqrt{\epsilon_1 \mu_1}} \cdot 1/\varrho \dots (14a)$$

wobei  $\epsilon_1, \mu_1$  Konstanten des inneren Mediums sind.

<sup>1)</sup> Der 1. Teil dieser Arbeit erschien in F. T. M., 1938, Heft 1.

Es zeigt sich hierbei, daß offenbar die  $H_1$ -Welle von den vier Grundtypen mit ihrer Grenzfrequenz am tiefsten liegt und experimentell am besten zu erreichen ist, um so besser, je größer noch die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_1$  des Füllmaterials des Hohlkabels ist. Dieser Vorteil einer relativ auch mit heutigen Mitteln leicht erreichbaren Frequenz wird allerdings aufgewogen durch den Verlauf der Dämpfungskurve mit der Frequenz, d. h. die Dämpfung wächst nach Durchlaufen eines Minimums recht rasch an (siehe Abb. 12).

### 2. Kraftlinienverlauf

Zuvor möge auf das Kraftlinienbild eingegangen werden, welches naturgemäß mit dem Verlauf der Kraftlinien am dielektrischen Draht Ähnlichkeit hat, aber sich wesentlich etwa vom axialen Doppelleiter (bzw. Lechersystem) abhebt.

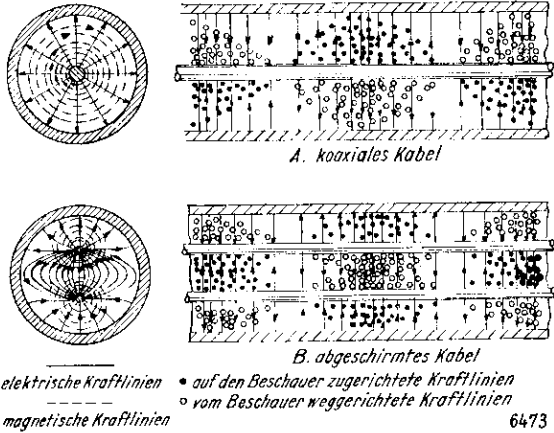


Abb. 13. Kraftlinienverlauf am Zweileitersystem bei freier Ausbreitung

Abb. 13 zeigt den Verlauf der Kraftlinien im herkömmlichen Doppelleiter. Der Kraftlinienverlauf für die vier Wellentypen:  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $H_0$  und  $H_1$  ist in Abb. 14 wieder-

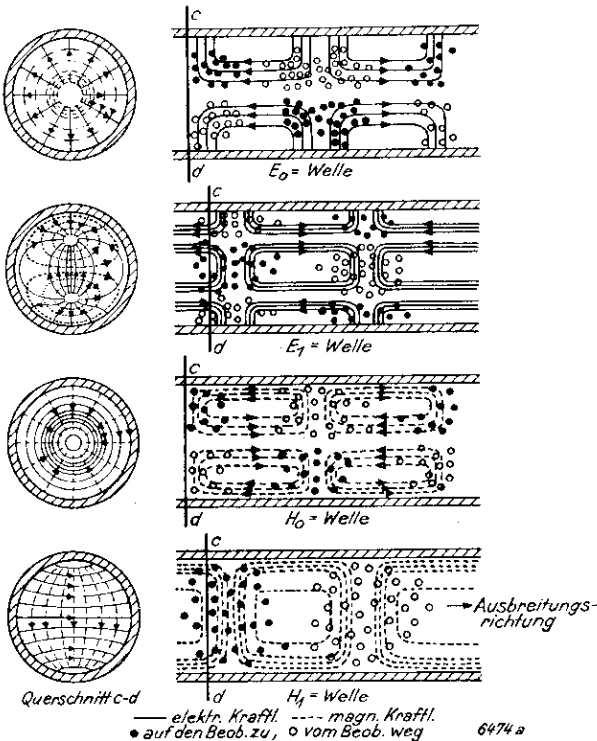


Abb. 14. Kraftlinienverlauf der Nebenwellen:  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $H_0$ ,  $H_1$ . Angenäherte Darstellung des allgemeinen Kraftlinienverlaufs in einem Hohlleiter. Die Ausbreitung geschieht nach rechts

gegeben. Man beachte dabei die in sich zurücklaufenden Kraftlinien, wobei die ausgezogenen Kurven diejenigen elektrischer Art, die gestrichelten diejenigen magnetischer Art darstellen. Auch der Vorgang, wie man sich für diese experimentelle Anordnung (koaxiales Kabel) die Ablösung vom Zweileitersystem auf das Einleitersystem vorstellen kann, mag schon jetzt angegeben werden (Abb. 15).

