

Linsenantennen mit asymmetrisch geformten Diagrammen

K. W. Kark *

Mitteilung aus der Antennenentwicklung der Siemens AG, Unterschleißheim

Zusammenfassung

Es werden die Brechungseigenschaften einer Linse mit kreisförmiger Randkontur ρ untersucht. Die Materialeigenschaften, d.h. Permittivität ϵ und Permeabilität μ , werden als linear, homogen, isotrop und verlustlos vorausgesetzt. Die Linse sei i.a. nicht rotationssymmetrisch; ihre Vorder- und Hinterkontur S_1 bzw. S_2 können wie in **Bild 1** unabhängig voneinander gewählt werden. Die Brechung an den Trennflächen wird polarisationsabhängig mit den Fresnelschen Transmissionskoeffizienten näherungsweise auf strahlenoptischem Weg berechnet. Das Strahlungsfeld erhält man durch eine Aperturfeldintegration der optischen Strahlenbündel.

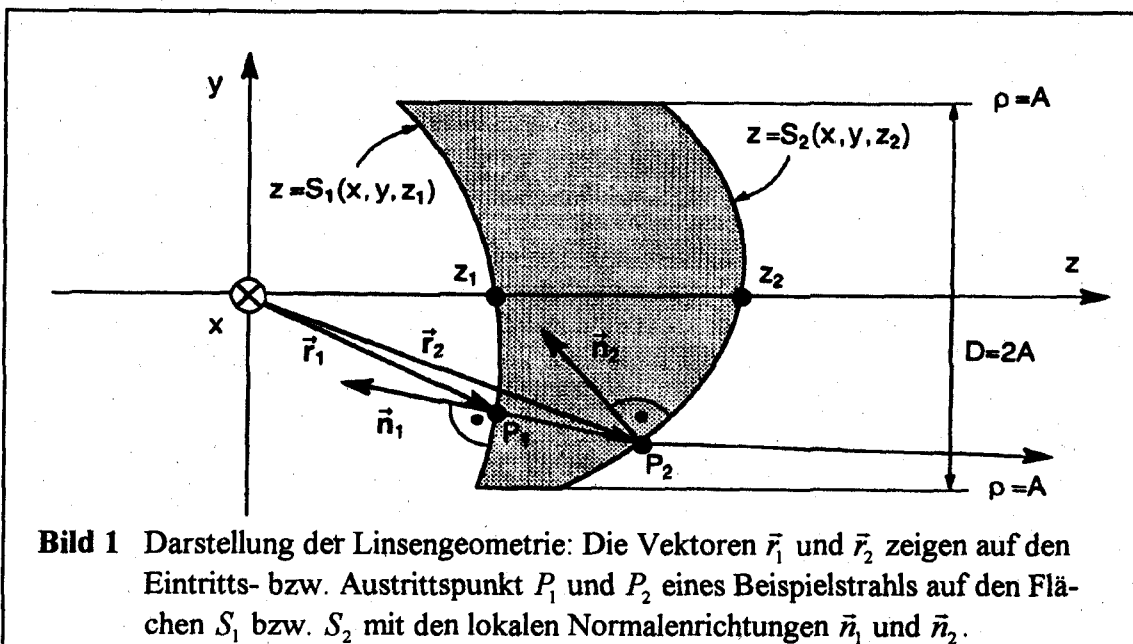


Bild 1 Darstellung der Linsengeometrie: Die Vektoren \vec{r}_1 und \vec{r}_2 zeigen auf den Eintritts- bzw. Austrittspunkt P_1 und P_2 eines Beispielstrahls auf den Flächen S_1 bzw. S_2 mit den lokalen Normalenrichtungen \vec{n}_1 und \vec{n}_2 .

