

Strahlungseigenschaften des rechteckigen Rillenhorns

Radiation Characteristics of Rectangular Corrugated Horns

Von Klaus Kark (VDE/ITG)

Mitteilung aus der Antennenentwicklung im
Unternehmensbereich Sicherheitstechnik der SIEMENS AG

Übersicht:

Die Berechnung der Wellenausbreitung in einem Rechteckrillenhorn wird mit Hilfe der Methode der Orthogonalentwicklung exakt durchgeführt. Die Abstrahlung wird mit der Aperturfeldmethode durch Integration über das E - und das H -Feld näherungsweise gerechnet. Der Einfluß der Rillenanordnung auf die abgestrahlte Kreuzpolarisation wird untersucht. Vergleiche mit Literatur und Messungen werden durchgeführt. Mit dem erstellten Rechenprogramm ist man in der Lage, neben Rillen-, Sektor- und Pyramidenhörnern eine ganz allgemeine Klasse von Hohlleitersprung-, -blenden- und -taperproblemen rechteckigen Querschnitts zu behandeln.

Abstract:

Wave propagation in rectangular corrugated horns is calculated via the mode matching method. The radiation field is determined approximately by integrating the electric and magnetic field in the waveguide aperture. The influence of corrugation arrangement on the radiated cross polarization level is demonstrated. The computer program is validated by comparisons with literature results and measurements. It can handle corrugated, sector and pyramidal horns as well as step, iris or taper problems in general rectangular waveguide configurations.

Für die Dokumentation:

Orthogonalentwicklung / Aperturfeldmethode / Rechteckrillenhorn / Pyramidenhorn /
Doppelpolarisation / alternierende Rillen / Kreuzpolarisation

1. Einleitung

Rillenhornstrahler mit kreisrundem Querschnitt haben sich als kreuzpolarisationsarme Speisehörner von Reflektorantennen bestens bewährt. Für manche Anwendungen ist aber ein elliptischer Strahl notwendig, oder das Wirkungsprinzip der Antennenanordnung verlangt eine andere Querschnittsform. So wurden in der Literatur [8, 11] für Winkeldiversity-Anwendungen zur Bekämpfung von Mehrwegeschwund auf Richtfunkstrecken verschiedene Mehrmodenerreger in Rechteckbauweise vorgeschlagen. Die guten Erfahrungen hinsichtlich niedriger Kreuzpolarisation und hoher Diagrammsymmetrie bei runden Rillenhörnern motivierten die Untersuchung von Rillenhörnern rechteckigen Querschnitts als Erreger für eine Winkeldiversity-Antenne.

Als Speisehorn für Reflektorantennen ist das runde Rillenhorn heute nicht mehr wegzudenken. Die grundlegende mathematische Theorie wird in [1] behandelt; neuere Ergebnisse sind in [4] zusammengestellt. Rechteckrillenhörner fanden dagegen nur geringe Beachtung. Aufgrund seiner Rotationssymmetrie ist das runde Rillenhorn mathematisch auch wesentlich einfacher zu behandeln als das rechteckige, das zwei Symmetrieebenen aufweist. Rechenprogramme für das Rechteckrillenhorn werden dadurch aufwendiger; knapper Speicherplatz und hohe Rechenzeiten verhinderten lange einen analytischen oder numerischen Zugang. Näherungsweise konnten die Ausbreitungsphänomene in Rillenstrukturen mit der Wandimpedanzmethode und Dispersionsanalysen grob

abgeschätzt werden [2]. Grundlage für die exakte Analyse von Rechteckrillenhörnern ist die Berechnung von ein- und zweidimensionalen Querschnittssprüngen im Rechteckhohlleiter [12]. Darauf aufbauend wurden in [6, 7] mit der Methode der Orthogonalentwicklung erstmals viele Einzelsprünge zu einem gesamten Rillenhorn verkoppelt. Heute ist es durch den Fortschritt der Rechnertechnologie möglich geworden, bereits mit einem schnellen Personalcomputer solche aufwendigen Rechnungen durchzuführen. Mit dem erstellten Rechenprogramm, das auf der Methode der Orthogonalentwicklung basiert, ist man in der Lage, neben Rillen-, Sektor- und Pyramidenhörnern [3] eine allgemeine Klasse von Hohlleitersprung- und -taperproblemen rechteckigen Querschnitts zu behandeln [12]. Glatte Hornabschnitte können durch Treppenkurven mit ausreichend kleiner Stufenhöhe approximiert werden. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Effizienz der Methode der Orthogonalentwicklung für die systematische Analyse und Optimierung von rechteckigen Rillenstrukturen aufzuzeigen und zur Validierung des Verfahrens Vergleiche mit anderen Rechnungen sowie mit Messungen durchzuführen.

2. Zur Theorie des Rechteckrillenhorns

2.1 Der symmetrische Rechteckhohlleitersprung

Als Grundmodul für das Rechteckrillenhorn wird die symmetrische sprunghafte Erweiterung eines Rechteck-

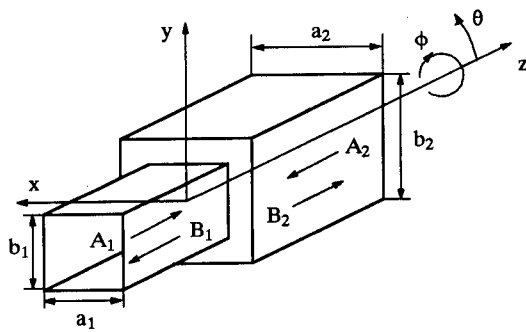


Bild 1: Rechteckhohlleitersprungung als Grundmodul des Rillenhorns

$A_{1,2}$ und $B_{1,2}$ kennzeichnen auf die Sprungstelle zu- bzw. weglaufende Wellen

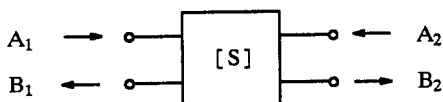


Bild 2: Verknüpfung der Streuvariablen durch die Streumatrix $[S]$

hohlleiters betrachtet (Bild 1). Eine Hohlleiterverengung erhält man daraus durch einfaches Vertauschen der beiden Tore 1 und 2. Hat man in x -Richtung eine Verengung und in y -Richtung eine Erweiterung oder umgekehrt, so muß man ein Zwischenmedium einfügen [13], das den zweidimensionalen Sprung durch zwei eindimensionale Sprünge mit infinitesimalem Abstand ersetzt. Ein gegenseitiger Versatz der Längsachse (z -Achse) in den jeweiligen Einzelhohlleitern sei der Einfachheit halber ausgeschlossen.