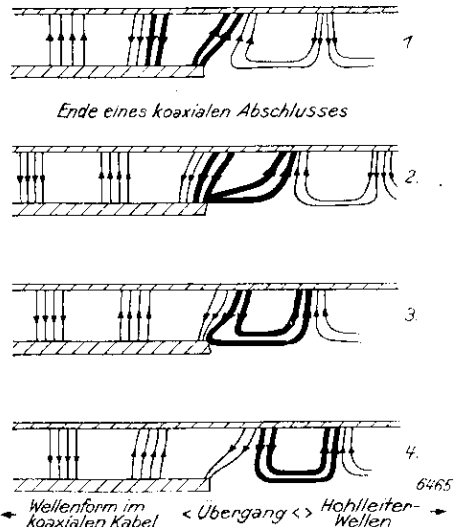


Abb. 15. Ablösung des Feldes vom Doppelleiter und Übergang in die Feldverteilung des Hohlkabels. (Die Abb. ist symmetrisch zum Mitteleiter ergänzt zu denken.)

### 3. Feldstärkenverlauf

Aus den Abbildungen über den Kraftlinienverlauf können auch die Gebiete größter Feldstärken, nämlich diejenigen mit dichtester Kraftlinienzahl, ersehen werden. Besonders für den  $E_0$ -Typ mag die Feldstärkenverteilung über den kreisförmigen Querschnitt noch besonders angegeben werden (Abb. 16). Hier fällt die axiale Feld-

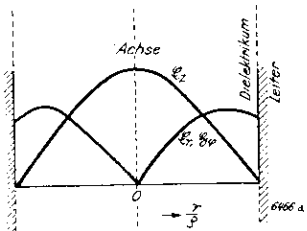


Abb. 16. Feldstärkenverteilung im Hohlkabelquerschnitt für die  $E_0$ -Welle

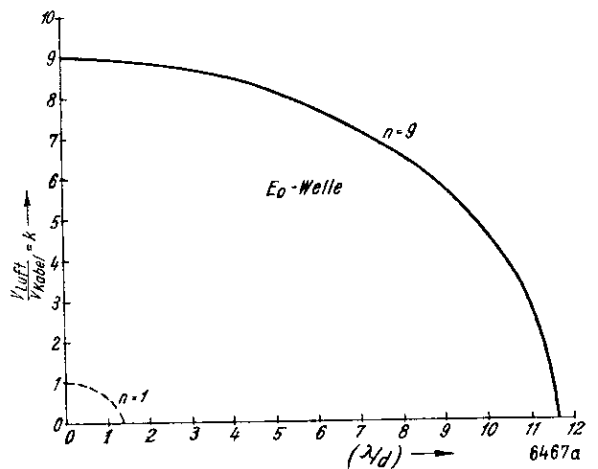


Abb. 17. Verhältnis der Phasengeschwindigkeiten der  $E_0$ -Welle im Hohlkabel in Abhängigkeit von  $\lambda/r$



stärke  $\mathcal{E}_2$  von der Mitte des Dielektrikums nach der Leiterwandung zu ab, während die anderen beiden Feldstärken  $\mathcal{E}_r, \mathcal{H}_\varphi$  von der Mitte aus nach dem Leiter zu ansteigen.

#### 4. Phasengeschwindigkeit

Abb. 17 gibt nach Southworth den gerechneten Verlauf des Verhältnisses  $\frac{v_{\text{Luft}}}{v_{\text{Hohlkabel}}} = k$  Phasengeschwindigkeit in Luft Phasengeschwindigkeit im Hohlkabel für eine  $E_0$ -Welle in Abhängigkeit von  $\lambda/r$  für ein Hohlkabel mit einem Füllstoff von der Dielektrizitäts-

gefülltes Hohlkabel. Die Kabeldurchmesser betragen 10 bzw. 15 cm. Der Wellenlängenbereich lag zwischen 15 und 20 cm.