1. Einleitung

Dielektrische Linsen werden im Millimeterwellenbereich zur Strahlformung von Horn- und Reflektorantennen eingesetzt [2,7]. Im Gegensatz zu herkömmlichen Analyseverfahren für Linsenantennen, wo die Feldberechnung mit geometrisch-optischen Mitteln durchgeführt wird [6], berücksichtigt die in dieser Arbeit vorgestellte Methode die **polarisationsabhängige** Brechung *und* Abstrahlung. Wie bereits schon bei der Analyse von Reflektorantennen bekannt, wird in der vorliegenden Arbeit das Konzept der Fresnel-Koeffizienten auf die Analyse von Linsenantennen übertragen.

Die Brechung an den Linsenflächen S_1 und S_2 wird daher mit Hilfe der Fresnelschen Transmissionskoeffizienten näherungsweise auf strahlenoptischem Weg berechnet. Die Fresnel-Koeffizienten gelten exakt für den Fall, daß eine ebene Welle auf ein unendlich ausgedehntes, eben geschichtetes Medium auftrifft [3]. Die Voraussetzung einer ebenen Welle ist i.a. nicht erfüllt,

* Seit WS 1993 / 94 Fachhochschule Ravensburg-Weingarten, Fachbereich Elektrotechnik, Institut für Nachrichtentechnik.

und zwar umso weniger, je näher sich die jeweilige Speiseanordnung - gerechnet in Wellenlängen - an der Grenzfläche befindet. Trotzdem liefert das Verfahren im Vergleich zur exakten Lösung erfahrungsgemäß sehr gute Ergebnisse. Man kann nun die Näherung einführen, daß die Linsenkonturflächen durch lokal ebene Teilflächen paneeliert werden. Voraussetzung ist dabei, daß der Krümmungsradius der jeweiligen Fläche relativ groß zur Wellenlänge ist. Dazu wird die einfallende Welle als lokal eben angenommen und die gekrümmte Oberfläche lokal durch ihre Tangentialebene approximiert.

2. Analyseverfahren

2.1. Fresnelsche Brechungstheorie

Der Ansatz in Phasorenschreibweise für eine einfallende ebene Welle beliebiger Polarisation lautet in (x_i, y_i, z_i) -Koordinaten, die an den Feldkomponenten der Welle ausgerichtet sind:

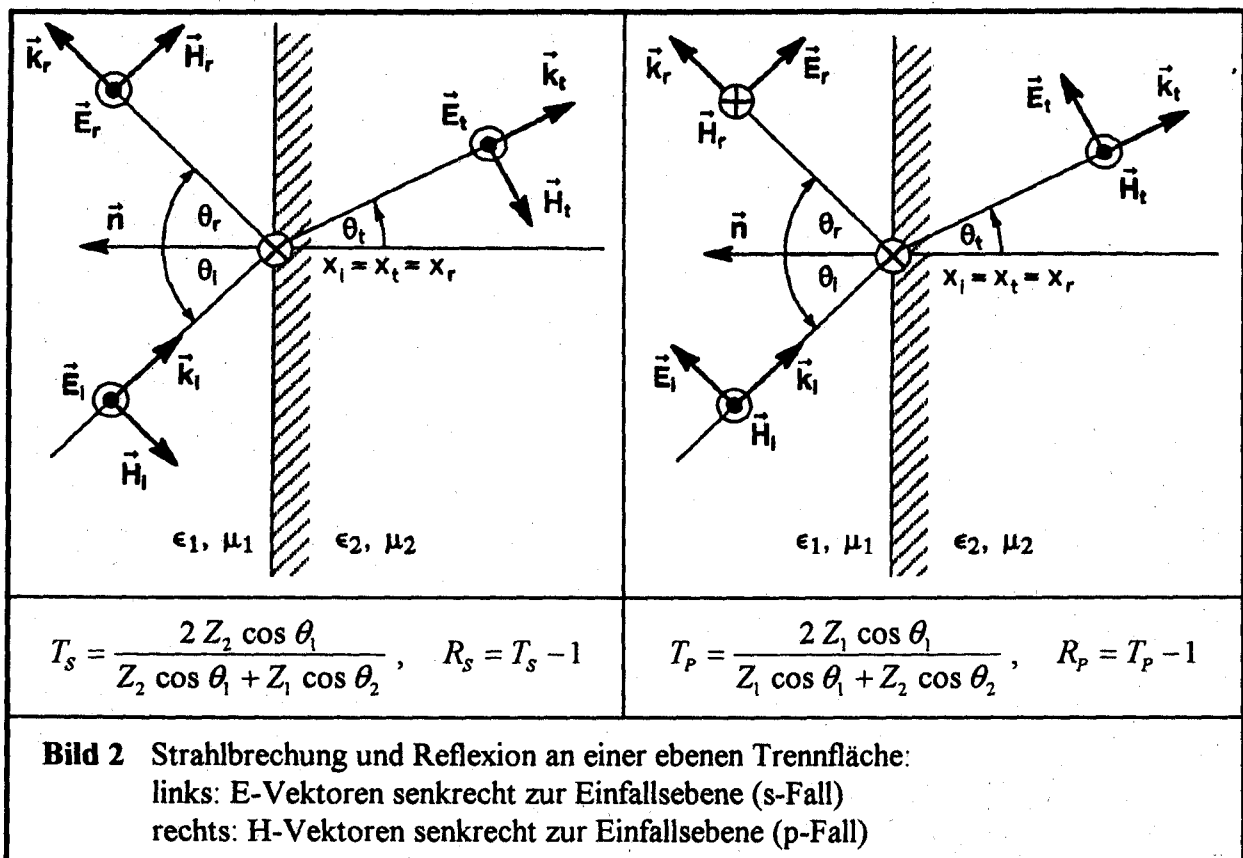
$$\vec{E}_i = E_0(\vec{e}_x c_1 - \vec{e}_y c_2) e^{-jk_2 z_i} \quad \text{und} \quad \vec{H}_i = H_0(\vec{e}_x c_2 + \vec{e}_y c_1) e^{-jk_2 z_i} \quad \text{mit} \quad H_0 = \frac{E_0}{Z_1},$$

