

# Schlitzkopplung zwischen parallelen Rechteckhohlleitern mit $H_{10}$ -Welle

Von Harald Dalichau, VDE/NTG und Klaus P. Lange, VDE/NTG

Mitteilung vom Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik der Technischen Universität Hannover

## Schlitzkopplung zwischen parallelen Rechteckhohlleitern mit $H_{10}$ -Welle

**Kurzfassung** — Zur Berechnung der Felder in schlitzgekoppelten Hohlleitern wird der Koppelbereich unter Verwendung geometrischer Symmetrien in vier Eintore aufgeteilt, denen krummlinige Koordinaten einbeschrieben werden. In diesen wird die Wellengleichung numerisch integriert. Das Gesamtfeld kann dann für beliebige Abschlußimpedanzen durch Linearkombination berechnet werden. Für mehrere Schlitzbreiten wird der Reflexionsfaktor berechnet, und für ein Beispiel werden Phasenlinienbilder gezeichnet. Es zeigt sich, daß die Richtwirkung beim Schlitzkoppler durch rotierende Energiewirbel im entkoppelten Nebenarm entsteht.

### 1. Einführung

Parallele Rechteckhohlleiter mit  $H_{10}$ -Wellen können durch Schlitz in ihren Breit- oder Schmalseiten miteinander verkoppelt werden. Ein genügend breiter Schlitz koppelt sowohl die elektrischen als auch die magnetischen Felder des gespeisten Hohlleiters in den parallelgeführten Nebenhohlleiter ein. Dadurch entsteht eine einfache, frequenzabhängige Leitungsverzweigung, die auch für hohe Leistungspegel brauchbar ist.

Es liegen bereits mehrere Veröffentlichungen vor, in denen die Eigenschaften von Koppelschlitz berechnet worden sind [1 bis 7]. Die dort angewandten Näherungsverfahren sind jedoch mehr auf die Ermittlung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten der Hohlleiterverzweigung ausgerichtet, als auf eine Beschreibung der Wellenfeder im Koppelbereich. Ein Einblick in diese Wellenfeder und ihre Energieströmungen ist aber wichtig, wenn man die Einflüsse von Wanddicken und Blenden auf die Frequenzabhängigkeit abschätzen und bei der Konstruktion berücksichtigen möchte.

Im vorliegenden Bericht wird die Methode der konformen Abbildung benutzt. Dieses Verfahren ist normalerweise auf Zweitore beschränkt und mehrfach auf Wellenleiter mit inhomogenem Längsschnitt angewendet worden [8, 9]. Das hier betrachtete Viertorproblem wurde durch Ausnutzung der vorhandenen Symmetrien in vier Eintorprobleme aufgeteilt. Den Eintoren wurden krummlinige, orthogonale Koordinatensysteme einbeschrieben, die den Regeln der konformen Abbildung entsprechen. Damit wurde die Methode der konformen Abbildung auf bestimmte Arten von Viertoren bzw. Mehrtoren erweitert. Hierbei können die Stärken der Hohlleiterwände und Blenden, sofern sie in den Symmetrieebenen liegen, berücksichtigt werden. Die hier angegebenen Rechenergebnisse beziehen sich jedoch nur auf Koppler mit vernachlässigbar dünner Trennwand zwischen den parallelen Hohlleitern. Eine ausführliche Darstellung des Rechenganges findet man in [10].

### 2. Zerlegung des Schlitzkopplers in Eintore

Die Schlitzkoppler in Bild 1 und 2 bestehen aus zwei parallelen, verlustlosen, homogenen Rechteckhohlleitern. Zwischen beiden Leitungen ist die Trennwand auf einer Strecke der Länge  $2s$  unterbrochen. Die Berechnung der so entstandenen Hohlleiterverbindung wird aus praktischen Gründen auf den Eindeutigkeitsbereich der  $H_{10}$ -Welle beschränkt, obwohl dies vom Verfahren her nicht notwendig ist [9].

