Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 51 (1960)

Heft: 20

Artikel: Rückwärtswellen im Hohlleiter mit anisotropem Dielektrikum

Autor: Borgnis, F.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-917071

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 13.07.2025

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

librium potential essential for writing, an erasing process is not ordinarily required.

The maximum number of scanning frames (copies) obtainable during the reading process depends on the magnitude of the potential variations produced on the storage-surface elements during the writing process, and the minimum value of reading-beam current that can be used in relation to the noise level of the associated amplifier.

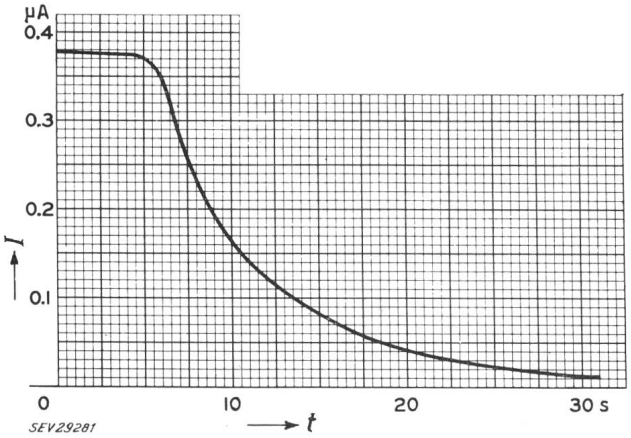

Fig. 12
Storage Characteristic of 7539 Scan-Conversion Storage Tube
I Peak-to-peak output-signal; *t* Time after writing
For data on writing and reading guns refer to Fig. 10

The shading electrode is used to reduce variation in the equilibrium potential of the storage surface elements as a function of their location on the surface. As a result of its action, the output signal is relatively free from the effect commonly called «shading». The shading electrode is operated at a potential somewhat positive with respect to that of the backplate.

Bibliography

[1] *MIT Radar School Staff:* Principles of Radar. New York: McGraw-Hill 1946.

[2] *Knoll, M.* and *B. Kazan:* Storage Tubes and Their Basic Principles. New York: Wiley 1952.

[3] *Knoll, M., P. Rudnick* and *H. O. Hook:* Viewing Storage Tube with Halftone Display. RCA Rev. Vol. 14 (1953), No. 4, p. 492...501.

[4] *Knoll, M., H. O. Hook* and *R. P. Stone:* Characteristics of a Transmission Control Viewing Storage Tube with Halftone Display. Proc. IRE, Vol. 42 (1954), No. 10, p. 1496...1504.

[5] *Smith, E. M.:* Operation and Performance of the 6866 Display Storage Tube. RCA Rev., Vol. 18 (1957), No. 3, p. 351...360.

[6] *Pensak, L.:* Picture Storage Tube. Electronics, Vol. 22 (1949), No. 7, pp. 84...88.

[7] *Pensak, L.:* The Graphechon—A Picture Storage Tube. RCA Rev., Vol. 10 (1949), No. 1, p. 59...73.

[8] *Benner, A. H.* and *L. M. Seeberger:* Graphechon Writing Characteristics. RCA Rev., Vol. 12 (1951), No. 2, p. 230...250.

[9] *Patrick, N. W.* and *P. P. Damon:* Recent Developments in Display Storage Tubes. Proc. Nat. Aeronautical Electronics Conf. 1959.

Author's address:

F. S. Veith, Manager, Camera, Oscillograph & Storage Tube Engineering, Radio Corporation of America, Electron Tube Division, Lancaster, Pa. (USA).