Die Felder in beiden Raumteilen werden in unendliche Reihen über trigonometrische Eigenfunktionen entwickelt. In der Trennfläche bei $z=0$ ermöglicht eine gegenläufige Orthogonalentwicklung die stetige Anpassung der tangentialen Feldkomponenten sowie die Erfüllung der Randbedingungen auf der metallenen Stirnseite. Die Entwicklungsintegrale können analytisch berechnet werden; so erhält man die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten der ausbreitungsfähigen und cutoff H_{mn} - und E_{mn} -Wellen. Diese Streukoeffizienten werden in (1) durch die unendliche große Streumatrix $[S]$ miteinander verknüpft. Mit $A_{1,2}$ werden in den jeweiligen Raumteilen auf die Sprungstelle zulaufende und mit $B_{1,2}$ weglaufende Wellen bezeichnet (Bild 2):

$$\begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \end{pmatrix} = [S] \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Da die Energiebilanz bei gegenläufiger Entwicklung grundsätzlich erfüllt sein muß, deutet ein eventueller Energiedefekt auf Rundungsfehlereinflüsse oder Programmierfehler hin. Als Test für die numerische Genauigkeit der Streumatrix können auch die bekannten Beziehungen mit ihrer Transponierten und ihrer Inversen benutzt werden: $[S] = [S]^T = [S]^{-1}$. Die unendlichen Orthogonalreihen müssen nach einer gewissen Anzahl von Wellen, die in der Rechnung nur berücksichtigt werden können, abgebrochen werden. Ausreichende Konvergenz sei dann erreicht, wenn der letzte Term der Reihen für die Feldkomponenten E_x , E_y , usw. kleiner als eine vorgegebene Schranke ε ist. Mit Hilfe der Kantenbedingung [10] kann man die Konvergenzgeschwindigkeit der jeweiligen Orthogonalreihen bestimmen und erhält für H_{mn} - und

E_{mn} -Wellen den Wert m_1 als höchsten noch mitzunehmenden Modenindex in x -Richtung im Raumteil 1:

$$m_1 = \frac{a_1}{\lambda_0} \varepsilon^{-0,6}; \quad \frac{m_1}{a_1} = \frac{m_2}{a_2} = \frac{n_1}{b_1} = \frac{n_2}{b_2}. \quad (2)$$

Die Abschätzung für m_1 ist eher konservativ und führt zu geringer Überschätzung des tatsächlich notwendigen Aufwands. Zur Vermeidung des Phänomens der relativen Konvergenz müssen die höchsten Modenindices in beiden Raumrichtungen und in beiden Raumteilen noch entsprechend der jeweiligen Linearabmessungen der Hohlleiterquerschnitte gewählt werden (2). Obwohl die jeweils höchsten Modenindices bei H - und E -Wellen im selben Raumteil gleich sind, müssen wegen der H_{on} - und der H_{mo} -Wellen immer mehr H - als E -Wellen mitgenommen werden. Die gesamte Anzahl der Wellen an den Toren 1 und 2 wird mit

$$N_1 = 2m_1n_1 + m_1 + n_1 \quad \text{bzw.} \quad N_2 = 2m_2n_2 + m_2 + n_2$$

bezeichnet. Die Streumatrix $[S]$ ist demnach eine $(N_1 + N_2) \times (N_1 + N_2)$ -Matrix. Der benötigte Arbeitsspeicher für die Berechnung eines Einzelsprungs und die anschließende Verkettung mehrerer Sprünge zu einem Rillenhorn kann bei Rechnung mit einfach genauen Variablen (FORTRAN-Variablen REAL*4 und COMPLEX*8) wie folgt abgeschätzt werden: Work $\approx 123 N^2$ Byte mit $N = 2mn + m + n$. Dabei wird vereinfachend angenommen, daß alle beteiligten Streumatrizen gleichen Rang $2N$ haben und, wo möglich, die EQUIVALENCE-Anweisung benutzt wird. Man ist für numerische Simulationen von zweidimensionalen sprunghaften Querschnittsänderungen im Rechteckhohlleiter viel schneller an der Speicherplatzgrenze des jeweiligen Rechners angelangt als beim runden Hohlleiter. Beispielsweise können für 6 MByte RAM nach obigen Formen maximal 220 Wellen pro Tor und damit für $\varepsilon = 10\%$ noch quadratische Strukturen mit Querabmessungen $a_{1,2}$ bzw. $b_{1,2}$ bis etwa $2,5 \lambda_0$ (Freiraumwellenlängen), d.h. einer Fläche von $6,25 \lambda_0^2$, berechnet werden. Die benötigte Rechenzeit zur Bestimmung der Streumatrix eines einzelnen Sprungs wird im wesentlichen durch die Inversion einer Matrix vom Rang N bestimmt. Bei der Verkettung von hintereinander liegenden Sprüngen ist eine ähnliche Inversion erforderlich. Ohne Berücksichtigung von konstanten Vorfaktoren ist die Rechenzeit zur Bestimmung der Gesamtstreumatrix eines Rechteck-Rillenhorns durch folgende Proportionalität gekennzeichnet, wobei $N_R \gg 1$ die Anzahl der Rillen bedeutet: $T_{CPU} \sim N^3 N_R$. Die Aperturabmessungen a und b seien dabei für variierende Rillenzahl als konstant vorausgesetzt.

