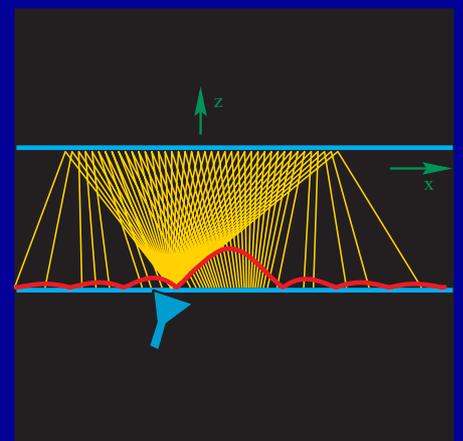
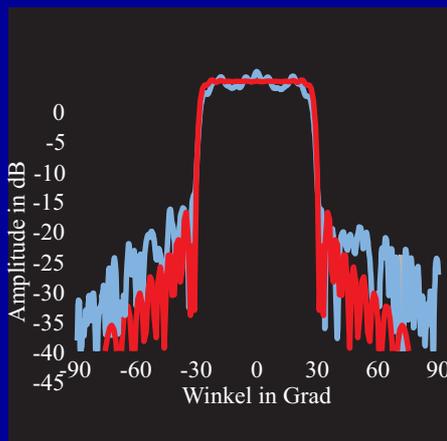
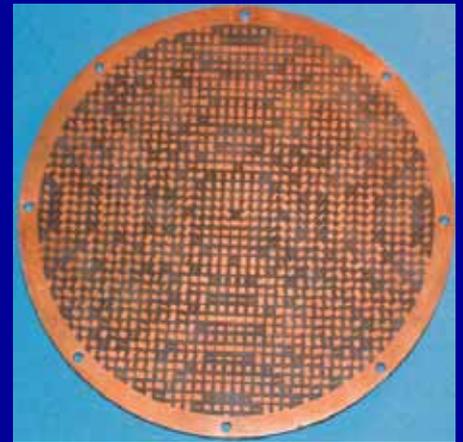
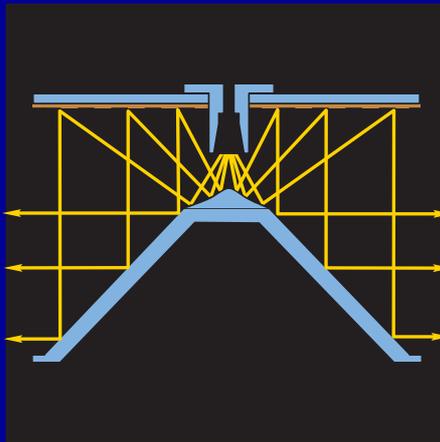


## Untersuchung von quasi-planaren Antennen mit sektorförmiger und omnidirektionaler Strahlungscharakteristik im Millimeterwellenbereich



# Untersuchung von quasi-planaren Antennen mit sektorförmiger und omnidirektionaler Strahlungscharakteristik im Millimeterwellenbereich



## **Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
der Fakultät für Ingenieurwissenschaften  
der Universität Ulm

von

**Ralf Leberer**

aus Tettnang

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Menzel
  2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Rolf Jakoby
- Amtierender Dekan: Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Pfeleiderer

### **Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek**

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2005

Zugl.: Ulm, Univ., Diss., 2005

ISBN 3-86537-540-5

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2005

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

[www.cuvillier.de](http://www.cuvillier.de)

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2005

Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-540-5

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität Ulm, Abteilung Mikrowellentechnik.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Menzel für die Betreuung meiner Doktorarbeit, seine Unterstützung, die zahlreichen Anregungen und das gute Arbeitsklima.

Herrn Prof. Dr. Jakoby von der TU Darmstadt danke ich für die Übernahme des Koreferats und die gewissenhafte Beurteilung der Dissertaion.

Herzlichen Dank auch an meine Kollegen und Freunde die mir in den vergangenen Jahren mit Rat und Tat zur Seite gestanden sind. Ganz besonders Dr. Frank Bögelsack, der mir mit seiner Erfahrung und seinem kritischen Auge wertvolle Tipps bei der Erstellung der Arbeit geben konnte.

Meinem Schwager Peter Walz danke ich für die Untersützung bei der Korrektur dieser Arbeit.