Rückwärtswellen im Hohlleiter mit anisotropem Dielektrikum

Von *F. Borgnis,* Hamburg

538.566.5 : 537.525.1 : 621.3.018

1. Einleitung

Elektromagnetische Wellen im freien Raum oder längs einfacher zylindrischer Leitungen transportieren Energie in Richtung ihrer Phasengeschwindigkeit. In Wellenleitern, deren metallische Berandung sich in Achsenrichtung periodisch in ihrer Geometrie verändert, treten Wellen auf, bei denen die Richtung der Phasengeschwindigkeit derjenigen des Energietransports entgegengesetzt ist. Solche Wellen werden als Rückwärtswellen bezeichnet (RW). Da die Energieströmung von der Energiequelle ausgeht, bewegt sich die Wellenphase bei RW — im Gegensatz zum gewohnten Bild — auf die Energiequelle zu. Diese RW gaben Anlass zur Entwicklung einer eigenen Gruppe von Mikrowellenröhren (backward travelling wave tubes). In den periodisch veränderlichen Leitungsstrukturen, die bei diesen Anordnungen verwendet werden, hat man es stets mit einer unendlichen Gesamtheit von rechts- und linkslaufenden Teilwellen zu tun, die nur als Ganzes den periodischen Randbedingungen genügen. Die darin enthaltenen RW können nur gemeinsam mit allen übrigen Teilwellen auftreten und sind nicht separat erregbar.

Im folgenden soll untersucht werden, unter welchen Umständen in gewöhnlichen Wellenleitern mit glatter Berandung separate RW auftreten können. Umschliesst der Wellenleiter ein normales Dielektrikum, so ist ein solcher Fall nicht denkbar. Wir betrachten daher ein Medium mit Tensorcharakter bezüglich seiner Dielektrizitätskonstante (DK), wobei wir zwecks Vermeidung unnötiger Komplizierungen uns den einfachsten Fall vornehmen, nämlich, dass das Medium in longitudinaler Richtung eine DK ε_z und in transversaler Richtung eine von ε_z verschiedene DK ε_t besitzt. Man findet, dass für negative Werte von ε_t separate RW des elektrischen Typs existieren. Ein solches Medium ist physikalisch tatsächlich realisierbar, wenn nämlich der Hohlleiter mit einem Plasma erfüllt ist, das in longitudinaler Richtung durch ein äusseres Feld B_{0z} magnetisiert ist. Die theoretische Behandlung eines solchen Plasmas zeigt, dass seine DK durch einen Tensor beschrieben wird, der sich unter geeigneten experimentellen Bedingungen genügend genau auf einen Tensor mit rein diagonalen Elementen reduzieren lässt[1]).

2. Problemstellung und Lösung der Feldgleichungen

Wir betrachten also einen zylindrischen metallischen Hohlleiter beliebiger Querschnittsformen (Fig. 1), dessen Dielektrikum durch den $(\vec{\varepsilon})$-Tensor

[1]) *Schumann, W. O.:* Über die «Backward Wave» im metallischen Hohlleiter, der mit längsmagnetisiertem Plasma gefüllt ist. Z. angew. Phys. Bd. 11 (1959), Nr. 9, S. 333...335. Prof. *Schumann* verdankt der Autor die Mitteilung, dass die Existenz von Rückwärtswellen im längsmagnetisierten Plasma experimentell nachgewiesen werden konnte.

$$(\vec{\varepsilon}) = \begin{Vmatrix} \varepsilon_t & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_t & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{Vmatrix} \tag{1}$$

beschrieben wird. ε_z und ε_t seien reell, d. h. wir nehmen das Medium als verlustfrei an. Die magnetische Permeabilität kann man, ohne die Betrachtung zu komplizieren, ebenfalls als Tensor der Art (1) voraussetzen; wir werden ihn dann

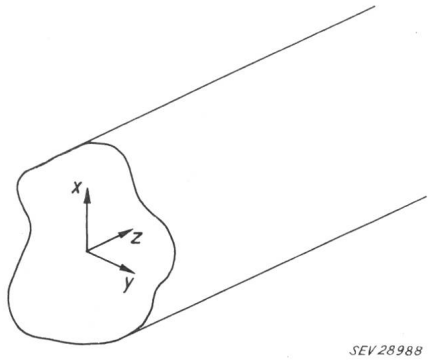

Fig. 1
Zylindrischer metallischer Hohlleiter beliebigen Querschnittes

auf einen Skalar reduzieren. Die Maxwellschen Gleichungen für eine periodische Zeitabhängigkeit $\exp(j\omega t)$ lauten in unserem Fall eines anisotropen, aber homogenen Mediums