wobei die komplexe Zeitabhängigkeit $e^{j\omega t}$ der Einfachheit halber weggelassen wurde. Den transmittierten Wellenteil im Raumteil 2 erhält man dann aus folgenden Beziehungen [3]:

$$\vec{E}_t = E_0\left(\vec{e}_x T_s c_1 - \vec{e}_y \frac{Z_2}{Z_1} T_p c_2\right) e^{-jk_2 z_i} \quad \text{und} \quad \vec{H}_t = H_0\left(\vec{e}_x T_p c_2 + \vec{e}_y \frac{Z_1}{Z_2} T_s c_1\right) e^{-jk_2 z_i}$$

im lokalen Wellenkoordinatensystem (x_t, y_t, z_t) . Dabei sind die reellen Feldwellenwiderstände $Z_1 = \sqrt{\mu_1/\epsilon_1}$ und $Z_2 = \sqrt{\mu_2/\epsilon_2}$. Die geometrischen Verhältnisse und die Fresnelschen Transmissionsfaktoren T_s und T_p sind im **Bild 2** dargestellt. Mit $\theta_i = \theta_r = \theta_1$ und $\theta_t = \theta_2$ gilt an der Trennfläche stets das Snelliussche Brechungsgesetz:

$$\sin \theta_2 / \sin \theta_1 = \sqrt{\mu_1 \epsilon_1} / \sqrt{\mu_2 \epsilon_2}$$