## Slot-coupling between parallel rectangular waveguides with $H_{10}$ -mode

**Abstract** — The coupling region of top-wall couplers and side-wall couplers has been divided into four one-ports by exploitation of geometric symmetries in order to calculate the fields. Curvilinear coordinate systems were inscribed in which the wave equation has been numerically integrated. The total field for arbitrary loads may be evaluated by linear combination of the basic solutions. For various slotlengths reflection coefficients were calculated and for one structure equiphase contours are given. It is shown, that the directivity of a slotcoupler is due to whirls of rotating energy in the decoupled waveguide.

Bei breitseitig gekoppelten Hohlleitern (Top-Wall-Coupler) entsprechend Bild 1 sind das anregende Feld und die Randbedingungen des Bauelementes symmetrisch zur Ebene  $x = a/2$ . Da sich aus der Feldkomponente  $H_x(x = a/2, y, z)$  alle anderen Feldgrößen berechnen lassen, reduziert sich das Problem bekanntermaßen auf die Lösung einer zweidimensionalen Randwertaufgabe. Innerhalb zweier an den Schmalseiten verkoppelter Hohlleiter (Side-Wall-Coupler) entsprechend Bild 2 sind alle Feldgrößen unabhängig von  $y$ . Aus dem Feld  $E_y(x, z)$  lassen sich alle anderen Feldkomponenten ableiten.

Zur weiteren Vereinfachung kann man die Symmetrieebenen A—A und B—B heranziehen (Bild 1 und 2). Jedes zweidimensionale Wellenfeld läßt sich in bezug auf zwei beliebig gewählte Ebenen in seine geraden und ungeraden Anteile zerlegen, also in insgesamt vier Teilfelder [11]. Werden diese Ebenen so gewählt, daß sie mit den äußeren Symmetrieebenen des Bauelementes übereinstimmen, so sind die vier Teilfelder für alle Wellenfelder in diesem Bauelement stets die gleichen, unabhängig von der zugehörigen äußeren Beschaltung. Da in den Symmetrieebenen eines Wellenfeldes die Randbedingungen einer elektrisch leitenden bzw. magnetisch leitenden Wand erfüllt werden, sind die vier Teilfelder (die vier speziellen Lösungen dieser Randwertaufgabe) stehende Wellenfelder. Bild 3a zeigt die Randbedingungen, die in den Symmetrieebenen A—A und B—B jeweils erfüllt sind. Aufgrund der Symmetrie unterscheiden

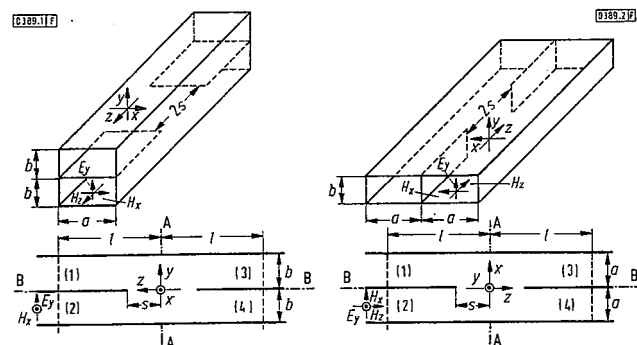


Bild 1. (links).

Breitseitig gekoppelte Rechteckhohlleiter und die entsprechende zweidimensionale Randwertaufgabe.

Bild 2. (rechts.)

Schmalseitig gekoppelte Rechteckhohlleiter und die entsprechende zweidimensionale Randwertaufgabe.