2.2 Felddarstellung und Aperturabstrahlung

An jeder Stelle z im Rillenhorn ist der Querschnitt stets ein Rechteck. Die Hohlleitersprünge können dann als Zweitor mit Hilfe der Streumatrix aus (1) beschrieben werden; sie verknüpft die Phasoren $A_{1,2}$ und $B_{1,2}$ der hin- und rücklaufenden Wellen. Die Unbekannten $A_{1,2}$ und $B_{1,2}$ werden durch Erfüllung der Stetigkeit der tangentialen Feldkomponenten in der Trennfläche zwischen beiden Raumteilen mit einer gegenläufigen Orthogonalentwicklung bestimmt. Die Streumatrizen der Einzelsprünge werden dann zur Gesamtstreumatrix des Rillenhorns verknüpft [4]. In der Apertur des Rillenhorns ($|x| \leq a/2$, $|y| \leq b/2$) kann man die transversalen Feldkomponenten durch folgende Orthogonalreihen darstellen:

$$E_x(x, y) = - \sum_m \sum_n N_{mn} \cos [m\pi(x + a/2)/a] \sin [n\pi(y + b/2)/b] \cdot [B_{mn}^H \sqrt{Z_{mn}^H} n\pi/b + B_{mn}^E \sqrt{Z_{mn}^E} m\pi/a] \quad (3a)$$

$$E_y(x, y) = \sum_m \sum_n N_{mn} \sin [m\pi(x + a/2)/a] \cos [n\pi(y + b/2)/b] \cdot [B_{mn}^H \sqrt{Z_{mn}^H} m\pi/a - B_{mn}^E \sqrt{Z_{mn}^E} n\pi/b] \quad (3b)$$

$$H_x(x, y) = \sum_m \sum_n N_{mn} \sin [m\pi(x + a/2)/a] \cos [n\pi(y + b/2)/b] \cdot [-B_{mn}^H \sqrt{Y_{mn}^H} m\pi/a + B_{mn}^E \sqrt{Y_{mn}^E} n\pi/b] \quad (3c)$$

$$H_y(x, y) = - \sum_m \sum_n N_{mn} \cos [m\pi(x + a/2)/a] \sin [n\pi(y + b/2)/b] \cdot [B_{mn}^H \sqrt{Y_{mn}^H} n\pi/b + B_{mn}^E \sqrt{Y_{mn}^E} m\pi/a]. \quad (3d)$$

Die Aperturreflexion wurde dabei vernachlässigt, indem man die Phasoren A_{mn}^H und A_{mn}^E einfach zu Null gesetzt hat. Die Doppelsummen werden über alle Indices m und n erstreckt bis zu den Obergrenzen aus (2). N_{nm} ist ein Normierungsfaktor, und die Feldwellenwiderstände der H_{mn} - und E_{mn} -Wellen sind wie folgt definiert:

$$Z_{mn}^H = 1/Y_{mn}^H = \frac{k_0}{-j\gamma_{mn}} Z_0 \quad \text{mit } Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}, \quad (4a)$$

$$Z_{mn}^E = 1/Y_{mn}^E = \frac{-j\gamma_{mn}}{k_0} Z_0$$

$$k_0 = 2\pi/\lambda_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \quad (4b)$$

und

$$\gamma_{mn} = \begin{cases} j\sqrt{k_0^2 - (m\pi/a)^2 - (n\pi/b)^2} & \text{für ausbreitungsfähige Wellen,} \\ \sqrt{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2 - k_0^2} & \text{für gedämpfte Wellen (cutoff).} \end{cases} \quad (5a)$$

Während die Wellenausbreitung im Rillenhorn mit Hilfe der Orthogonalentwicklung über die Kettenschaltung von Streumatrizen noch exakt berechnet wird, kann die Aperturabstrahlung nur näherungsweise bestimmt werden. Bei Vernachlässigung von Aperturreflexionen, die mit Ausnahme von elektrisch kleinen Aperturen nicht sehr groß sind, erhält man mit der Aperturfeldmethode [14] durch Integration über die transversalen Aperturfelder E_x , E_y , H_x und H_y die Feldstärken E_θ und E_ϕ im freien Raum (**Bild 3**):

$$E_\theta(r, \theta, \phi) = jk_0 \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} [P_x \cos \phi + P_y \sin \phi + Z_0 \cos \theta (Q_y \cos \phi - Q_x \sin \phi)] \quad (6a)$$

$$E_\phi(r, \theta, \phi) = jk_0 \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} [\cos \theta (P_y \cos \phi - P_x \sin \phi) - Z_0 (Q_y \sin \phi + Q_x \cos \phi)] \quad (6b)$$

mit der Aperturfeldintegralen

$$\vec{P}(r, \theta, \phi) = \int_{x=-a/2}^{a/2} \int_{y=-b/2}^{b/2} \vec{E}(x, y) e^{jk_0 \sin \theta (x \cos \phi + y \sin \phi)} F(x, y, r) dx dy \quad (7a)$$

$$\vec{Q}(r, \theta, \phi) = \int_{x=-a/2}^{a/2} \int_{y=-b/2}^{b/2} \vec{H}(x, y) e^{jk_0 \sin \theta (x \cos \phi + y \sin \phi)} F(x, y, r) dx dy \quad (7b)$$

und den transversalen Aperturfeldern $\vec{E} = E_x \hat{x} + E_y \hat{y}$ bzw. $\vec{H} = H_x \hat{x} + H_y \hat{y}$ nach (3a) bis (3d). Die Größe r ist der Abstand des Feldpunktes von der Aperturmitte, die i. a. nicht mit dem Phasenzentrum identisch ist. Die Näherungen bei der Aperturfeldmethode bestehen darin, daß außerhalb der Aperturbehandlung alle elektrischen und magnetischen Feldkomponenten in der xy -Ebene als

Null angenommen werden (**Bild 3**), und daß für die Integration in (7a, b) nur das aus dem Hohlleiter einfallende Feld E_x , E_y , H_x und H_y nach (3a) bis (3d) benutzt wird. Die Reflexion in der Apertur wird demnach vernachlässigt. In der Fresnel-Zone $D^2/(2\lambda_0) < r < 2D^2/\lambda_0$ müssen die Flächenintegrale numerisch gelöst werden, während man in der Fraunhofer-Zone unter Feldbedingungen $2D^2/\lambda_0 < r$ zwei entkoppelte Linienintegrale noch analytisch bestimmen kann [15]. $D = \sqrt{a^2 + b^2}$ ist der größte Aperturdurchmesser, und der Fresnel-Faktor F ergibt sich zu:

$$F(x, y, r) = \begin{cases} e^{-jk_0(x^2+y^2)/(2r)} & \text{im Fresnelbereich,} \\ 1 & \text{im Fraunhoferbereich.} \end{cases} \quad (8)$$