#### 5. Dämpfung der Wellentypen

Nach Erfüllung der kritischen Bedingung fällt für ein gegebenes Hohlkabel die Dämpfung mit zunehmender Frequenz schnell ab und wächst dann für alle Wellentypen bis auf eine wieder an. Die absoluten Werte des Abfalls und Anstiegs sowie die Dämpfungsminima sind verschieden für die einzelnen Wellentypen. Abb. 12 zeigt

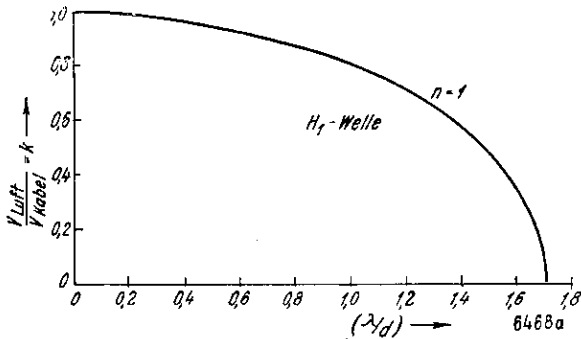


Abb. 18. Verhältnis der Phasengeschwindigkeiten der  $H_1$ -Welle in Abhängigkeit von  $\lambda/r$

konstanten  $\epsilon = 81$ . Für die Versuche wurden Kupferrohre von 90 cm Höhe und 15 bzw. 25 cm Durchmesser benützt. Als Dielektrikum wurde destilliertes Wasser verwendet. Der Wellenlängenbereich lag zwischen 3 m und 75 cm.

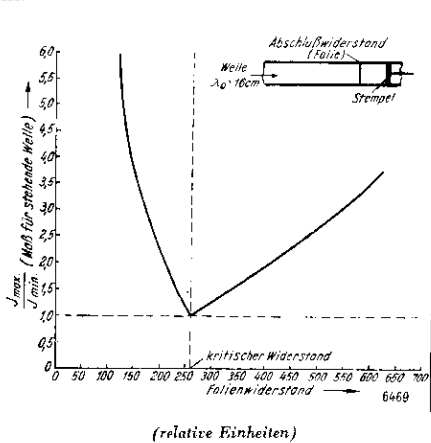


Abb. 19. Anordnung des Wellenwiderstandes im Hohlkabel mit Darstellung einer Anpassung

Abb. 18 gibt den gerechneten und gemessenen Verlauf des Verhältnisses  $\frac{v_{\text{Luft}}}{v_{\text{Hohlkabel}}} = k$  Phasengeschwindigkeit in Luft Phasengeschwindigkeit im Hohlkabel für die  $H_1$ -Welle in Abhängigkeit von  $\lambda/r$  für ein luft-

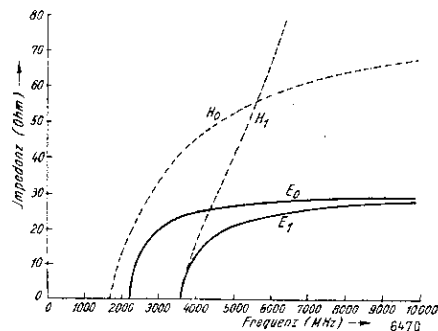


Abb. 20. Verlauf des Wellenwiderstandes des Hohlkabels für die verschiedenen Nebenwellen in Abhängigkeit von der Frequenz

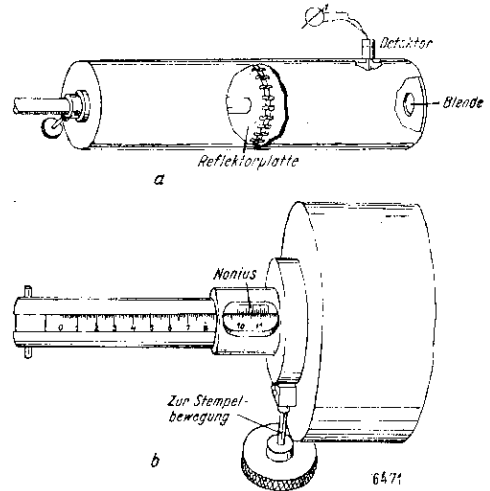


Abb. 21. Kabelende mit Blende zum Dosieren der Strahlung und Anordnung zur Stempelbewegung

den von der Frequenz abhängigen Dämpfungsverlauf für verschiedene Wellentypen in einem Hohlkabel von 12.5 cm Durchmesser. Der Wellentyp, der die merkwürdige Ausnahme macht, ist die  $H_0$ -Welle, die mit wachsender Frequenz eine einsinnige Abnahme der Dämpfung zeigt, wobei der Wellenlängenbereich unterhalb von 10 cm liegt. Versuche von Southworth zur Messung der Dämpfung der  $H_1$ -Welle in einem Hohlkabel von 15 cm Durchmesser und 375 m Länge (Lit. 12) ergaben eine sehr gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten (in einem Teilbereich wenigstens).