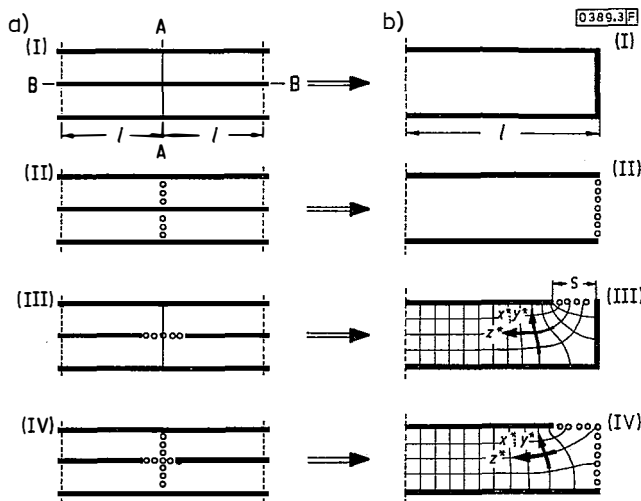


Bild 3.  
 a) Randbedingungen der vier Teilfelder in den Symmetrieebenen des Kopplers.  
 b) Die vier Eintore des Kopplers  
 — : leitende Berandung  
 — : elektrisch leitende Ebene  
 o o o o o : magnetisch leitende Ebene  
 - - - - : Bezugsebene.

sich die Felder in den vier Quadranten eines Teilfeldes nur durch das Vorzeichen voneinander; die Berechnung reduziert sich deshalb auf das jeweils rechts davon in Bild 3b dargestellte Eintor.

Damit ist die Zerlegung des Viertorfeldes in vier Eintorfelder durchgeführt, die unabhängig voneinander berechnet werden können. Zunächst werden für die gewünschte Frequenz die vier stehenden Wellen in den Eintoren I bis IV ermittelt. In den Eintoren I und II handelt es sich dabei um die bekannte stehende  $H_{10}$ -Welle im homogenen Hohlleiter. Den Eintoren III und IV werden die in Bild 3b skizzierten krummlinigen, orthogonalen Koordinaten so einbeschrieben, daß die Ränder des Gebietes Koordinatenlinien sind, und in diesen wird die Wellengleichung jeweils numerisch gelöst. Aus der Überlagerung aller vier Eintorfelder ergibt sich dann die komplexe Amplitude der magnetischen bzw. elektrischen Feldstärke in der Gesamtanordnung. Die Beschaltung des Kopplers wird dabei durch die Wahl entsprechender Überlagerungskonstanten berücksichtigt.

Die Zerlegung des Viertores in Eintore läßt sich auch mathematisch aus der Streumatrix des Schlitzkopplers ableiten. Es ergibt sich, daß die Reflexionsfaktoren der Eintore I bis IV die Eigenwerte der Streumatrix sind. Aus ihnen lassen sich somit die Streuparameter berechnen. Soll ein Schlitzkoppler bei einer vorgegebenen Frequenz die Eigenschaften eines idealen Richtkopplers haben, so lassen sich aus der Streumatrix und aus ihrem Zusammenhang mit den Eintorfeldern einige notwendige Bedingungen formulieren: Das Bauelement muß drei Symmetrieebenen haben. Daraus folgt, daß sich Anpassung am gespeisten Eingang des Kopplers und Entkopplung eines der anderen reflexionsfrei abgeschlossenen Tore gegenseitig bedingen. Außerdem sollte die Trennwand zwischen den parallelen Hohlleitern vernachlässigbar dünn sein, da dann die reflektierte Welle am gespeisten Eingang und die ablaufende Welle im darüber liegenden Nebenarm gleich groß und gegenphasig sind und der Reflexionsfaktor stets kleiner als

0,5 ist. Ebenfalls zeigt eine nähere Untersuchung dieses Zusammenhanges, daß kapazitive Blenden beim breitseitigen Koppelschlitz und induktive beim schmalseitigen das Auftreten einer idealen Richtwirkung verhindern.