Mit den Felddarstellungen aus (3) und (6) kann man den Antennengewinn, der hier bei Vernachlässigung von Verlusten mit der Direktivität gleichgesetzt wird, berechnen. Im folgenden wird stets das logarithmische Gewinnmaß G benutzt:

$$G = 10 \lg \left\{ 4\pi \frac{\max \{ [|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2] r^2 \}}{\iint_{\text{Apertur}} \text{Re} \{ E_x H_y^* - E_y H_x^* \} dx dy} \right\} \text{ dBi.} \quad (9)$$

Der Return-Loss gibt den auf die Speiseleistung bezogenen Wirkleistungsanteil wieder, der in den Speisehohlleiter zurück reflektiert wird:

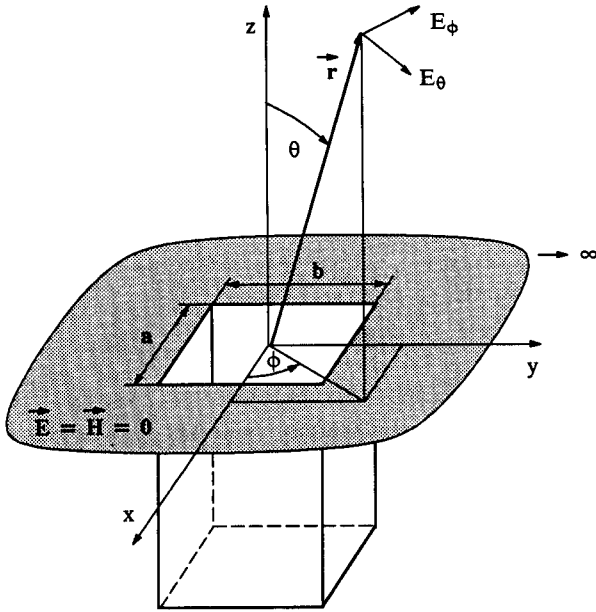


Bild 3: Zur Abstrahlung aus einer Rechteckapertur
Der fiktive unendlich große Aperturflansch sei feldfrei

$$RL = 10 \lg \frac{\sum_{i=1}^{N_w} |B_1^{(i)}|^2}{\sum_{i=1}^{N_w} |A_1^{(i)}|^2} \text{ dB.} \quad (10)$$

Die Anzahl der ausbreitungsfähigen Wellen im Speisehohlleiter wird dabei mit N_w bezeichnet. Die Amplitudenvektoren B_1 und A_1 sind über die Streumatrix $[S]$ des gesamten Rillenhorns miteinander verknüpft.

2.3 Ausgewogene Hybridwellen im Rechteckrillenhorn

Rechteckaperturen, die in den freien Raum abstrahlen, haben dann kreuzpolarisationsfreie Richtdiagramme, wenn in der Aperturfläche nur eine kartesische elektrische Feldkomponente existiert und zwischen der elektrischen und magnetischen Transversalfeldstärke die „balanced hybrid condition“

$$\vec{H}_1 = 1/Z_0 (\vec{n} \times \vec{E}_1) \quad (11)$$

erfüllt ist [5]. \vec{n} ist dabei die Flächennormale, die in den Freiraum hinein zeigt. Nach der dritten Definition von Ludwig [9] wird für ein Aperturfeld, dessen E -Vektor in y -Richtung linear polarisiert ist, das ko- und kreuzpolare Signal folgendermaßen bestimmt:

$$\begin{pmatrix} E_{co}(\theta, \phi) \\ E_{xp}(\theta, \phi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_\phi(\theta, \phi) \\ E_\theta(\theta, \phi) \end{pmatrix}, \quad (12)$$

wobei hier E_ϕ und E_θ aus (6) einzusetzen sind. Für lineare Sendepolarisation in x -Richtung müssen die Zeilen der Drehmatrix in (12) gerade vertauscht werden. Das logarithmische Kreuzpolarisierungsmaß, im folgenden kurz Kreuzpolarisation XP genannt, erhält man aus

$$XP = 20 \lg \frac{\max |E_{xp}(\theta, \phi)|}{\max |E_{co}(\theta, \phi)|} \text{ dB.} \quad (13)$$

Dieser Maximalwert tritt, abhängig von der Aperturgröße und der Belegung im allgemeinen bei Koordinatenwerten θ und ϕ auf, die nicht a priori bekannt sind. Bei der Kreisapertur mit H_{11} -Belegung liegt das Maximum der Kreuzpolarisation dagegen stets in der Ebene $\phi = 45^\circ$. Der Einfachheit halber wird in den numerischen Beispielen dieser Arbeit die Kreuzpolarisation auch nur in dieser Ebene ($\phi = 45^\circ$) betrachtet. Im Gegensatz zum runden Hohlleiter, wo man bei einem Aperturdurchmesser von $D/\lambda_0 \approx 1,2$ ein Minimum der Kreuzpolarisation findet [4], wird die Kreuzpolarisation beim Rechteckhohlleiter mit zunehmender elektrischer Aperturgröße monoton kleiner $XP \sim \lg [1/(k_0 a \cdot k_0 b)]$ [2]. Für große Rechteckaperturen kann man die ausgewogenen Hybridwellen näherungsweise durch Längsschnittwellen, bei denen entweder E_x oder E_y verschwindet, darstellen:

$$A_x^H = A_y^H = \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} e^{\pm j k_z z}$$

mit

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - (\pi/a)^2 - (\pi/b)^2}. \quad (14)$$

Der zweifache cosinus-Taper der elektrischen Transversalfeldstärke, die man aus den Vektorpotentialen in (14) ableiten kann, läßt sich geometrisch nur so realisieren, daß man bei Anregung mit der H_{10} -Welle an den Seiten elektrische und an Boden und Deckel magnetische Wände in der Rechteckstruktur annimmt. Das Einfügen von Rillen in glattwandige Pyramidenhörner gestattet die Erzeugung von magnetischen Wänden. Die Rillen wirken dann als kurzgeschlossene Leitungen. Mit Hilfe der Wandimpedanzmethode gibt [1] eine Rillentiefe von

$$s = \left(\frac{\lambda_0}{4} + p \frac{\lambda_0}{2} \right) / \sqrt{1 - \frac{1}{(2a/\lambda_0)^2}} \quad (15)$$

mit $p = 0, 1, 2, 3, \dots$

an, die eine magnetische Wand an den Rillenansatz transformiert. Die tatsächlich notwendige Rillentiefe hängt zudem noch schwach vom Verhältnis der Steg- zur Rillenbreite l_s/l_R ab, was in der einfachen Formel (15) aber nicht enthalten ist. Nur durch numerische Optimierung z.B. mit der Orthogonalentwicklung kann letztlich die richtige Rillentiefe gefunden werden. Praktische Hörner befinden sich meist in einem Bereich $0,04 < s/a < 0,2$. Die „balanced hybrid“-Frequenzen mit niedriger Kreuzpolarisation erhält man einfach durch „Umdrehen“ von (15); somit gilt:

$$k_0 a = \pi \sqrt{1 + \frac{(1+2p)^2}{(2s/a)^2}} \quad (16)$$

mit $p = 0, 1, 2, 3, \dots$ und $k_0 = 2\pi/\lambda_0$.