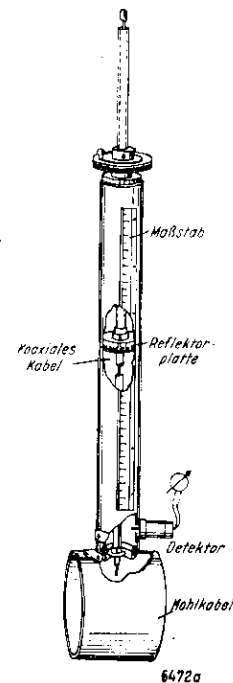


Abb. 22. Wellenlängenmeßvorrichtung zum Aufsetzen auf das Hohlkabel

## 6. Wellenwiderstand

Im allgemeinen werden bei Ausbreitungszuständen im Hohlkabel ebenfalls wie beim Doppelleiter stehende Wellen auftreten. Wir kennen aus der Kabeltechnik die Definition eines Wellenwiderstandes einer Doppelleitung. Er ist als der Ersatzwiderstand für die unendlich lange Doppelleitung definiert und merzt, als Abschlußwiderstand der im Normalfall immer endlichen Leitung gewählt, stehende Wellen aus, er trägt also zum maximalen Energietransport bei. Auf den ersten Anblick scheint die Herstellung eines Wellenwiderstandes für den Einleiter

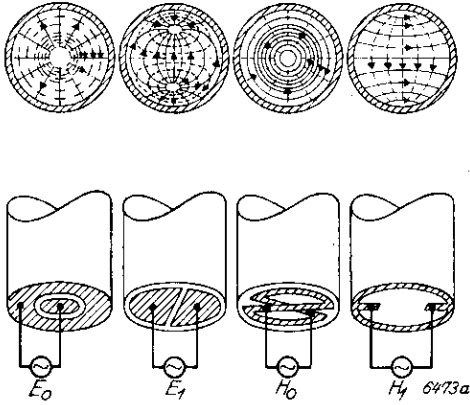


Abb. 23. Flächenelektroden zur Erzeugung der Nebenwellen von  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $H_0$ ,  $H_1$ -Typ

etwas künstlich, sie ist aber für den Transport maximaler Energie vom Sender zum Empfänger auch im Falle des Hohlkabels zu definieren. Experimentell wählt Southworth Metallfolien bestimmter Stärke, welche senkrecht zur Achse in das Hohlkabel eingebracht werden, als einen solchen Abschluß, wobei hinter dieser Folie noch eine reflektierende Scheibe angebracht wird, um stehende Wellen im Raum zwischen Folie und Scheibe zu bewirken. Die Anordnung ist aus Abb. 19 ersichtlich.

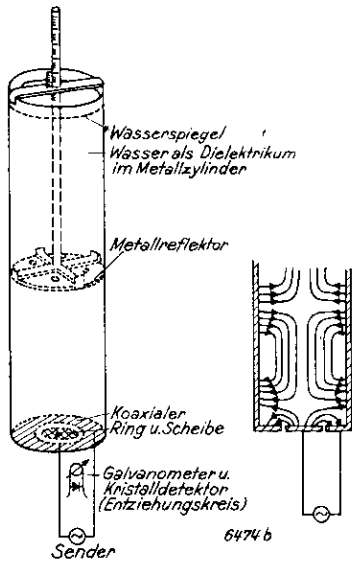


Abb. 24. Schematische Darstellung der Meßanordnung mit Reflektor und Ablösung des Feldes ( $E_0$ -Welle) von der Flächenelektrode

Man kann auf Grund der folgenden Überlegung nunmehr auch zu einem Formalismus für den Wellenwiderstand gelangen: Es sei über den Kabelquerschnitt die Feldverteilung etwa der  $E_0$ -Welle, d. h.  $\mathcal{E}_z$ ,  $\mathcal{E}_r$ ,  $\mathcal{H}_\varphi$ , als Funktion von  $r$  bekannt. Dann sei der Wellenwiderstand definiert als Verhältnis der transversalen elektromotorischen Kraft zwischen Kabelachse und Wandung,

nämlich  $U = \int_0^a \mathcal{E}_r dr$ , zu dem longitudinalen Strom  $i = \oint_a \mathcal{H}_\varphi d\varphi$ , welcher an der Wandung entlang fließend die Rolle des Rückleiters übernimmt. Somit ist  $Z_0 = U/i$  als Wellenwiderstand aufzufassen. Er ist, wenn man die Integrale aus den Komponenten berechnet, im wesentlichen tiefenunabhängig. Den Verlauf des Wellenwiderstandes mit der Frequenz zeigt Abb. 20 für einen Kabeldurchmesser von 10 cm und Luft als Dielektrikum.