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -j\,\omega\,(\vec{\mu}) \cdot \vec{H} \\ \nabla \times \vec{H} &= j\,\omega\,(\vec{\varepsilon}) \cdot \vec{E} \end{aligned} \tag{2}$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \varepsilon_t \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) + \varepsilon_z \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \tag{3}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

Wir untersuchen eine Welle des elektrischen Typs, die in Fortschreitungsrichtung nur eine elektrische, aber keine magnetische Feldkomponente hat:

$$H_z \equiv 0 \tag{4}$$

Infolge Gl. (4) verschwindet die z-Komponente von $\nabla \times \vec{E}$ und das transversale elektrische Feld $\vec{E_t}$ mit den Komponenten E_x und E_y lässt sich von einer Potentialfunktion $\Phi(x, y)$ herleiten. Die z-Abhängigkeit aller Feldgrössen sei durch $\exp[j(\omega t - \beta z)]$ gegeben. Wir setzen:

$$\vec{E_t} = -j\,\beta\,(\nabla \Phi) \exp(-j\,\beta\,z) \tag{5}$$

β ist die Fortpflanzungskonstante, und damit die Phasengeschwindigkeit:

$$v = \frac{\omega}{\beta} \tag{6}$$

Da $\vec{H_z}$ verschwinden soll, ist der Wert von μ_z gleichgültig und wir können in Gl. (1) den Tensor $(\vec{\mu})$ durch die skalare transversale Permeabilität μ_t ersetzen. Schreibt man Gl. (2) in Komponentenform auf, ersetzt das transversale Feld $\vec{E_t}$ durch Gl. (5), benützt dazu Gl. (3), so gewinnt man nach einigen Rechnungen die Differentialgleichung für die Potentialfunktion Φ in der Form:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t} (\omega^2\,\varepsilon_t\,\mu_t - \beta^2) \right\} \Phi(x, y) = 0 \tag{7}$$

Die transversalen und longitudinalen Feldkomponenten folgen zu

$$\begin{aligned} E_t &= -j\beta\,(\nabla \Phi) \exp(-j\beta z) \\ \vec{H_t} &= \frac{\omega\,\varepsilon_t}{\beta} (\vec{e_z} \times \vec{E_t}) \\ \vec{E_z} &= \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_z} \gamma_n{}^2\,\Phi \exp(-j\beta z)\,\vec{e_z} \\ \vec{H_z} &= 0 \end{aligned} \tag{8}$$

$\vec{e_z}$ bedeutet den Einheitsvektor in der z-Richtung, $\gamma_n{}^2$ den n-ten Eigenwert der Gl. (7):

$$\gamma_n{}^2 = \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t} (\omega^2\,\varepsilon_t\,\mu_t - \beta^2) \tag{9}$$

Zufolge der Randbedingung, dass das tangentiale elektrische Feld auf der unendlich gut leitenden Berandung verschwindet, gilt $\vec{E_z} = 0$ am Rand und damit nach Gl. (8):

$$\Phi(x, y) = 0 \quad \text{am Rand} \tag{10}$$

Gl. (7) in Verbindung mit der Randbedingung in Gl. (10) führt, wie bekannt, zu einer unendlichen Folge von positiv reellen Zahlen $\gamma_n{}^2$ als Eigenwerte. Damit ergibt sich die Fortpflanzungskonstante zu:

$$\beta = \pm \sqrt{\omega^2\,\varepsilon_t\,\mu_t - \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_z} \gamma_n{}^2} \tag{11}$$

Dazu sei bemerkt, dass das Plasma, auf das wir ε_z und ε_t beziehen, ein dispergierendes Medium ist und daher ε_z und ε_t Funktionen von ω sind, die aus den Eigenschaften des betrachteten Plasmas hervorgehen; als Parameter gehen die Plasmaeigenfrequenz ω_p, sowie die Gyrofrequenz Ω der Elektronen im Magnetfeld B_{0z} ein[2]).