Je kleiner das Verhältnis s/a ist, desto größer ist die nutzbare Bandbreite des Rechteckrillenhorns, weil die „balanced hybrid“-Frequenzen dann weiter auseinander rücken.

3. Numerische Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden verschiedene Horn- und Rillenkfigurationen untersucht. Einerseits wurde die

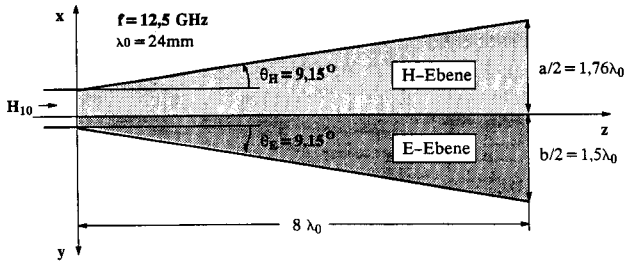


Bild 4: Rechteckiges Pyramidenhorn aus [14] mit einfallender H_{10} -Welle

Validierung des erstellten Rechenprogramms, das auf der Methode der Orthogonalentwicklung basiert, durch Vergleiche mit Ergebnissen aus der Literatur und mit Messungen vorgenommen, und andererseits wurde versucht, einige prinzipielle Eigenschaften von Rechteckrillenhörnern herausarbeiten. Als Vorspann zu den gerechneten Diagrammen werden nachfolgend in **Tabelle 1** einige Informationen zum jeweiligen Rechengang angegeben. Der Tabelle kann man entnehmen:

- Rechenzeit T_{CPU} auf einem PC mit einer Rechenleistung von ca. 10 MIPS,
- Abbruchfehler der Orthogonalreihen ε nach (2),
- Anzahl der Hohlleitersprünge,
- Gesamtwellenzahl im größten Raumteil $N = 2mn + m + n$,
- Return-Loss RL nach (10),
- Gewinnmaß G nach (9),
- Kreuzpolarisationsmaß XP nach (13), berechnet in der Ebene $\phi = 45^\circ$.

In den Richtdiagrammen sind ko- und kreuzpolare Komponenten nach (12) in verschiedenen Schritten $\phi = \text{const.}$ über dem Winkel $0 \leq \theta \leq 60^\circ$ dargestellt.

3.1 Berechnung eines glattwandigen Pyramidenhorns

Als Test für die Leistungsfähigkeit des erstellten Rechenprogramms wurde ein glattwandiges Pyramidenhorn (**Bild 4**) mit Hilfe einer Treppenstufenapproximation der Randkurven simuliert. In [14] wurde das gleiche Horn mit einem Näherungsverfahren berechnet; die Aperturverteilung wurde dort aus dem Feld der einfallenden H_{10} -Welle mit einer quadratischen Phasenkorrektur, die eine sphärische Krümmung der Phasenfront in der Apertur berücksichtigt, gewonnen. Die Übereinstimmung beider Rechenverfahren hinsichtlich der kopolaren Diagramme in H - und E -Ebene ist sehr gut (**Bild 5**).

Der Antennengewinn stimmte bei beiden Rechenverfahren ebenfalls sehr gut überein; hier $G = 19,98$ dBi und in [14] $G = 19,96$ dBi. Für die Diagrammberechnungen wurde ein relativ hoher Schrankenwert $\varepsilon = 26,2\%$ angesetzt. Die damit aus (2) resultierende niedrige Wellenzahl bei einer doch großen Apertur von $3,52 \lambda_0 \times 3,00 \lambda_0$ ist jedoch völlig ausreichend, weil die Orthogonalreihen im glattwandigen Pyramidenhorn sehr schnell konvergieren. An der Abstrahlung durch die Apertur sind im wesentlichen nur drei Wellen beteiligt: dominant H_{10} mit geringeren Anteilen H_{30} und E_{12} . Bei den anschließend noch untersuchten Rillenhörnern mit größeren Querschnittsprüngen ist dies anders. Wegen der dort stärker angeregten höheren Wellen muß für hinreichende Konvergenz eine Schranke von $\varepsilon \approx 9\%$ gewählt werden.

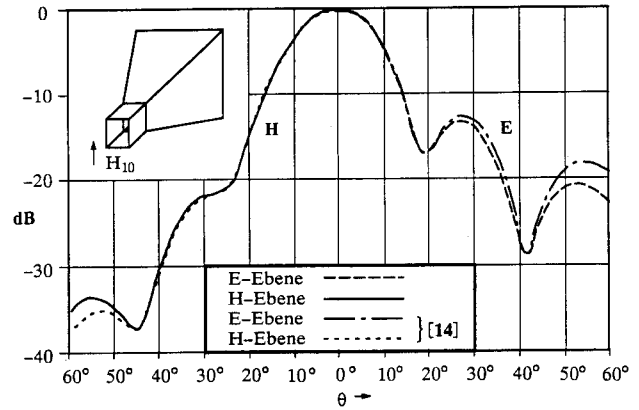


Bild 5: Kopolare Fernfeldrichtdiagramme bei $f=12,5$ GHz für das Pyramidenhorn aus Bild 4 mit einfallender H_{10} -Welle: berechnete Werte dieser Arbeit und Rechenwerte aus [14]

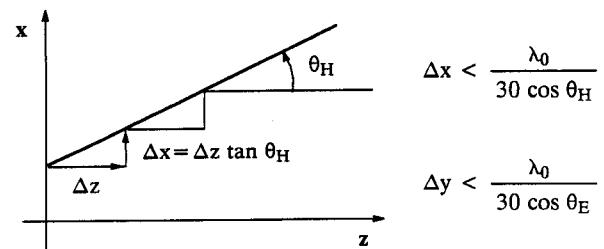


Bild 6: Notwendige Stufenhöhe Δx und Δy zur Approximation glatter Randkurven mit einem Treppenmodell