## 7. Frequenzselektion

Kabelstücke können mittels stehender Wellen auf eine bestimmte Wellenlänge abgestimmt werden, was eine Rolle beim Senden, Empfang oder Bestimmung einer Wellenlänge eines Wellentyps spielt.

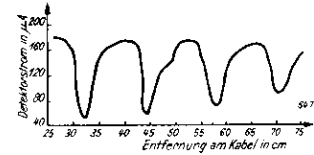


Abb. 25. Detektorströme im Entziehungskreis als Funktion des Reflektorabstandes im Hohlkabel

Das so zu verwendende Kabelstück ist auf der einen Seite mit einer Irisblende versehen (Abb. 21), um die abstrahlende oder einfallende Energiemenge zu dosie-

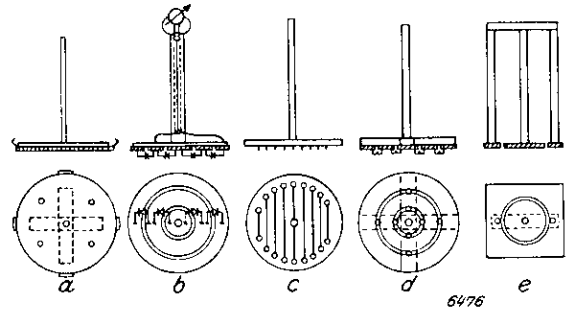


Abb. 26. Die für die Untersuchungen im Hohlkabel (Abb. 20 und 25) gebrauchten Reflektorformen

ren; auf der anderen Seite befindet sich ein mittels Zahnrad und Zahnstange beweglicher Stempel, mit welchem auf Resonanz abgestimmt werden kann. Der Resonanz-

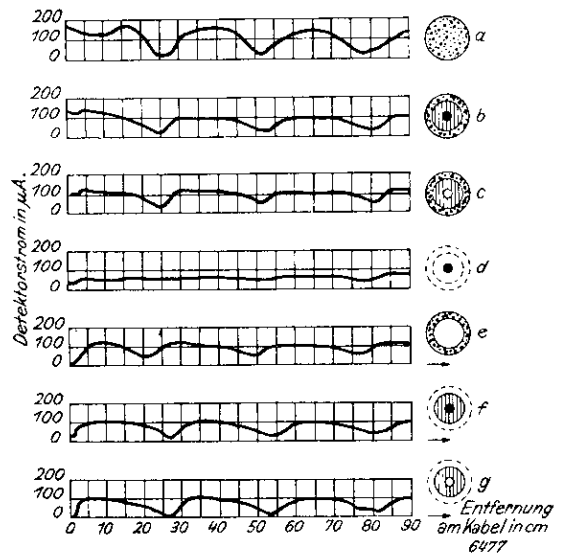


Abb. 27. Verlauf des Detektorstromes im Entziehungskreis, wenn die Reflektorform d (Abb. 26) im Hohlkabel zur Anwendung kommt, wobei jeweils ein bzw. zwei Kreisringe aus dem Reflektor entfernt werden

zustand des Hohlraumes kann mittels Detektor festgestellt werden. Dieser ist in einem Gehäuse eingebaut, welches auf das Kabel aufgesetzt werden kann, wobei ein am Detektor befestigtes Leiterstückchen durch die Kabelwandung in den Ausbreitungsweg hineinragt; mittels eines Schlittes im Kabelmantel kann mit dem Detektor die Feldverteilung auf größeren Strecken erfaßt werden. Dieser Kabelansatz mit eingebautem Detektor kann so vervollkommen werden, daß gleichzeitig die Wellenlänge gemessen werden kann, wobei die Meßstrecke als konzentrisches Kabel mit verschiebbarem Stempel ausgebildet ist (Abb. 22).

### 8. Anregung und Ausbreitung der Wellentypen

Während längs der gewöhnlichen Doppelleitung nur eine einzige Wellenform zur Ausbreitung gelangt, sind es in unserem Falle des Hohlkabels eine große Mannigfaltigkeit von Typen, die, wie wir weiter vorn gezeigt haben, möglich sind.