Aus Gl. (11) erhält man die zum n-ten Eigenwert gehörige «Grenzfrequenz» ω_{gn}, bei der die Wellenausbreitung für RW endet, mit $\beta = 0$ aus der Beziehung

$$\omega_{gn}{}^2\,\varepsilon_z(\omega_{gn})\,\mu_t = \gamma_n{}^2 \tag{12}$$

Da bei RW β mit steigender Frequenz abnimmt, liegt die «Grenzfrequenz» in Gl. (12) am Ende des Durchlassbereiches; sie ist unabhängig von dem Wert der transversalen DK ε_t.

3. Energieströmung, Gruppengeschwindigkeit und Energiedichten

Die durch den Hohlleiterquerschnitt A in der positiven z-Richtung im Zeitmittel transportierte Leistung $P_{z\,med}$ findet man mit Hilfe der Gl. (8) zu:

$$P_{z\,med} = \frac{1}{2} \int_A (\vec{E_t} \times \vec{H_t}^*) \cdot \vec{e_z}\,\mathrm{d}A = \frac{1}{2}\,\omega\,\varepsilon_t\,\beta \int_A (\nabla \Phi)^2\,\mathrm{d}A \tag{13}$$

Diese Beziehung zeigt, dass RW in einem Frequenzbereich auftreten, in dem die transversale DK ε_t negative Werte annimmt. Denn dann sind die Vorzeichen von β und $P_{z\,med}$ und damit von Phasengeschwindigkeit und Energiefluss einander entgegengesetzt. Da man sich die Energiequelle immer in der Richtung zu denken hat, aus der die Energieströmung herkommt, läuft die Wellenphase bei

---

[2]) *Schumann, W. O.:* Über die «Backward Wave» im metallischen Hohlleiter, der mit längsmagnetisiertem Plasma gefüllt ist. Z. angew. Phys. Bd. 11 (1959), Nr. 9, S. 333...335. In dem dort behandelten Plasma gilt

$$\varepsilon_z = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p{}^2}{\omega^2}\right), \quad \varepsilon_t = \varepsilon_0 \frac{\omega^2 - (\omega_p{}^2 + \Omega^2)}{\omega^2 - \Omega^2}; \quad \Omega = \frac{e}{m} B_{0z}.$$

Betrachtet wird die Wellenausbreitung im längsmagnetisierten Plasma zwischen zwei parallelen metallischen Ebenen.

negativem ε_t auf die Energiequelle zu. Es sei bemerkt, dass die Phasengeschwindigkeit eine Rechengrösse ist, die keiner direkten physikalischen Messung zugänglich ist. Sie kann, wie bekannt, grösser oder kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sein, und sie kann von der Energiequelle weg oder auf sie zu laufen. Sie besitzt eine gewisse Anschaulichkeit, wenn man sich vorstellt, dass sich die Feldkonfiguration mit v fortbewegt, und ist in diesem Sinne auch sehr hilfreich. Das Wandern von Feldlinien im Raum ist aber nicht mehr als eine gedankliche Konzeption; sie ist, wie man sieht, nicht eindeutig mit der Richtung des Energieflusses verknüpft.

Dass in Gl. (13) die longitudinale DK ε_z nicht eingeht, ist verständlich, da nur die transversalen Felder zum Energiefluss längs der Hohlleiterachse beitragen. ε_z darf aber, wie Gl. (11) zeigt, nicht gleichzeitig mit ε_t negativ werden, weil sonst β imaginär wird und damit keine Wellenausbreitung möglich ist.