Tabelle 1: Daten zur Rechnersimulation der Hornstrukturen aus den Bildern 4, 7, 8, 9 und 11

zu Bild	T_{CPU} / sec	$\varepsilon / \%$	Sprünge	N	H_{10} -Anregung			H_{01} -Anregung		
					RL / dB	G / dBi	XP / dB	RL / dB	G / dBi	XP / dB
4	3011	26,2	73	127	-29,8	20,0	-49,8	-	-	-
7	2679	8,6	16	136	-24,4	12,5	-28,2	-	-	-
8	6265	8,7	16	220	-15,0	13,5	-17,6	-15,0	13,5	-17,6
9	6286	8,7	32	142	-23,5	13,4	-28,3	-23,8	13,4	-26,1
11	7611	8,7	36	264	-25,4	13,3	-16,6	-25,7	12,6	-14,4

Durch diesen Vergleich konnte man empirisch die notwendige Stufenhöhe für eine hinreichend genaue Approximation der glatten inhomogenen Struktur bestimmen. Im gerechneten Beispiel wurden auf eine Hornlänge von $L = 8 \lambda_0$ insgesamt 73 Einzelsprünge hintereinandergeschaltet. Es wurde nach **Bild 6** folgender Zusammenhang ermittelt:

3.2 Einfluß der Rillenform auf die abgestrahlte Kreuzpolarisation

In diesem Abschnitt werden verschiedene Rillenformen hinsichtlich ihrer Wirkung auf die abgestrahlte Kreuzpolarisation in der Ebene $\phi = 45^\circ$ betrachtet. Wird nur Vertikalpolarisation genutzt (einfallende H_{10} -Welle), so müssen Boden und Deckel gerillt sein; die Seitenwände bleiben glatt. Zur besseren Formung des Hybridmodes sollte man die Stegbreite kleiner als die Rillenbreite machen (möglichst $l_s < l_r/2$). Bei dem etwas willkürlich gewählten Design aus **Bild 7** erhält man ein Maximum der Kreuzpolarisation von $XP = -28,2$ dB.

Bei Ausnutzung zweier orthogonaler linearer Polarisationen (H_{10} - bzw. H_{01} -Welle) müssen Rillen auf allen

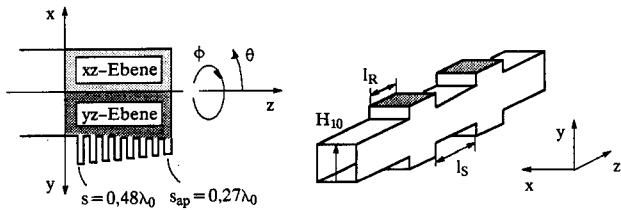


Bild 7: Rillen nur in der E-Ebene
 Aperturabmessungen $a = 1,31 \lambda_0$ und $b = 1,58 \lambda_0$ bei einer Frequenz von $f = 6,775 \text{ GHz}$ ($\lambda_0 = 4,4 \text{ cm}$)
 Rillen- und Stegbreite sind identisch: $l_R = l_S = 0,1 \lambda_0$

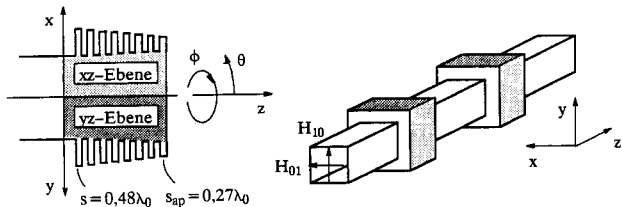


Bild 8: Umlaufende Rillen
 Aperturabmessungen $a = b = 1,58 \lambda_0$ bei einer Frequenz von $f = 6,775 \text{ GHz}$ ($\lambda_0 = 4,4 \text{ cm}$)
 Rillen- und Stegbreite sind identisch: $l_R = l_S = 0,1 \lambda_0$

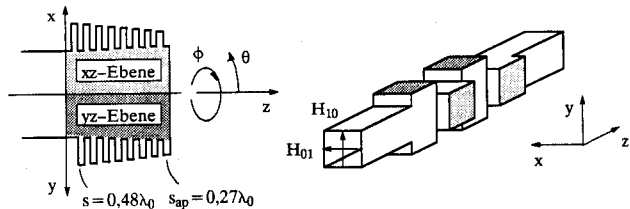


Bild 9: Seitlich alternierende Rillen
 Aperturabmessungen $a = b = 1,58 \lambda_0$ bei einer Frequenz von $f = 6,775 \text{ GHz}$ ($\lambda_0 = 4,4 \text{ cm}$)
 Rillen- und Stegbreite sind identisch: $l_R = l_S = 0,1 \lambda_0$

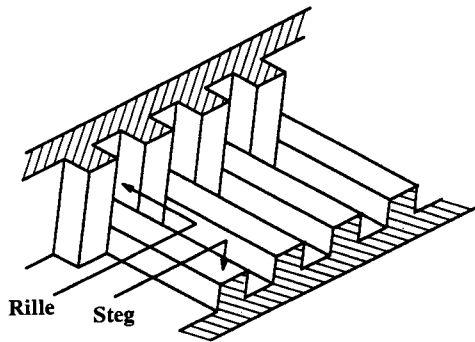


Bild 10: Hornrealisierung aus vier einzelnen Frästeilen (Darstellung nur von Boden und linker Seitenwand)
 Das Ineinandergreifen von Steg und Rille bei seitlich alternierenden Rillen wird deutlich.

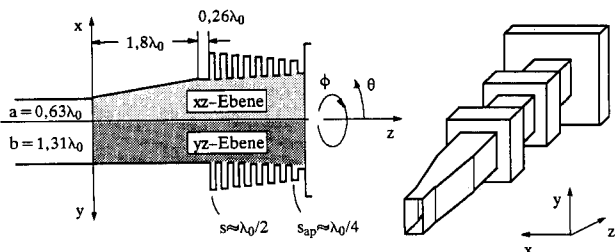


Bild 11: Sektorhorn, Quadratrillenhorn und Aperturflansch
 Aperturabmessungen $a = b = 2,54 \lambda_0$ bei einer Frequenz von $f = 6,775 \text{ GHz}$ ($\lambda_0 = 4,4 \text{ cm}$)
 Die Rillenbreite ist $l_R = 0,13 \lambda_0$ und die Stegbreite $l_S = 0,07 \lambda_0$.