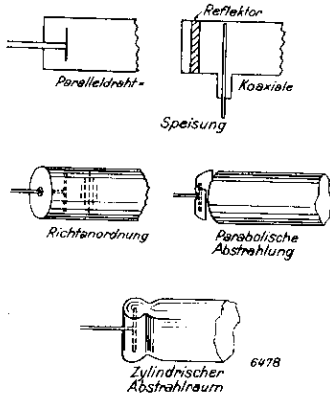


Abb. 28. Anregung der  $H_1$ -Welle mit Dipolvorrichtung am Hohlkabelsendende

Um die verschiedenen Wellentypen im Hohlkabel rein anzuregen, sind von BARROW und SOUTHWORTH (Lit. 7, 9, 10) Versuchsanordnungen angegeben worden. Es sind im wesentlichen flächenhaft angeordnete Elektroden und

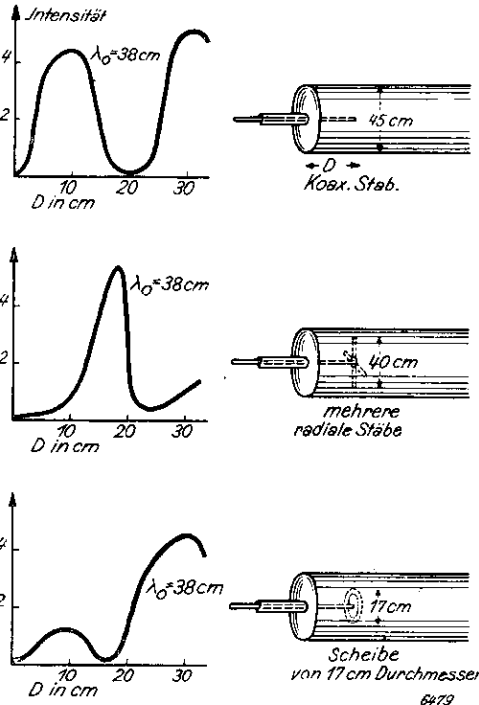


Abb. 29. Anregung der  $E_1$ -Welle mit in das Hohlkabel hineinragende Mittelleiter des koaxialen Kabels. Abhängigkeit der in das Hohlkabel hineingewanderten Energie in Abhängigkeit von der Länge des strahlenden Mittelleiterendes

Dipolanordnungen, von welchen sich die Wellen ablösen und in das Hohlkabel abwandern. Abb. 23 zeigt Flächen- elektroden dieser Art für die  $E_0$ -,  $E_1$ -,  $H_0$ - und  $H_1$ -Wellen. Eine schematische Darstellung der Meßanordnung für die  $E_0$ -Welle gibt Abb. 24 mit einem Kraftlinienverlauf in wassergefülltem Kabel. Mit dem Reflektor lassen sich z. B. durch Rückwirkung auf den Sender oder auf den angekoppelten Entziehungskreis die stehenden Wellen nachweisen und die Wellenlängen messen. Abb. 25 zeigt die Detektorströme im Entziehungskreis als Funktion des Reflektorabstandes. Aus der Beziehung

$$v = \lambda \cdot \nu \dots \dots \dots (15)$$

lassen sich die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Wellen im jeweiligen Füllmaterial des Hohlkabels bestimmen.

Die in Abb. 26 wiedergegebenen Reflektorformen wurden bei den Untersuchungen benutzt, der in a) gezeigte ist eine Vollmetallscheibe, b) ist in drei Kreisinge aufgeteilt, wobei zwischen diese jeweils ein Detektor geschaltet ist; der durch diese angezeigte Strom kann bei der Abstandsänderung der Scheibe dazu benutzt werden, um Wellenlängen im Füllmaterial zu bestimmen. c) wurde benutzt, um die Polarisationsrichtung der  $H_1$ -Welle festzustellen, d) besteht aus auswechselbaren Kreisingen. Abb. 27 zeigt den Verlauf des Detektorstroms im Entziehungskreis, wenn die Reflektorform d) zur Anwendung gelangt, wobei jeweils ein bzw. zwei Kreisinge aus dem Reflektor entfernt werden.

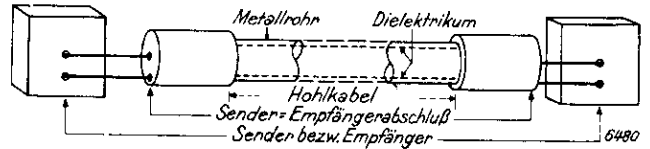


Abb. 30. Anordnung für die Messungen nach Barrow

Nun betrachten wir die Anregung der Wellentypen mit Dipolvorrichtungen. Nach BARROW kann gemäß Abb. 28 die  $H_1$ -Welle im Hohlkabel durch einen mit einer Doppelleitung gespeisten Dipol oder durch eine am Senderende des Kabelstücks befindliche Stabantenne angeregt werden, wobei Bündelungsvorrichtungen, wie Reflektoren oder Leitantennen, zweckmäßig sind. Als Empfänger wird ein gleichartiges, der Sendeantenne paralleles Gebilde benutzt. Wichtig ist, daß kein Empfang am anderen Kabelende möglich ist, wenn die Empfangsantenne senkrecht zur Sendeantenne steht, was dazu benutzt werden kann, um zwei Übertragungskanäle in einem Hohlkabel zu verwenden.