Besonders bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern, die mich in allen meinen Entscheidungen und Lebensphasen unterstützt haben und somit einen wesentlichen Teil zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Ulm, im Juli 2005

Ralf Leberer



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Feldtheoretische Simulationsverfahren</b>	<b>5</b>
2.1	Die Methode der Finiten Integrale . . . . .	5
2.2	Die Methode der Finiten Elemente . . . . .	8
2.3	Das Spektralbereichsverfahren für periodische Strukturen . . . . .	9
2.3.1	Anwendung des Spektralbereichsverfahrens auf periodische Strukturen . . . . .	10
2.3.2	Anwendung des Spektralbereichsverfahrens auf quasi-periodische Strukturen . . . . .	12
2.3.3	Strahlungscharakteristik einer Einheitszelle . . . . .	13
2.4	Vergleich verschiedener Berechnungsverfahren bei frequenzselektiven Flächen . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Sektorantennen</b>	<b>17</b>
3.1	Gefaltete Sektorantennen mit synthetisierter Phasenverteilung . . . . .	18
3.1.1	Strahlungsintegrale und Vektorpotenzialfunktionen . . . . .	21
3.1.2	Fernfeld-Strahlung bei eindimensionalen Stromverteilungen . . . . .	22
3.1.3	Phasensynthese eines linearen Arrays . . . . .	25
3.1.4	Messergebnisse . . . . .	33
3.1.5	Vergleich von Simulation und Messung . . . . .	40
3.1.6	Auswirkungen von Amplituden- und Phasenfehlern . . . . .	41
3.2	Gefaltete Sektorantenne mit synthetisierter Phasen- und Amplitudenverteilung . . . . .	48
3.2.1	Voruntersuchung: Quasi-periodische Arrays mit großem Reflexionsphasengradienten . . . . .	51
3.2.2	Reflexionsgesetz planarer Reflektoren mit frequenzselektiven Oberflächen . . . . .	55
3.2.3	Leistungsdichtequotient bei Doppelreflektoranordnungen . . . . .	57
3.2.4	Energieerhaltung bei frequenzselektiven Reflektoren . . . . .	60
3.2.5	Designbeispiel einer 22°-Sektorantenne bei 58 GHz . . . . .	64
3.2.6	Auswirkung von Amplituden- und Phasenfehlern . . . . .	78

<b>4</b>	<b>Omnidirektionale Antennen</b>	<b>79</b>
4.1	Doppelreflektor-Antennen mit einfacher Hohlleiterspeisung . . . .	80
4.1.1	Die Speisung . . . . .	81
4.1.2	Der planare Reflektor . . . . .	82
4.1.3	Der konische Reflektor . . . . .	86
4.1.4	Parasitäre Auswirkungen des Aufbaus auf die Strahlungs- charakteristik . . . . .	86
4.1.5	Messergebnisse . . . . .	87
4.2	Doppelreflektor-Antennen mit koaxialer Speisung . . . . .	95
4.2.1	Vertikale Polarisierung . . . . .	96
4.2.2	Horizontale Polarisierung . . . . .	103
4.2.3	Zirkulare Polarisierung . . . . .	103
4.3	Dreifachreflektor-Antennen . . . . .	108
4.3.1	Das Zweimodenhorn . . . . .	109
4.3.2	Subreflektordesign . . . . .	110
4.3.3	Der planare Reflektor . . . . .	114
4.3.4	Der konische Reflektor . . . . .	114
4.3.5	Anwendungsbeispiel . . . . .	114
4.4	Triplate-Antenne . . . . .	124
4.4.1	Das Antennen-Design . . . . .	125
4.4.2	Das Antennen-Array . . . . .	128
4.4.3	Messergebnisse . . . . .	131
4.5	Parallelplatten-Antenne . . . . .	135
4.5.1	Das Antennen-Design . . . . .	135
4.5.2	Das Antennen-Array . . . . .	138
4.5.3	Messergebnisse . . . . .	140
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>145</b>
<b>A</b>	<b>Strahlungsintegrale und Vektorpotenzialfunktionen</b>	<b>147</b>
<b>B</b>	<b>Die Poissonsche Summenformel</b>	<b>153</b>
<b>C</b>	<b>Zirkulares Speisehorn</b>	<b>155</b>
<b>D</b>	<b>Abtasttheorem bei diskreten planaren Reflektoren</b>	<b>159</b>
<b>E</b>	<b>Äquivalenter Krümmungsradius bei planaren Reflektoren</b>	<b>161</b>
<b>F</b>	<b>Die klassische Strahlenoptik - ein kurzer Überblick</b>	<b>165</b>
F.1	Energieerhaltung in der GO . . . . .	165
F.2	Reflexion an Oberflächen . . . . .	166

<b>G</b>	<b>Übergang Rechteckhohlleiter-Koaxialleiter</b>	<b>169</b>
<b>H</b>	<b>Übergänge zu Triplate-Leitern</b>	<b>171</b>
	H.1 Koaxial-Triplate-Übergang . . . . .	171
	H.2 Hohlleiter-Triplate-Übergang . . . . .	171
<b>I</b>	<b>Feldtheoretische Betrachtung von Radialleitungen</b>	<b>175</b>



## Formelzeichen und Indizes

Im Folgenden werden die Bedeutungen der in dieser Arbeit verwendeten Formelzeichen erläutert. Mathematische Formelzeichen werden in der Regel durch Kursivschrift vom restlichen Text abgesetzt (z.B.  $c$ ). Vektoren werden durch einen Pfeil (z.B.  $\vec{E}$ ), Tensoren durch einen Balken (z.B.  $\bar{G}$ ) und Größen im Spektralbereich durch eine Tilde (z.B.  $\tilde{A}$ ) gekennzeichnet. In einigen wenigen Fällen wird von der DIN 1304 abgewichen und sich an die gängigen Notationen der Standardliteratur gehalten.