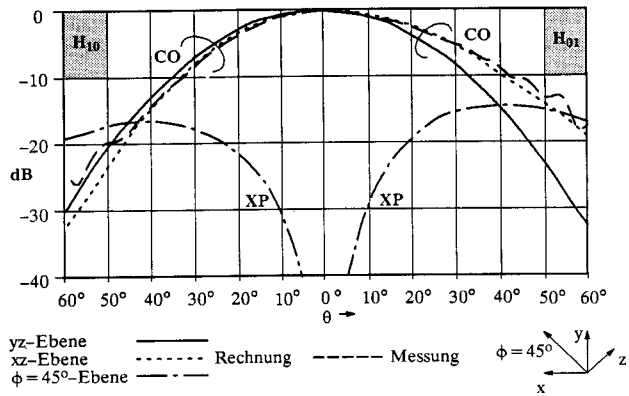


Bild 12: Ko- und kreuzpolare Fernfeldrichtdiagramme bei $f = 6,775 \text{ GHz}$ für das Rillen-Feed aus Bild 11 mit Aperturflansch und einfallender H_{10} - bzw. H_{01} -Welle

vier Wänden betrachtet werden. Umlaufende Rechteckrillen, mit oder ohne Eckenfüllung, können die Forderung nach verschiedenen Randbedingungen auf den vier Seitenwänden nicht erfüllen (**Bild 8**), weswegen man auch im Vergleich zum Horn aus **Bild 7** eine wesentlich höhere Kreuzpolarisation von $XP = -17,6 \text{ dB}$ erhält.

In [6, 7] wurden bei Doppelpolarisationsausnutzung zur Verbesserung des Kreuzpolarisationsverhaltens von umlaufenden Rillen statt dessen seitlich alternierende Rillenpaare vorgeschlagen (**Bild 9**). Dadurch hat man auf den Stegen eine elektrische Wand und an den Rillen eine magnetische. Anders als im Fall nur einer Polarisation, wo man dünne Stege anstrebt ($l_S < l_R/2$, um den Hybridmode möglichst wenig zu stören), muß hier $l_S = l_R$ gelten, um keine der beiden Polarisationen zu bevorzugen. Aus diesem Kompromiß folgt, daß Rechteckrillenhörner mit Ausnutzung zweier linearer orthogonaler Polarisationen bei gleicher Rillenzahl stets größere Kreuzpolarisation haben müssen als solche nach **Bild 7**. Der Sprungübergang zwischen alternierenden Rillen muß mit einem Zwischenmedium verschwindender Länge gerechnet werden. Pro Wellenlänge λ_0 sollten etwa 4 bis 5 solcher Rillenpaare vorhanden sein ($l_S + l_R \leq \lambda_0/4$), damit der ausgewogene Hybridmode sauber angeregt wird. Die Kreuzpolarisation erreicht ungefähr wieder den niedrigen Wert wie im Rillenhorn für eine Polarisation; auch der Return-Loss verbessert sich deutlich (Tabelle 1). **Bild 10** zeigt eine mögliche praktische Hornrealisierung aus vier einzelnen Frästeilen [6].

Umlaufende Rechteckrillen bewirken eine starke Verkopplung der beiden Polarisations Ebenen und erzeugen demnach auch eine relativ hohe Kreuzpolarisation. Die Verkopplung wird durch seitlich alternierende Rillenpaare deutlich reduziert. Für die H_{10} -Welle erhält man ähnlich niedrige Kreuzpolarisation wie im Fall nur zweier gerillter Wände; die H_{01} -Welle im Horn mit seitlich alternierenden Rillenpaaren verhält sich geringfügig schlechter (Tabelle 1).

3.3 Komplexes Rillenfeed

Es wurde eine Hornantenne mit umlaufenden Rechteckrillen nach **Bild 11** experimentell aufgebaut und kopolare Diagramme in der xz -Ebene für H_{10} - bzw. H_{01} -Anregung aufgenommen (gemessene Kurven in **Bild 12**). Die Übereinstimmung mit dem gerechneten Diagramm ist im Winkelbereich $\theta \leq 40^\circ$ bei der Frequenz $f = 6,775 \text{ GHz}$

als sehr gut zu bezeichnen. Die vorhandenen geringen Abweichungen für $\theta > 40^\circ$ können durch folgende Effekte hervorgerufen sein:

- Die Aperturfeldmethode zur Berechnung der Abstrahlung ist nur ein Näherungsverfahren und wird mit zunehmendem Winkel θ immer ungenauer.
- Durch die schwache Bündelung des Horns treten Einflüsse der Meßumgebung stärker hervor.
- Das Meßmodell wurde mit schrägen Rillen, die um 5° geneigt sind, gefertigt; während die Rechnung nur mit geraden Radialrillen durchgeführt werden kann. Dieser Effekt scheint aber keine große Bedeutung zu haben.

Kreuzpolarisationsmessungen wurden nicht durchgeführt, da aus mechanischen Gründen der etwas unhandliche Meßaufbau nicht in die Ebene $\phi = 45^\circ$ gedreht werden konnte. Die berechneten Werte der Kreuzpolarisation sind nach Tabelle 1 relativ hoch. Somit war das intuitiv gewählte Rillendesign erwartungsgemäß nicht optimal. Eine rechnerische Optimierung dieses Experimental-Feeds mit der in dieser Arbeit beschriebenen Methode der Orthogonalentwicklung soll zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführt werden.

4. Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Rechenprogramm erstellt, das in der Lage ist, eine allgemeine Klasse von Hohlleitersprung- und -taperproblemen rechteckigen Querschnitts zu behandeln. Es wurden Rechteckhörner mit radialen Rillen untersucht; axiale Rillen sind aufwendiger zu behandeln, da sie zu mehr Raumteilen bei der Orthogonalentwicklung führen. Die Simulationsrechnungen sollten in Form einer systematischen Optimierung der Richtdiagramme hinsichtlich Kreuzpolarisation, Symmetrie und Reflexionsfaktor fortgeführt werden; insbesondere sollte die Kreuzpolarisation auch außerhalb der Ebene $\phi = 45^\circ$ z. B. in der Azimut- bzw. der Elevations-ebene untersucht werden. Neben linearer Polarisation ist die Betrachtung des Verhaltens bei zirkularer Polarisation von Bedeutung. Im Vergleich zu Rillenhörnern kreisförmigen Querschnitts deutet sich mit dem Rechteckrillenhorn eine interessante Alternative zur Erzeugung elliptischer Strahlungskeulen an, auch wenn die größeren Wellenzahlen in der rechteckigen Struktur wegen des quadratisch ansteigenden Speicherplatzbedarfs und der kubisch ansteigenden Rechenzeit den numerischen Aufwand und die Anfälligkeit für Rundungsfehler deutlich erhöhen. Die Programmierung muß daher sehr sorgfältig erfolgen.

Formelzeichen:

a, b	Querschnittsabmessungen
A, B	Amplitudenvektoren
A_{mn}, B_{mn}	Wellenamplituden
A_x, A_y	Vektorpotentiale
dBi	Einheit des Gewinns bezogen auf einen isotropen Strahler
D	Aperturdurchmesser
E_{mn}	transversal magnetische Eigenwelle (TM_{mn})
E_{co}	kopolares E -Feld
E_{xp}	kreuzpolares E -Feld
E_x, E_y	kartesische elektrische Feldkomponenten
E_θ, E_ϕ	sphärische elektrische Feldkomponenten

f	Frequenz
F	Fresnel-Faktor
G	logarithmierter Antennengewinn (Gewinnmaß)
H_{mn}	transversal elektrische Eigenwelle (TE_{mn})
H_x, H_y	kartesische magnetische Feldkomponenten
H^*	konjugiert komplexe Magnetfeldstärke
$k_0 = 2\pi/\lambda_0$	Wellenzahl
k_z	Phasenkonstante
l_s	Stegbreite
l_R	Rillenbreite
m, n	Summationsindices
N	Gesamtwellenzahl im größten Raumteil
N_{mn}	Normierungskonstante
N_R	Rillenzahl
N_w	Anzahl der ausbreitungsfähigen Wellen im Speisehohlleiter
P_x, P_y	Aperturintegrale (E -Feld)
Q_x, Q_y	Aperturintegrale (H -Feld)
RL	Return-Loss
s	Rillentiefe
s_{ap}	Rillentiefe vor der Apertur
$[S]$	Streumatrix
T_{CPU}	Rechenzeit auf einem PC mit einer Rechenleistung von ca. 10 MIPS
\hat{x}, \hat{y}	Einheitsvektoren in x - bzw. y -Richtung
XP	Maximum der Kreuzpolarisation
Z_0	Feldwellenwiderstand des freien Raums
$Z_{mn} = 1/Y_{mn}$	Feldwellenwiderstand der Hohlleiterwellen
ε	Abbruchfehler der Orthogonalreihen
ε_0	Dielektrizitätskonstante des freien Raums
γ_{mn}	Ausbreitungskonstante
λ_0	Wellenlänge im freien Raum
μ_0	Permeabilität des freien Raums
θ_H, θ_E	Hornöffnungswinkel in H - bzw. E -Ebene

Literatur:

- [1] Clarricoats, P. J. B.; Olver, A. D.: Corrugated Horns for Microwave Antennas. London: P. Peregrinus, 1984.
- [2] Dragone, C.: A Rectangular Horn of Four Corrugated Plates. IEEE Trans. Ant. Prop. AP-33 (1985) S. 160—164.
- [3] Encinar, J. A.; Rebolgar, J. M.: A Hybrid Technique for Analyzing Corrugated and Noncorrugated Rectangular Horns. IEEE Trans. Ant. Prop. AP-34 (1986) S. 961—968.
- [4] Erb, R.: Systematische Untersuchung mathematischer Modelle zur Berechnung rotationssymmetrischer Rillenhornstrahler. Darmstädter Dissertation 1988, Fortschrittberichte VDI-Verlag, Reihe 21, Nr. 33.
- [5] Hombach, V.: Kreuzpolarisationseigenschaften von Hohlleitungsstrahlern. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1981.
- [6] Kühn, E.; Watson, B. K.: Rectangular Corrugated Horns—Analysis, Design, Evaluation. 14th European Microwave Conference Proceedings, S. 221—227. Liège, Belgium, 1984.
- [7] Kühn, E.; Watson, B. K.: Computer Aided Design and Performance Evaluation of Fully Corrugated Rectangular Horns. IEEE AP-S Symp. Philadelphia, Pennsylvania, 1986.
- [8] Leupelt, U.; Tauscheck, E.: Winkeldiversityerregter nach dem Mehrmodenprinzip für den Einsatz in zweifach orthogonal polarisierten Parabolantennen. ITG-Fachtagung „Antennen“, Wiesbaden, 1990, ITG-Fachbericht 111, S. 199—203.
- [9] Ludwig, A. C.: The Definition of Cross Polarisation. IEEE Trans. Ant. Prop. AP-21 (1973) S. 116—119.
- [10] Mitra, R.; Lee, S. W.: Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves. New York: Macmillan, 1971.
- [11] Mörz, G.; Mierziak, K.-H.; Mahr, U.: Doppelreflektor-Muschelantenne für Winkeldiversity-Betrieb in zwei orthogonalen Polarisationen. ITG-Fachtagung „Antennen“, Wiesbaden, 1990, ITG-Fachbericht 111, S. 205—209.
- [12] Patzelt, H.; Arndt, F.: Double-Plane Steps in Rectangular Waveguides and their Application for Transformers, Irises, and Filters. IEEE Trans. Microwave Theory Techn. MTT-30 (1982) S. 771—776.
- [13] Piefke, G.: Feldtheorie III. B.I.-Hochschultaschenbücher Bd. 782, Mannheim, 1977.
- [14] Sletten, C. J.: Reflector and Lens Antennas. Norwood: Artech House, 1988.
- [15] Zinke, O.; Brunwig, H.: Lehrbuch der Hochfrequenztechnik Bd. 1, 2. Aufl., Berlin: Springer, 1973.

Dr.-Ing. K. Kark, Siemens AG,
Unternehmensbereich Sicherheitstechnik, Antennenentwicklung,
Postfach 1661, D-8044 Unterschleißheim

(Eingegangen am 27. 5. 1992)