Zur Anregung der  $E_1$ -Welle können wir nach Barrow z. B. den von einem Doppelleiterkabel in das Hohlkabel hineinragenden Mittelleiter benutzen, wie es in Abb. 29

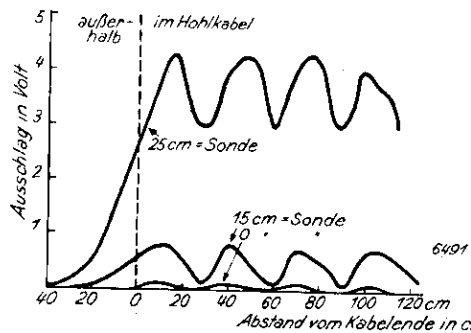
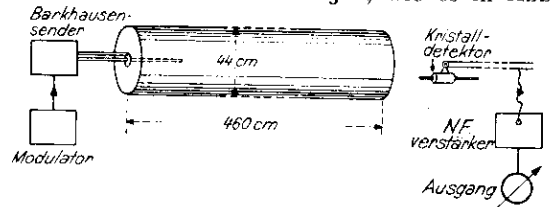


Abb. 31. Feldstärken im Anteil des offenen Hohlkabels nebst Meßanordnung nach Barrow

dargestellt ist. Aus der gleichen Abbildung ist der Verlauf der in das Hohlkabel hineingewanderten Energie in Abhängigkeit von der Länge des strahlenden Leiterendes und von dessen Form angegeben. Man beachte die Resonanzvorgänge, die in den Kurven zum Ausdruck kommen.

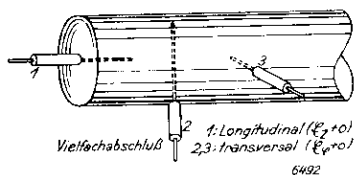


Abb. 32. Dipolanordnungen für 3 gleichzeitige Sprechwege im Hohlkabel nach Barrow

Abb. 15 gibt eine ungefähre Vorstellung von der Umwandlung des Feldverlaufs im koaxialen Kabel in den der  $E_0$ -Welle im Hohlkabel. Zum Empfang am anderen Kabelende diente eine ähnliche Vorrichtung. Die Anordnungen für die letzteren Versuche von Barrow sind aus Abb. 30 ersichtlich. Die Arbeitswellenlänge betrug 60 cm.

Wurde der Detektorempfänger (Dipol parallel zur Kabelachse) in das offene Ende des Hohlkabels eingeführt, so konnten Intensitäten der aus Abb. 31 ersichtlichen Form nachgewiesen werden.

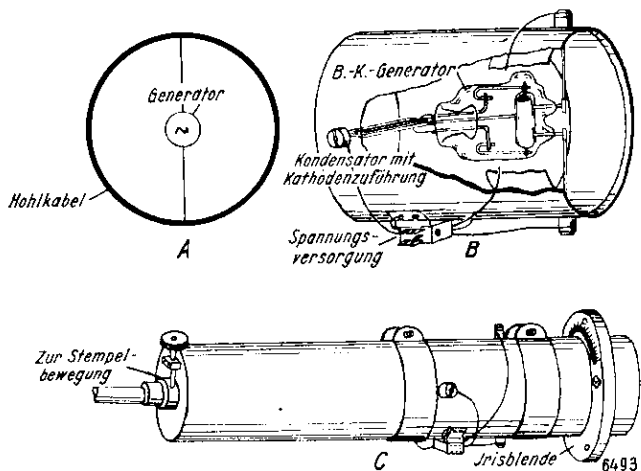


Abb. 33a, b, c. Anregung der  $H_1$ -Welle mit einem Barkhausen-Kurz-Oszillator nach Southworth

Wir sprachen oben von zwei gleichzeitigen Übertragungskanälen für die  $H_1$ -Welle bei Verwendung zweier gekreuzter Empfangsdipole; verwenden wir noch die Erkenntnis, daß die  $E_0$ - und  $H_1$ -Welle sich unabhängig voneinander ausbreiten, so können wir einen dritten gleichzeitigen Übertragungskanal in einem Hohlkabel für diese beiden Wellentypen gewinnen. Abb. 32 zeigt die Dipolanordnung für eine Sendestelle nach Barrow mit drei Sprechwegen.