### 3. Berechnung der stehenden Wellen

In den Eintoren III und IV ist das Wellenfeld inhomogen. Neben der Grundwelle, die in den homogenen Anschlußleitungen als einzige ausbreitungsfähig ist, treten im inhomogenen Bereich zusätzliche Wellentypen auf, die mit wachsender Entfernung exponentiell abklingen. Durch den Ansatz einer Fourier-Reihe für die gesuchte Feldstärke, deren Glieder die Wellen- und Feldtypen des inhomogenen Bereiches darstellen, wird die zu lösende Wellengleichung in ein zweifach unendliches System von gekoppelten Differentialgleichungen überführt. Bei der Lösung des Gleichungssystems werden nur die ersten Reihenglieder berücksichtigt. Das damit vorliegende eindimensionale Randwertproblem wird als Anfangswertaufgabe durch schrittweise numerische Integration mit einem Digitalrechner gelöst.

Die in Bild 3b skizzierten krummlinigen Koordinatensysteme werden durch konforme Abbildung des Eintor-Längsschnitts auf einen Parallelstreifen gleicher Breite analytisch berechnet (Polygonabbildung nach Schwarz-Christoffel). Da das Koordinatensystem an kritischen Stellen, wie z. B. an der Kante des Schlitzes, eine wesentlich feinere Gitterstruktur hat als in den übrigen Bereichen, erlaubt es dort die Feldberechnung mit hoher Auflösung. Dies hat zur Folge, daß die in diesem System angesetzten Reihen sehr schnell konvergieren. Es wurden Rechnungen mit 3, 4 und 5 Reihengliedern ausgeführt. Bereits bei 4 Reihengliedern wird der Rechenfehler so klein, daß er sich meßtechnisch nicht mehr nachweisen läßt.

Insgesamt werden die Fehler größer mit wachsender Frequenz und mit wachsender Schlitzlänge. Das Verfahren läßt sich sinnvoll anwenden auf Schlitzlängen  $s/b$  bzw.  $s/a$  zwischen 0 und 1. Bei längeren Schlitzten wird der Rechenaufwand bei gleichen Genauigkeitsanforderungen zu groß. Zudem lassen sich dann die in [1 bis 6] angegebenen Verfahren verwenden, die davon ausgehen, daß die an der rechten bzw. linken Kante des Koppelschlitzes angeregten Dämpfungstypen auf der Strecke  $2s$  so stark gedämpft werden, daß sie vernachlässigbar sind.

### 4. Ergebnisse

#### 4.1. Breitseitig gekoppelte Rechteckhohlleiter

In Bild 4 sind die berechneten Beträge des Reflexionsfaktors für verschiedene Schlitzlängen  $s/b$  als Funktion der normierten Frequenz  $f_N = 2b/\lambda_H$  dargestellt, wobei  $\lambda_H$  die Hohlleiterwellenlänge der  $H_{10}$ -Welle ist.  $f_N = 0$  entspricht einer unendlich großen Wellenlänge und bei  $f_N > 1$  wird die  $H_{01}$ -Welle ausbreitungsfähig. Für große Schlitzlängen treten bei hohen Frequenzen ein oder zwei Nullstellen des Reflexionsfaktors auf; dort hat der Schlitzkoppler die Eigenschaften eines idealen Richtkopplers. Die physikalische Begründung für das Entstehen der Richtwirkung ist den Phasenlinienbildern in Bild 5 zu entnehmen. Für  $f_N = 0,5; 0,7$  und  $0,8$  sind dort die Phasenlinien des Wellenfeldes in der Mittelebene  $x = a/2$  eines Hohlleiterschlitzkopplers mit  $s = 0,56b$  dargestellt. Phasenlinienbilder geben die Lage der Wellenfronten zu verschiedenen, gleichabständigen

Zeiten  $t = t_0 + m \cdot \Delta t$  an [12]. In Bild 5 beträgt der zeitliche Abstand  $\Delta t$  zweier benachbarter Phasenlinien  $1/16$  der Periodendauer. Der Koppler wird von Tor 2 gespeist und ist allseitig reflexionsfrei abgeschlossen; die Zahlen an den vier Toren geben die Leistung der dort ablaufenden Welle in Prozent der in Tor 2 einfallenden Leistung an. Die zeitgemittelte Energieströmung erfolgt senkrecht zu den Phasenlinien in Richtung aufsteigender Ziffern  $m$ .