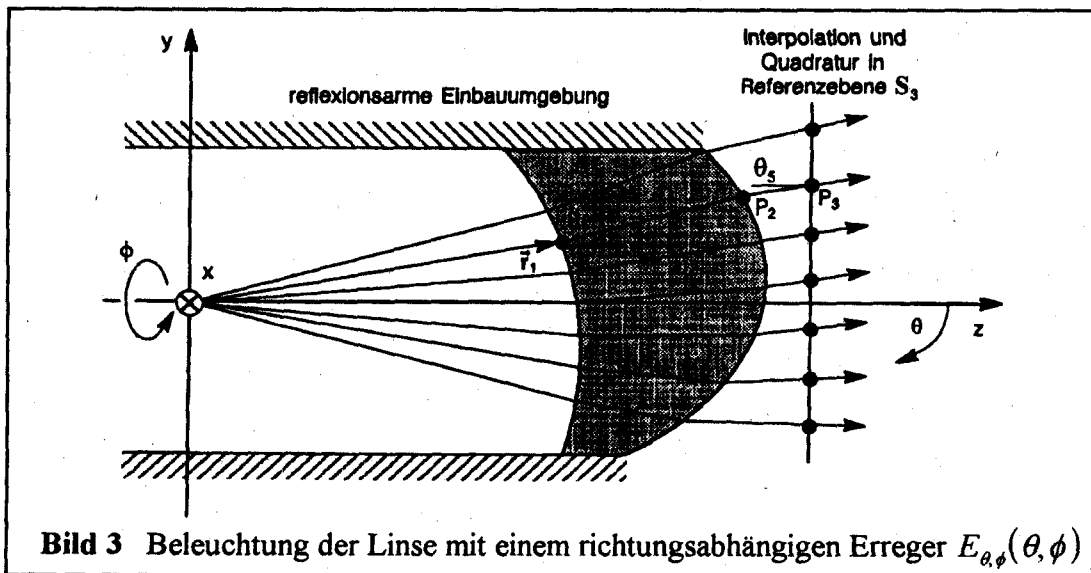


2.2. Speiseanordnung

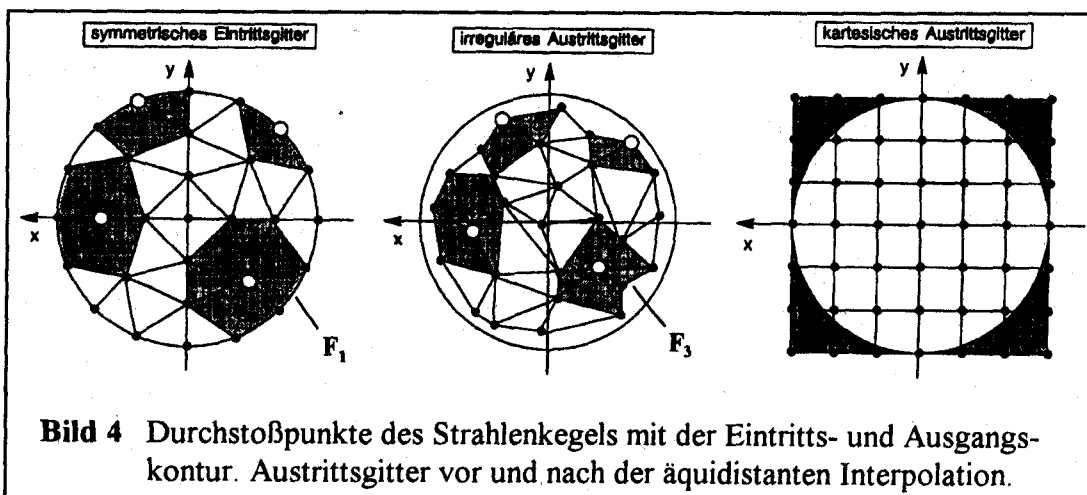
Die Anstrahlung der Linse erfolgt wie in **Bild 3** durch einen Feed-Modul mit richtungsabhängigen Feldkomponenten $E_{\theta,\phi}(\theta, \phi)$. Neben verschiedenen Dipol- und Hohlleiteranregungen, wo die Linse sich jeweils im *Fernfeld* der Quelle befindet, wurde auch die Anstrahlung mit einer Offset-Parabolantenne untersucht. Die Speisung der Antenne erfolgt hier über zwei Reckthöhlleiter, die mit beliebiger Amplitude und Phase angeregt und in der Nähe des Parabol-Brennpunkts angeordnet werden können. Im Unterschied zu den bereits genannten Erregertypen befindet sich in diesem Fall die Linse im *Nahfeld* der Quelle.