$A$	Fläche, magnetisches Vektorpotenzial, Einheitszellengröße in $x$ -Richtung, Amplitude, Normierungsfaktor
$a$	Abmessung einer Rechteckmetallisierung in $x$ -Richtung, (normierte) Amplitude
$B$	magnetische Induktion, Einheitszellengröße in $x$ -Richtung
$b$	Abmessung einer Rechteckmetallisierung in $y$ -Richtung, magnetischer Fluss
$C$	Konstante zur Normierung
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$D$	dielektrische Verschiebungsdichte, Aperturdurchmesser
$e$	Basis des natürlichen Logarithmus, Einheitsvektor, Potenzialunterschied
$E$	elektrische Feldstärke
$f$	Frequenz, allgemeine Funktion
$F$	elektrisches Vektorpotenzial, allgemeine Funktion
$G$	Greensche Dyade, Antennengewinn
$h$	Höhe einer Substratschicht, Abstand zwischen Reflektoren
$H$	magnetische Feldstärke
$i$	Index
$I$	Amplitude, Index
$j$	imaginäre Einheit, elektrische Stromdichte, Besselfunktion 1. Art, Index
$J$	elektrischer Strom, elektrische Stromdichte, Index
$k$	Wellenzahl, Index
$K$	Index
$l$	Länge
$L$	Länge
$m$	Index

$M$	magnetischer Strom, magnetische Stromdichte
$n$	Index
$N$	Konstante, Besselfunktion 2. Art (Neumannfunktion)
$P$	Punkt, Leistung
$Z$	Wellenwiderstand
$Q$	Punkt
$r$	Entfernungsvektor, Radius
$R$	Radius, allgemeine Funktion
$s$	Strecke
$t$	Zeit
$u$	Substitution, transformierte Variable
$V$	kubische Einheitszelle
$x$	kartesische Koordinate im Ortsbereich
$y$	kartesische Koordinate im Ortsbereich
$z$	kartesische Koordinate im Ortsbereich
$Z$	Greensche Dyade
$\alpha$	kartesische Koordinate im Spektralbereich
$\beta$	kartesische Koordinate im Spektralbereich, Ausbreitungskonstante
$\delta$	Dirac-Funktion
$\epsilon$	Dielektrizitätszahl
$\epsilon_r$	relative Dielektrizitätszahl
$\eta$	Substitution
$\theta$	Winkel
$\lambda$	Wellenlänge
$\lambda_0$	Wellenlänge im Vakuum oder Luft
$\lambda_{eff}$	effektive Wellenlänge
$\mu$	Permeabilität
$\mu_r$	Permeabilitätszahl
$\nu$	Konstante
$\xi$	Substitution
$\pi$	Kreiszahl
$\rho$	Radius, Ladungsdichte
$\tau$	Substitution, Variable
$\phi$	Winkel
$\Phi$	skalares Potenzial, Reflexionsphase
$\psi$	Phasenfunktion
$\omega$	Kreisfrequenz, Winkel

# 1 Einleitung

Nach dem Boom des Mobiltelefonsektors hat sich in den vergangenen Jahren auch die Anzahl anderer drahtloser Netzwerke vervielfacht. Allen voran haben sich Point-to-Multipoint-Systeme (PMPS) bzw. Local-Multipoint-Distribution-Systeme (LMDS) wie zum Beispiel die W-LAN-Systeme nach den IEEE 802.11-Standards sowohl für den privaten Sektor als auch in der Geschäftswelt etabliert. Drahtlose Geräte standen lange im Ruf langsam zu sein und eine geringe Funktionalität aufzuweisen; ein weiteres Problem waren die hohe Kosten. Aufgrund neuer Standards, Kooperationen, hoher Stückzahlen und günstigerer Produktionsverfahren und Technologien sind drahtlose Produkte heute hingegen für breite Konsumentenschichten erschwinglich.