In Bild 5a bei  $f_N = 0,5$  (9,9 GHz im Hohlleiter R 100) tritt praktisch noch keine Richtwirkung auf. Die Welle läuft, so wie es die Randbedingung der elektrisch leitenden Berandung erfordert, um die linke Kante des Schlitzes herum. Die Phasenlinien sind dort verdichtet, die Energiegeschwindigkeit hat sich verringert, und die elektrische Feldenergiedichte überwiegt gegenüber der magnetischen.

Mit wachsender Frequenz kommen die Phasenlinien an der linken Schlitzkante völlig zum Stillstand; es entsteht punktförmig eine stehende Welle, die sich bei weiter steigender Frequenz als Zentrum eines Energiewirbels von der Kante ablöst. Die Ausbreitungsrichtung der Welle oberhalb der Kante hat sich damit umgekehrt (Bild 5b). Im Wirbelzentrum ist keine magnetische Energie vorhanden.

Wird die Frequenz der anregenden Welle noch höher, so wandert das Wirbelzentrum zur Mitte des Nebenarmes, der dadurch immer stärker vom anregenden Arm entkoppelt wird. Bild 5c zeigt die Phasenlinien kurz vor der vollständigen Entkopplung. Es haben sich zwei gegenseitig rotierende Energiewirbel gebildet, die den Nebenarm versperren. Das Feld bildet Gebiete sehr hoher (wenig Phasenlinien) und sehr niedriger Energieausbreitungsgeschwindigkeit (Verdichtung der Phasenlinien). Bei  $f_N = 0,81$  liegen die Wirbelzentren auf der Mittellinie des entkoppelten Nebenarmes; es entsteht eine stehende Welle zwischen der oberen und unteren Berandung, und die aus dem Nebenarm ablaufende Welle verschwindet vollständig.

#### 4.2. Schmalseitig gekoppelte Rechteckhohlleiter

In Bild 6 sind für verschiedene Schlitzlängen  $s/a$  die berechneten Beträge des Reflexionsfaktors über der normierten Frequenz  $f_N = 2a/\lambda_0 = f/f_{krit H10}$  aufgetragen. Bei  $f_N > 1$  ist die  $H_{10}$ -Welle ausbreitungsfähig, bei  $f_N > 2$  die  $H_{20}$ -Welle. Da durch schmale Schlitz parallel zur Wandstromdichte keine Energie aus der gespeisten Leitung ausgekoppelt werden kann, geht der Reflexionsfaktor für  $s < 0,2a$  breitbandig gegen 0. Durch größere Schlitz in der Seitenwand wird das Feld der  $H_{10}$ -Welle dagegen beträchtlich gestört; es entsteht eine starke Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von der Schlitzlänge und der Frequenz. Die zum Teil scharfen Sprünge und Schwankungen oberhalb von  $f_N = 1,5$  entstehen durch Resonanzen, da dann die  $H_{30}$ -Welle im Koppelraum bereichsweise ausbreitungsfähig wird.

Die starke Beeinflussung des  $H_{10}$ -Wellenfeldes durch eine derartige Inhomogenität in der H-Ebene wird am Verlauf der Phasenlinien in Bild 7a-c deutlich. Bereits bei niedrigen Frequenzen treten Energiewirbel auf. In ihrem Zentrum wird die elektrische Feldstärke zu Null. Die Kanten des Schlitzes sind in diesem Fall für das Wellenfeld weniger ausschlaggebend, da an der leitenden Berandung die elektrische Feldstärke verschwindet, und somit ein Energietransport um die Schlitzkante herum nicht erzwungen wird.