2.3. Strahlverfolgung

Mehrfachreflexionsprozesse zwischen Vorder- und Hinterkontur der Linse werden der Einfachheit halber vernachlässigt. Der Weg eines Einzelstrahls durch die Linsenordnung ist im **Bild 3** dargestellt. Zur Berechnung der Brechungseigenschaften der Linsenordnung läßt man kegelförmig ein Bündel von Strahlen auf die Vorderkontur S_1 der Linse einfallen.



Die Durchstoßpunkte seien möglichst gleichverteilt. Nach dem Linsendurchgang erhält man auf S_2 und in der gedachten Referenzebene S_3 ein i.a. irreguläres Gitter, das in S_3 für die numerische Quadratur zuerst noch an äquidistanten Stützstellen interpoliert werden muß. Die zuverlässige zweidimensionale Interpolation eines irregulären ebenen Punktgitters ist keineswegs trivial und wurde mit einem Algorithmus nach [1] durchgeführt (**Bild 4**).



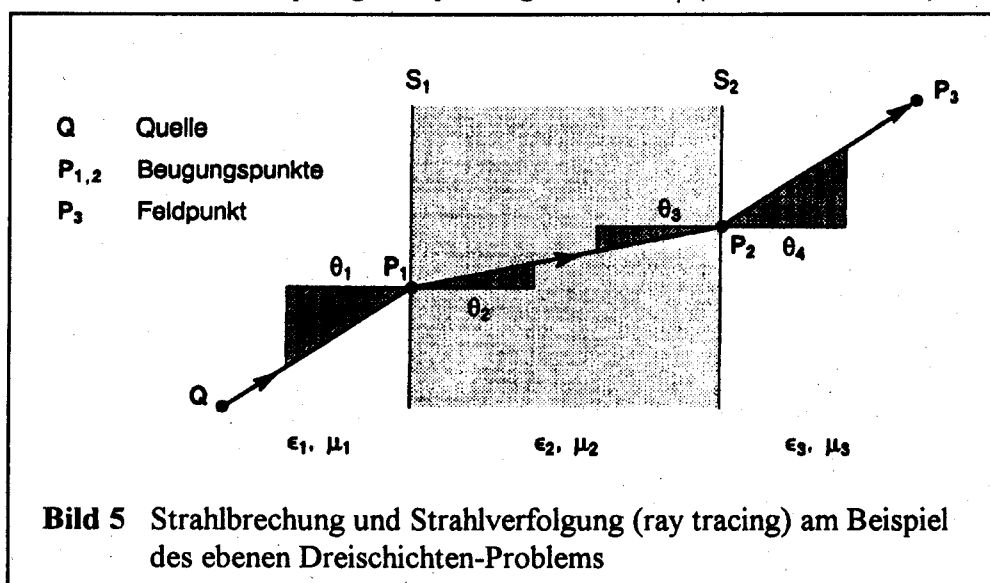
Das transmittierte Feld im Integrationspunkt P_3 erhält man in Abhängigkeit vom Feld der Quelle (E_θ, E_ϕ) durch folgenden Zusammenhang:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = [T] \begin{pmatrix} E_\theta \\ E_\phi \end{pmatrix} \frac{e^{-j\tau}}{\tau_1} \sqrt{\frac{F_1 \cos \theta_1}{F_3 \cos \theta_3}}$$

Die (3×2) -Matrix $[T]$ realisiert Koordinatentransformationen und Fresnelsche Brechungsterme; sie wird durch Multiplikation von 11 Teilmatrizen gebildet. Der Phasenterm τ setzt sich aus der elektrischen Weglänge

$$\tau = k_1 |\vec{r}_1| + k_2 |\vec{r}_2 - \vec{r}_1| + k_3 |\vec{r}_3 - \vec{r}_2|$$

von der Quelle Q bis zu dem Feldpunkt P_3 zusammen (**Bild 5**); die Vektoren \vec{r}_i mit $i=1,2,3$ zeigen dabei vom Koordinatenursprung zum jeweiligen Punkt P_i (siehe auch **Bild 1**).