Mit dem Energiefluss $P_{z\,med}$ eng verknüpft ist die Gruppengeschwindigkeit

$$u = \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}\beta} \tag{14}$$

und zwar durch die Beziehung

$$P_{z\,med} \frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}\omega} = W_{t\,med} \tag{15}$$

wobei $W_{t\,med}$ das Zeitmittel der totalen Energiedichte bedeutet[3]). Da es sich um ein dispergierendes Medium handelt, lautet der Ausdruck für $W_{t\,med}$ in Gl. (15):

$$W_{t\,med} = W_{e\,med} + W_{m\,med} = \frac{1}{4} \vec{E} \cdot \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\omega} [\omega (\vec{\varepsilon})] \cdot |\vec{E}^*| + \\ + \frac{1}{4} \vec{H} \cdot \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\omega} [\omega (\vec{\mu})] \cdot |\vec{H}^*| \tag{16}$$

wenn $\vec{E}$ und $\vec{H}$ die Maximalamplituden der Feldvektoren bezeichnen. In unserem Fall gilt[4]):

$$4\, W_{t\,med} = \frac{\mathrm{d}(\omega\, \varepsilon_z)}{\mathrm{d}\omega} \vec{E}_z \cdot \vec{E}_z^* + \frac{\mathrm{d}(\omega\, \varepsilon_t)}{\mathrm{d}\omega} \vec{E}_t \cdot \vec{E}_t^* + \\ + \frac{\mathrm{d}(\omega\, \mu_t)}{\mathrm{d}\omega} \vec{H}_t \cdot \vec{H}_t^* \tag{17}$$

Da $W_{t\,med}$ immer positiv ist, besitzen $P_{z\,med}$ und $\mathrm{d}\omega/\mathrm{d}\beta$ gemäss Gl. (15) stets gleiches Vorzeichen. Das Vorzeichen von u gibt die Richtung des Energieflusses an und ist bei RW daher demjenigen von v entgegengesetzt. Die Beziehungen (15) und (17) lassen sich auch durch Differentiation von Gl. (11) nach ω für den hier behandelten Fall verifizieren.

[3]) *Borgnis, F. E.* und *C. H. Papas:* Electromagnetic Waveguides and Resonators in «Handbuch der Physik», hg. v. *S. Flügge,* Berlin: Springer 1958. Bd. 16: Elektrische Felder und Wellen, S. 285...422 (bes. S. 312) und *Borgnis F.:* Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Energie monochromatischer elektromagnetischer Wellen in dielektrischen Medien. Z. Phys. Bd. 117 (1941), Nr. 9/10, S. 642...650.

[4]) Es sei bemerkt, dass zufolge des Poyntingschen Satzes im Komplexen auch im dispergierenden, verlustfreien Medium wohl $|\vec{E}| \cdot (\vec{\varepsilon}) \cdot |\vec{E}^*| = |\vec{H}| \cdot (\vec{\mu}) \cdot |\vec{H}^*|$ Geltung hat; diese Ausdrücke stellen aber nicht die totalen mittleren Energiedichten dar, die vielmehr durch Gl. (16) gegeben sind; im allgemeinen gilt hier nicht mehr $W_{e\,med} = W_{m\,med}$. Physikalisch ist dieser Umstand dadurch bedingt, dass auch die kinetische Energie der Ladungsträger im Medium berücksichtigt werden muss. Siehe auch *Borgnis F.:* Zur elektromagnetischen Energiedichte in Medien mit Dispersion. Z. f. Phys. Bd. 159(1960), Nr. 1, S. 1...6.

4. Nichtexistenz von Rückwärtswellen des magnetischen Typs

Die Frage, ob in dem Medium mit einem $(\vec{\varepsilon})$-Tensor nach Gl. (1) eine RW des magnetischen Typs mit $\vec{E}_z = 0$ möglich ist, erfährt eine negative Antwort. Mit analogen Betrachtungen wie oben ergibt sich, dass hier $\vec{H}_t$ von einer Potentialfunktion $\Psi(x, y)$ hergeleitet werden kann, die folgender Gleichung genügt:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \omega^2\, \varepsilon_t\, \mu_t - \beta^2 \right\} \Psi(x, y) = 0 \tag{18}$$

Mit der Randbedingung $\partial\Psi/\partial n = 0$ erhält man die positiv reellen Eigenwerte zu

$$\Gamma_n{}^2 = \omega^2\, \varepsilon_t\, \mu_t - \beta^2 \tag{19}$$

und damit die Fortpflanzungskonstante

$$\beta = \pm \sqrt{\omega^2\, \varepsilon_t\, \mu_t - \Gamma_n{}^2} \tag{20}$$

Für negative Werte von ε_t würde β imaginär und Wellenausbreitung unmöglich.