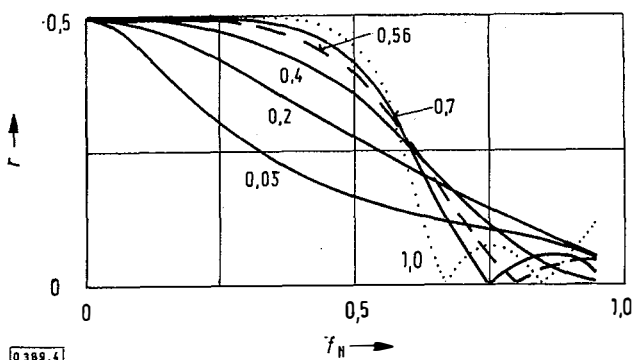


Bild 4. Reflexionsfaktor bei breitseitigem Koppelschlitz für verschiedene Schlitzbreiten  $s/b$ .

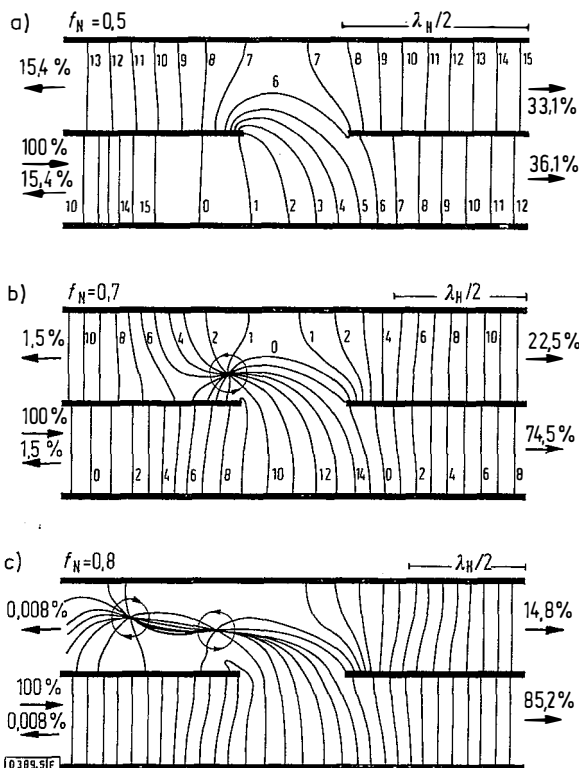


Bild 5a-c. Phasenlinien in breitseitig gekoppelten Hohlleitern. Schlitzbreite:  $2s = 1,12b$ ; zeitlicher Abstand zweier Phasenlinien:  $\Delta t = T/16$ . Die Prozentzahlen geben die Leistung der zu- und ablaufenden Wellen an; die Energieausbreitungsrichtung ist durch Pfeile gekennzeichnet.

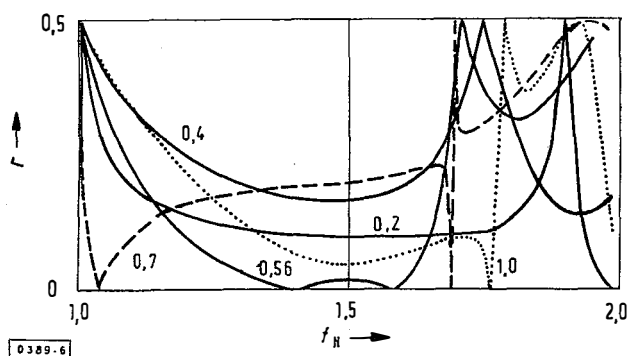


Bild 6. Reflexionsfaktor bei schmalseitigem Koppelschlitz für verschiedene Schlitzlängen  $s/a$ .