Von der Quelle Q bis zum Punkt P_1 breitet sich eine Kugelwelle aus, d.h. $\tau_1 = k_1 |\vec{r}_1|$. Der Wurzelausdruck

$$\sqrt{(F_1 \cos \theta_1) / (F_3 \cos \theta_3)}$$

wird als **Divergenzfaktor** bezeichnet und beschreibt die Aufweitung des Strahlenbündels auf seinem weiteren Weg durch die Linse vom Punkt P_1 bis P_3 . Der Quotient ist hier das Verhältnis der auf die jeweilige Ausbreitungsrichtung bezogenen Paneelflächen F_1 und F_3 im Eingangs- und Ausgangsquerschnitt eines betrachteten Strahlenbündels (siehe **Bild 4**). Dabei sind θ_1 und θ_3 die Winkel des jeweils einfallenden Strahls mit der lokalen Flächennormalen auf S_1 bzw. S_3 .

2.4. Berechnung des Strahlungsfeldes

Die Abstrahlung des kreisförmig belegten Teils der Referenzebene kann nur näherungsweise bestimmt werden. Mit Hilfe der Physikalischen Optik (PO) [6] erhält man durch Integration über die transversalen Aperturfelder E_x und E_y die Feldstärken E_θ und E_ϕ im freien Raum (**Bild 6**). Der Vorfaktor $(1 + \cos \theta)$ in nachfolgenden Gleichungen resultiert aus der Annahme einer ebenen Welle in der Apertur. Das Aperturfeld strahlt in diesem Fall wie eine Huygens-Quelle. Man erhält die Komponenten des Strahlungsfeldes:

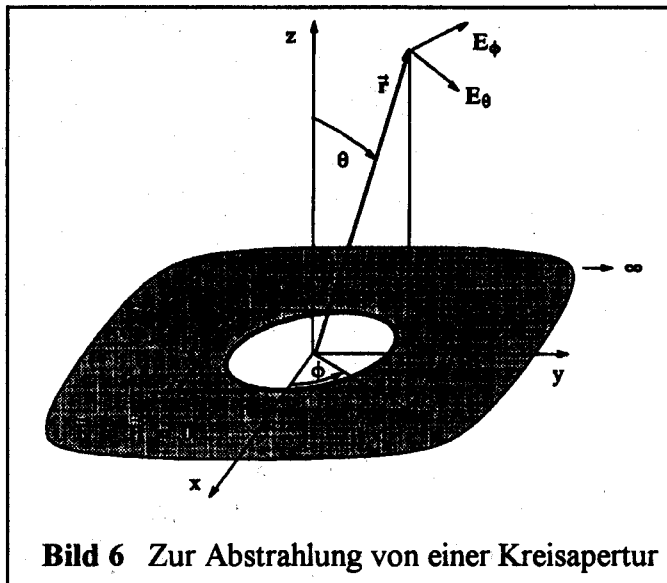


Bild 6 Zur Abstrahlung von einer Kreisapertur

$$E_{\theta}(r, \theta, \phi) = j k_0 \frac{e^{-j k_0 r}}{4 \pi r} (1 + \cos \theta) \times \\ \times [P_x \cos \phi + P_y \sin \phi]$$

$$E_{\phi}(r, \theta, \phi) = j k_0 \frac{e^{-j k_0 r}}{4 \pi r} (1 + \cos \theta) \times \\ \times [P_y \cos \phi - P_x \sin \phi]$$

mit den Aperturfeldintegralen [5]