Die in der positiven z-Richtung im Zeitmittel transportierte Leistung ist durch

$$P_{z\,med} = \omega\, \mu_t\, \beta \int_A (\nabla \Psi)^2\, \mathrm{d}A \tag{21}$$

bestimmt. Für ein Medium, dessen Permeabilität durch einen $(\vec{\mu})$-Tensor nach Art der Gl. (1) gegeben ist, wären daher RW des magnetischen Typs, hingegen keine RW des elektrischen Typs möglich, falls bei positivem $\mu_z\, \mu_t$ negative Werte annehmen könnte. β ist hier durch einen Ausdruck nach Gl. (11) gegeben, wenn man dort überall ε mit μ vertauscht.

5. Eigenschaften einer äquivalenten Übertragungsleitung

Abschliessend wollen wir das Ersatzbild einer äquivalenten Lecherleitung geben, die gleiche Übertragungseigenschaften besitzt, wie der betrachtete Hohlleiter[5]). Die verteilten Werte der Induktivität L_l und der Kapazitäten C_l und C_t pro Längeneinheit (Fig. 2) wählen wir zu

$$L_l = \mu_t \qquad C_l = \frac{\varepsilon_z}{\gamma\, n^2} \qquad C_t = \varepsilon_t \tag{22}$$

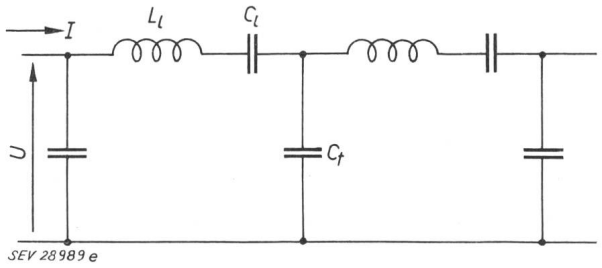

Fig. 2
Äquivalente Übertragungsleitung
L_l Induktivität; C_l, C_t Kapazitäten pro Längeneinheit; I Strom; U Spannung

[5]) Vgl. *Borgnis, F. E.* und *C. H. Papas:* Electromagnetic Waveguides and Resonators in «Handbuch der Physik», hg. v. *S. Flügge,* Berlin: Springer 1958. Bd. 16: Elektrische Felder und Wellen, S. 285...422. (bes. S. 304).

[6]) Vgl. *Meixner, J.:* Impedanz und Lagrange-Funktion lineare-dissipativer Systeme. Z. Phys. Bd. 156 (1959), Nr. 3, S. 200...210, Gl. (12).

Die Fortpflanzungskonstante für Spannung U und Strom I auf der Leitung ergibt sich daraus nach bekannten Regeln zu:

$$\beta^2 = -\left(\mathrm{j}\,\omega\,L_l + \frac{1}{\mathrm{j}\,\omega\,C_l}\right)\mathrm{j}\,\omega\,C_t \qquad (23)$$

Mit Gl. (22) erhalten wir daraus wieder die Gl. (11) für β. Der Wellenwiderstand der Leitung folgt zu

$$Z_w = \frac{\beta}{\omega\,\varepsilon_t} \qquad (24)$$

Negative Werte von ε_t bedeuten eine negative Kapazität C_t und damit einen negativen Wellenwiderstand. Dieser bedingt, dass der Leistungstransport wegen der Phasenumkehr des Stromes $I = U/Z$ in umgekehrter Richtung verläuft wie die Phasengeschwindigkeit. Im Hohlleiter entspricht der Phasenumkehr von I eine solche von $\vec{H}_t$. Die negativen Werte von ε_t werden durch den Leitungsstrom der Plasmaelektronen bewirkt.