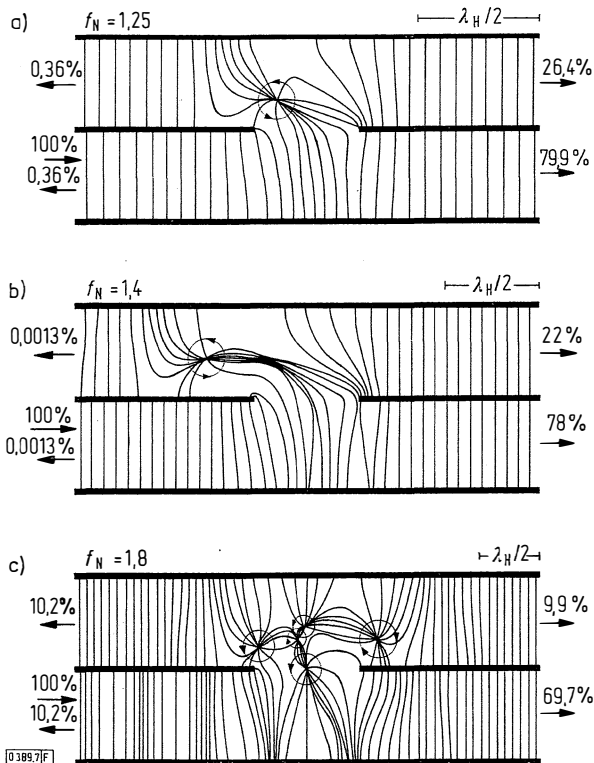


Bild 7a-c. Phasenlinien in schmalseitig gekoppelten Rechteckhohlleitern. Schlitzbreite  $2s = 1,12a$ ; zeitlicher Abstand zweier Phasenlinien:  $\Delta t = T/16$ . Die Prozentzahlen geben die Leistung der zu- und ablaufenden Wellen an; die Energieausbreitungsrichtung ist durch Pfeile gekennzeichnet.

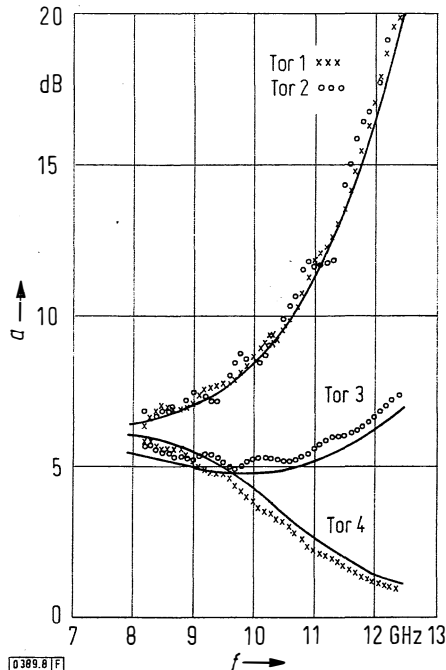


Bild 8. Dämpfung der ablaufenden Wellen bezogen auf die an Tor 2 zulaufende Welle bei breitseitigem Koppelschlitz mit  $2s = 1,12b$ . Rechenergebnisse (ausgezogene Kurven) für Trennwandstärke 0 und Meßergebnisse für Trennwandstärke 0,35 mm (R 100).

Obwohl das Wellenfeld grundsätzlich anders ist als bei den breitseitig gekoppelten Hohlleitern, wird auch hier die Entkopplung eines Nebenarms durch einen Energiewirbel in der Mitte des entkoppelten Hohlleiters hervorgerufen (Bild 7b,  $f_N = 1,4$ ).

4.3. Messungen

An zwei einfach aufgebauten Schlitzkoppler-Modellen aus symmetrisch gebogenen Messing-Hohlleitern R 100 wurden Kontrollmessungen durchgeführt. Die Trennwand aus Messingblech war austauschbar, so daß Koppler mit verschiedenen Schlitzlängen und Trennwandstärken gemessen werden konnten. Für Trennwandstärken bis zu 0,55 mm stimmten die Meßergebnisse innerhalb der Meß- und Modellgenauigkeit vollständig mit den Rechenergebnissen überein. Als Beispiel sind in Bild 8 für den breitseitigen Koppelschlitz mit  $s = 0,56b$  die ausgezogenen Rechenergebnisse und die Meßwerte über der Frequenz aufgetragen. Mit den Kontrollmessungen wurde nachgewiesen, daß die für verschwindende Dicke der Trennwand berechneten Ergebnisse auf reale Koppler anwendbar sind, bei denen die Trennwandstärke klein ist gegen die Abmessungen des Hohlleiterquerschnitts.