$\vec{P} = P_x \vec{e}_x + P_y \vec{e}_y$ als Fourier-Transformierte der Belegungsfunction:

$$\vec{P}(r, \theta, \phi) = \int_{x=-D/2}^{D/2} \int_{y=-\sqrt{D^2/4-x^2}}^{\sqrt{D^2/4-x^2}} \vec{E}(x, y) \exp [j k_0 \sin \theta (x \cos \phi + y \sin \phi)] F(x, y, r) dy dx$$

und den transversalen Aperturfeldern $\vec{E} = E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y$. 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 Aperturberandung alle elektrischen und magnetischen Feldkomponenten in der x - y -Ebene als Null angenommen werden (**Bild 6**). Der im Integranden auftretende Fresnel-Faktor $F(x, y, r)$ ergibt sich zu:

$$F(x, y, r) = \begin{cases} \exp \left\{ \frac{-j k_0}{2 r} \left[x^2 + y^2 - \sin^2 \theta (x \cos \phi + y \sin \phi)^2 \right] \right\} & \text{im Fresnel - Bereich } \frac{D^2}{2 \lambda_0} < r < \frac{2 D^2}{\lambda_0} \\ 1 & \text{im Fraunhofer - Bereich } r \geq \frac{2 D^2}{\lambda_0} \end{cases}$$

$D > \lambda_0$ ist der Aperturdurchmesser in der jeweiligen Diagrammschnittebene. Mit dem erstellten Rechenprogramm ist man in der Lage, Richtdiagramme der ko- und kreuzpolaren Feldkomponenten in allen Schnitten im Fresnel- oder im Fraunhofer-Bereich zu ermitteln.

3. Numerische Ergebnisse

Es wurde eine Linse, deren Geometrie in **Bild 7** dargestellt ist, ins unmittelbare Nahfeld eines Hohlleiter- gespeisten Parabolreflektors mit der Brennweite F gebracht. Die elektrische Feldstärke der H_{01} -Speisewelle sei horizontal - also in x -Richtung - polarisiert.

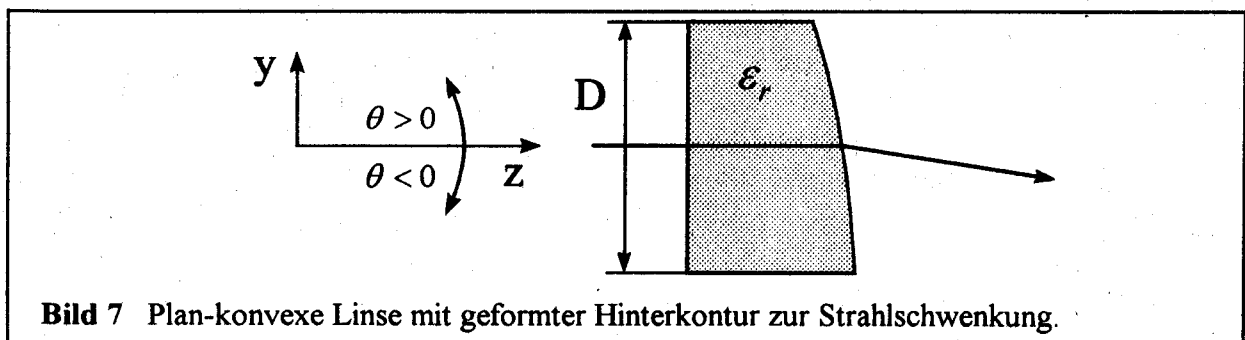
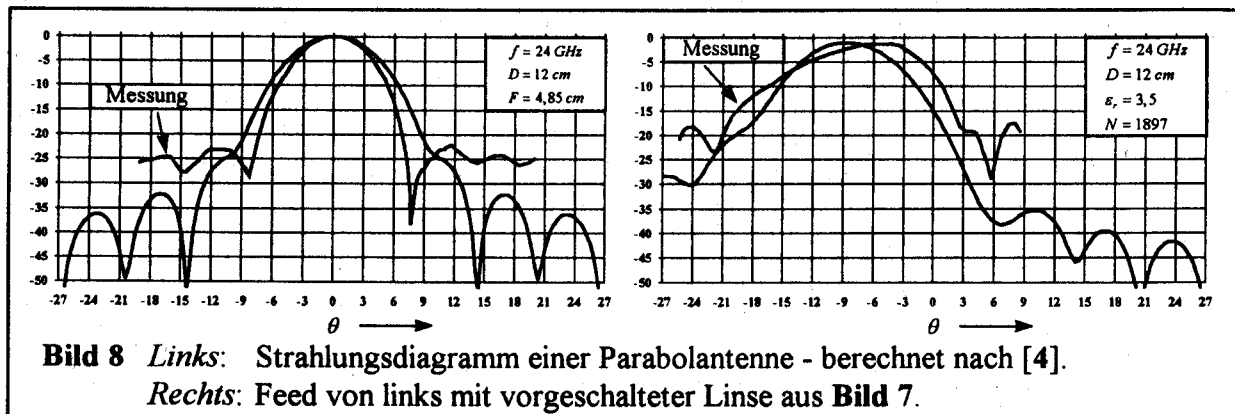