Zum Auftreten einer negativen Kapazität sei bemerkt, dass damit nur ein Element beschrieben wird, das die Beziehung zwischen Strom und Spannung gemäss

$$I = C_t\,\frac{\mathrm{d}\,U}{\mathrm{d}t} = \varepsilon_t\,\frac{\mathrm{d}\,U}{\mathrm{d}t} = \mathrm{j}\,\omega\,\varepsilon_t\,U \qquad (25)$$

regelt; bei negativen Werten von ε_t eilt der Strom der Spannung nach. Die in der Kapazität im Zeitmittel gespeicherte elektrische Energie ist nach Gl. (17) durch

$$W_{e\,med} = \frac{1}{4}\cdot\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\omega}\,(\omega\,C_t)\,U_{max}{}^2$$

gegeben und stets positiv[6]).

Adresse des Autors:
Prof. Dr. *F. Borgnis*, Schöne Aussicht 13, Hamburg 22 (Deutschland).

Modern Microwave Travelling-Wave Tubes

By *H. K. Jenny*, Harrison

621.385.6

1. Introduction

The almost explosive growth of the electronics field has necessitated the use of increasing portions of the frequency spectrum. Although the range of audio frequencies up to tens of megacycles/second fulfilled the needs of the radio era, the birth of television, radar, and multichannel radio-relay systems demanded greatly expanded frequency ranges. Thus, the requirements for microwave tubes operating at frequencies upward from several hundred megacycles/second became a desperate need. In contrast to the limited operational capabilities of early tubes, the design of microwave tubes today has progressed to the point at which systems of extreme sophistication and complexity, as well as high reliability, are not only possible, but common place.

Perhaps the most promising microwave amplifying device in use today is the *travelling-wave tube*. This paper describes three types of travelling-wave tubes: low-noise tubes, periodic-permanent-magnet-focused medium-power tubes, and electrostatically focused high-power tubes. Tubes of all three types are commercially available today. Furthermore, development results indicate that the systems designer can expect greatly improved versions in the not-too-distant future.

2. The Travelling-Wave Tube

As frequency increases and wavelength decreases, circuit elements become smaller and smaller. Thus, a point is reached at which the physical separation of circuit elements and electron tubes becomes impossible. As a result, most microwave tubes combine circuit and tube elements in one vacuum envelope. Unfortunately, with such an arrangement, circuit elements cannot be altered to meet specific frequency requirements, and the usefulness of a specific tube becomes very much restricted. Usually, conventional microwave tubes can be tuned over frequency ranges of several per cent; the travelling-wave tube, however, is unique in that it is capable of operation over bandwidths in excess of an octave. Moreover, the travelling-wave tube is useful in such applications as amplifiers, oscillators, mixers, frequency multipliers, frequency shifters, noise generators, limiters, phase shifters, frequency devices, and detectors.

Fig. 1 shows the basic elements of the travelling-wave tube. The main circuit consists of a helical slow-wave structure, so-called because it slows down the propagation of the microwave signal in the axial direction and enables efficient energy exchange between the travelling-wave and an electron beam emerging from an electron gun. The beam is contained inside the helix structure by an axial magnetic field which extends from the entrance of the slow-wave structure to the collector. This energy exchange is obtained

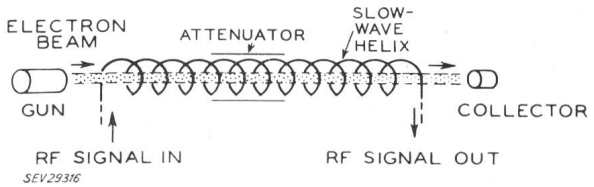

Fig. 1
Basic elements of a travelling-wave tube
Electromagnetic wave travels from left to right along helix

near synchronous conditions, i.e., when the signal propagating velocity is equal to or near the velocity of the electrons in the beam. The input signal reaching the helix modulates the velocity of the electron beam, and, as the beam travels along the helix, this velocity modulation is transformed into density modulation. Energy thus gradually couples back into the helix to leave the tube through the output circuit as an amplified signal. An attenuator placed on the helix prevents feedback from output to input.

3. Low-Noise Travelling-Wave Tubes

Microwave receivers require very-low-noise input amplifiers for high sensitivity, and long-range reception at low transmitter output. Although devices such as masers and parametric amplifiers provide extremely low noise figures