5. Der 180°-Krümmer

Wird der Koppler symmetrisch beschaltet, und zwar so, daß in der Ebene A-A in Bild 1 bzw. 2 die tangentielle elektrische Feldstärke verschwindet, dann läßt sich die Symmetrieebene durch eine elektrisch leitende Wand ersetzen; der Koppler zerfällt in zwei 180°-Krümmer. Die Eigenschaften des Krümmers lassen sich somit aus dem Rechnerprogramm des Kopplers ermitteln. Berechnungsgrundlagen und Ergebnisse sind in [10] angegeben. Während beim Krümmer in der H-Ebene relativ große Reflexionen auftreten, stellt der Krümmer in der E-Ebene bereichsweise einen relativ gut angepaßten Übergang dar. Im Flachprofilhohlleiter F 100 z. B. bleibt der Reflexionsfaktor eines derartigen Krümmers für Schlitzlängen zwischen  $0,56b$  und  $0,7b$  im gesamten X-Band unterhalb von 0,1. Für Standardhohlleiter mit  $a \approx 2b$  existiert für  $s > 0,6b$  stets eine Frequenz, bei der ideale Anpassung auftritt. Dieser Nulldurchgang des Reflexionsfaktors bleibt auch bei endlicher Trennwandstärke erhalten. Es entsteht lediglich eine leichte Frequenzverschiebung.

Schrifttum

- [1] Riblet, H. J.: The short-slot hybrid junction. Proc. Instn. Radio Engrs. 40 (1952) H. 2, S. 180 bis 184.
- [2] Stösser, W.: Der 3-dB-Koppler. Frequenz 14 (1960) S. 117 bis 121.
- [3] Kaden, H.: Elektromagnetische Wellen in Verzweigungen von Rechteckhohlleitern. Arch. elektr. Übertr. 15 (1961) S. 61 bis 70.
- [4] Atiya, F. S.: Broad side slot coupler between identical rectangular waveguides. Arch. elektr. Übertr. 18 (1964) S. 487 bis 496.
- [5] Lucas, I.: Allgemeine Theorie des Kurzschlitz-Richtungskopplers. Arch. elektr. Übertr. 21 (1967) S. 339 bis 344.
- [6] Mitra, R.; Lee, S. W.: Analytical techniques in the theory of guides waves. New York: The Macmillan Co., 1971. S. 252.
- [7] Bräckelmann, W.; Hess, H.: Die Berechnung von Filtern und 3-dB-Kopplern für die  $H_{m0}$ -Wellen im Rechteckhohlleiter. Arch. elektr. Übertr. 22 (1968) S. 109 bis 116.
- [8] Flachenecker, G.; Lange, K. P.; Meinke, H.: Hohlleiterblenden allgemeineren Längsschnitts. Nachrichtentechn. Z. 20 (1967) S. 70 bis 76.
- [9] Mohr, C.: Wellentypwandlung in inhomogenen Rechteckhohlleitern. Arch. elektr. Übertr. 23 (1969) S. 147 bis 156.
- [10] Dalichau, H.: Wellenfelder in Hohlleiter-Schlitzkopplern. Dissertation Technische Universität Hannover, 1974.
- [11] Montgomery, C. G.; Dicke, R. H.; Purcell, E. M.: Principles of microwave circuits. New York: McGraw-Hill Book, Co., 1948.
- [12] Lange, K. P.: Elektromagnetische Wellenfelder mit rotierender Energie. Nachrichtentechn. Z. 21 (1968) S. 330 bis 336.  
(Eingangsdatum: 4. Juli 1975; wieder eingereicht am 7. Januar 1976)