Weitere eingehende Versuche sind von Southworth mit der  $H_1$ -Welle gemacht worden, da mit diesem Typ für

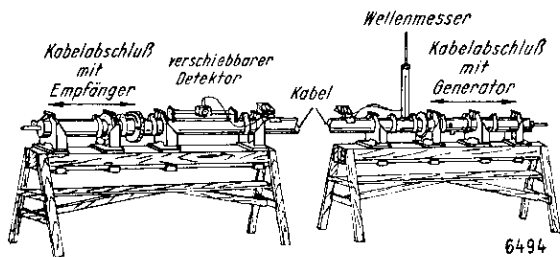


Abb. 34. Darstellung der gesamten Versuchsstrecke mit Sender-Empfangs- und Wellenmeßvorrichtung nach Southworth

dasselbe Kabel (siehe Abb. 12) bei längeren Wellen die Dämpfung günstiger liegt. Als Generatoren wurden Barkhausen-Kurz- und Magnetfeldröhren mit einem Wellenlängenbereich bis herab zu 9 cm benutzt. Der Generator war in einem auf der einen Seite mit einem verschiebbaren Stempel versehenen Kabelstück untergebracht, damit die Energie nach einer Seite abgestrahlt werden konnte, auf der anderen Seite aber mit einer Irisblende versehen. Der Oszillator war so angeordnet, daß zwei gegenüberliegende Punkte der Innenwand (Abb. 33) elektrisch in entgegengesetzter Phase schwan- gen. Der in Abb. 33 benutzte Oszillator bestand aus einer Barkhausenschen-Kurz-Röhre, wobei die Fortsetzungen der Gitterwendel die richtigen elektrischen Phasenverhältnisse an der Innenwand besorgten.

Als Empfänger wurde von Southworth ein mit beweglichem Stempel und Irisblende versehenes Kabelstück benutzt. An Stelle des Generators wird jetzt ein Detektor verwendet, wobei die zwei Zuführungen mit zwei gegenüberliegenden Wandpunkten verbunden werden. Abb. 34 zeigt nach Southworth eine derartige Versuchsstrecke mit Sender-, Empfangs- und Wellenmeßvorrichtung.

### 9. Strahlung des offenen Hohlkabelendes

Wie Versuche von Barrow und Bergmann (Lit. 6, 9, 14) zeigten, kann vom Hohlkabelende Energie abgestrahlt werden, wobei die Form des Strahlungsdiagramms von dem Wellentyp und vom Verhältnis  $\lambda/l$  abhängt (es treten resonanzähnliche Vorgänge auf), wobei der Strahlungswiderstand der Antenne gegenüber dem Fall ohne Ver-

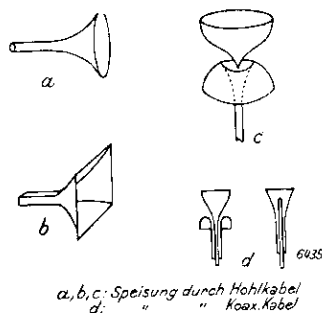


Abb. 35. Abschlußformen des Hohlkabelendes nach Barrow

wendung des Hohlkabels vergrößert ist. Dies folgt aus dem Vergleich des Strahlungsdiagramms der Antenne mit und ohne Hohlkabel. Zur geeigneten Abstrahlung von elektromagnetischer Energie können dem Hohlkabelende verschiedene Formen gegeben werden, was die ganzen Vorgänge weitgehend mit akustischen Problemen in Zusammenhang bringt (Abb. 35).

✱

Zum Schluß mag noch auf die hauptsächlichen Schwächen dieser besonderen Kabelübertragung verwiesen werden. Die Verwendung der oben angegebenen Frequenzen hat sender- wie empfangsseitig wesentliche Schwierigkeiten zu bekämpfen, besonders die für vernünftige Kabeldurchmesser sehr hohen Frequenzen stabil, intensitätsstark zu erzeugen und zu modulieren sowie empfangsseitig Indikatoren und Verstärker für derartig hohe Frequenzen zu konstruieren. Daß dennoch auf diese Form der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen und die damit im Zusammenhang stehenden Vorgänge, auch soweit sie zunächst nur grundsätzliche Fragen berühren, eingegangen worden ist, erschien den Verfassern wichtig, auch im Hinblick darauf, daß in der amerikanischen Patentliteratur bereits detaillierte Leitungsführungen und Empfangsanordnungen angegeben werden (siehe: A. KING Reception of guided waves, applied octobre 30. 1935. HIAL Nr. 47405. Rad. Pat. service 3. Aug. 1937, Nr. 349).

Zeichnungen vom Verfasser und nach verschiedenen Quellen.