Bild 7 Plan-konvexe Linse mit geformter Hinterkontur zur Strahlschwenkung.

Die kopolaren Fernfeld-Strahlungsdiagramme in der H-Ebene (y-z-Elevationsdiagramme) nur des Parabol-Erregers und der Kombination aus Parabol mit vorgeschalteter Linse werden im **Bild 8** miteinander verglichen. Deutlich ist die Strahlschwenkung in Richtung negativer θ -Werte, hervorgerufen durch den Einfluß der Linse, zu erkennen. Das Strahlungsdiagramm des Parabol-Erregers wurde mit Näherungsformeln nach [4] bestimmt. Für die Berechnung der Linse wurden insgesamt $N = 1897$ Einzelstrahlen berücksichtigt, deren lokale TEM-Felder auf einem äquidistant interpolierten Gitter numerisch integriert wurden. Dargestellt ist jeweils die Größe $20 \lg \left(\left| \frac{E_\theta}{E_{\max}} \right| \right)$. Das Maximum der Diagramme *mit* Linse liegt um ca. 1,1 dB niedriger als *ohne*.



Die in die Diagramme mit eingezeichneten Meßkurven zeigen gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten und bestätigen die Genauigkeit des Analyseverfahrens.

4. Ausblick

Das vorgestellte Verfahren zur Berechnung der polarisationsabhängigen Brechung und Abstrahlung bei Linsenantennen eignet sich sehr gut als Grundlage für ein Syntheseverfahren zur Diagrammoptimierung. Mittels eines geeigneten Optimierungsverfahrens - z.B. Evolutionsstrategie o.ä. - kann man sich durch fortlaufende Deformation der Linsenkonturen ein gewünschtes Richtdiagramm erzeugen. Die Tatsache, daß die Polarisation bei der Analyse der Einzelstruktur berücksichtigt wird, läßt erwarten, daß genauere Ergebnisse als mit herkömmlichen geometrisch-optischen Verfahren erreicht werden können. Die gute Übereinstimmung mit Meßergebnissen ist sehr ermutigend.

5. Literatur

- [1] Akima, H.: A Method of Bivariate Interpolation and Smooth Surface Fitting for Irregularly Distributed Data Points. ACM Trans. Math. Software 4 (1978) H. 2, S. 148-159.
- [2] Huder, B.; Boheim, M.: Einsatz dielektrischer Linsen in Millimeterwellenantennen. ITG-Fachtagung "Antennen", Wiesbaden 1990, ITG-Fachbericht 111, S. 351-355.
- [3] Mott, H.: Polarization in Antennas and Radar. New York: John Wiley & Sons, 1986.
- [4] Rudge, A.W.: Multiple-Beam Antennas: Offset Reflectors with Offset Feeds. IEEE Trans. Antennas Propagation AP-23 (1975), H. 5, S. 317-322.
- [5] Silver, S.: Microwave Antenna Theory and Design. New York: McGraw-Hill, 1949.
- [6] Sletten, C. J.: Reflector and Lens Antennas. Norwood: Artech House, 1988.
- [7] Stöckl, G.; Fasold, D.: Numerische Auslegung dielektrischer Linsen. ITG-Diskussionsitzung "Mehrelementantennen", Bad Dürkheim 1992, Tagungsband S. 25-28.