Hinsichtlich der Geschwindigkeit können drahtlose Netzwerke inzwischen durchaus mit verschiedenen kabelgebundenen Netzwerken konkurrieren. Durch die Nutzung lizenzfreier Frequenzbänder werden zwar Kosten gesenkt, aber durch die nur begrenzt zur Verfügung stehende Bandbreite ist die Datenrate pro Benutzer mit zunehmender Benutzeranzahl deutlich eingeschränkt. Ein Ausweg ist die Nutzung höher liegender Frequenzbänder. Dabei wird dem **Millimeterwellenbereich** zunehmend Interesse geschenkt, da dieser spezielle Vorteile bietet: Die kürzere Wellenlänge ermöglicht die Herstellung kleinerer und leichter Komponenten, wovon der kommerzielle Erfolg von mobilen Geräten stark abhängt. Die dafür notwendigen Technologien sind in den letzten Jahren kostengünstiger oder überhaupt erst verfügbar geworden. Im asiatischen Raum, allen voran in Japan, oder in den USA, wo die Federale Communication Commission im Jahr 2001 ein 7 GHz breites Frequenzband zwischen 57 GHz und 64 GHz für drahtlose Kommunikation zur lizenzfreien Nutzung freigegeben hat, wird das 60 GHz-Band bereits intensiv für lokale Indoor-Netzwerke genutzt [1]. Weltweit ist eine lizenzfreie Nutzung des Bandes zwischen 57 GHz und 59 GHz durch das World Administrative Radio Council (WARC) ermöglicht. Die hohe atmosphärische Dämpfung von ca. 10 dB/km [2] auf Grund der hohen Absorption durch Sauerstoff zwischen 50 GHz und 70 GHz reduziert sowohl die verfügbare Reichweite eines Systems als auch den Interferenz-Level. Somit ist eine hohe Wiederverwendbarkeit einzelner solcher Systeme möglich, ohne dass eine sorgfältige Frequenzplanung notwendig wird, um gegenseitige Störungen benachbarter Systeme zu minimieren. Außerdem erhöht sich dadurch die Abhörsicherheit.

Die Antenne spielt in flächendeckenden Funknetzwerken mit zellularer Netzstruktur, in LMDS oder bei Point-to-Point-Verbindungen eine Schlüsselrolle.

Neben guten elektrischen Eigenschaften wie hoher Gewinn, hoher Nebenkeulenabstand, guter Unterdrückung der Kreuzpolarisation werden bestimmte Anforderungen an die Strahlungscharakteristik der Antenne gestellt, um z.B. Gebiete im Freien oder in Gebäuden optimal auszuleuchten oder auch um bestimmte Bereiche zu isolieren. Die Antennen müssen auch bestimmten mechanischen Ansprüchen genügen, geringes Gewicht und Abmessungen besitzen, belastbar und unempfindlich gegenüber Umwelteinflüssen und kostengünstig herstellbar sein. Die ETSI-Standards<sup>1</sup> beinhalten einen Großteil dieser Forderungen und bilden oft die Richtlinie bei der Entwicklung von Antennen für Kommunikationsanwendungen.

Da eine individuelle Anpassung der Strahlungscharakteristik einzelner Antennen an die jeweilige Umgebung zu aufwendig ist, werden in der Regel Antennen mit Sektorcharakteristik oder Omnidirektionalstrahler verwendet, um eine flächendeckende Ausleuchtung eines Gebiets zu erreichen. Sektorantennen strahlen die Leistung in einem Winkelbereich im Azimut, meist  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  oder  $90^\circ$ , gleichmäßig ab, außerhalb des Sektors soll möglichst wenig Leistung abgestrahlt werden. In der Elevation ist weiterhin eine schmale Keule gefordert.

Bei Omnidirektionalstrahlern handelt es sich um Antennen mit rotationssymmetrischer Fernfeldcharakteristik. Bis auf wenige Ausnahmen weisen existierende Antennen jedoch eine nicht zu vernachlässigende Welligkeit im Azimut auf. Ziel dieser Arbeit ist, mit neuen Konzepten die vorgegebenen Charakteristiken möglichst genau zu simulieren und mit einem einfachen und kostengünstigen Aufbau zu realisieren.

Diese zwei Antennentypen, mit omnidirektionaler und sektorförmiger Strahlungscharakteristik, reichen in der Regel aus, um in einem zellularen Netz eine guter Versorgung bzw. Ortswahrscheinlichkeit zu erreichen, den C/I-Wert<sup>2</sup> zu maximieren [3] und die Mehrwegeausbreitung, die vor allem in geschlossenen Räumen verstärkt auftritt, zu reduzieren.

Der erste Teil dieser Arbeit (Kapitel 3) beschäftigt sich mit der Synthese von Antennen mit **sektorförmiger Strahlungscharakteristik** im Azimut und kleiner Keulenbreite in der Elevation. Eine hohe Flankensteilheit der Sektorcharakteristik kann in der Regel nicht mit Hilfe von einzelnen Elementen erreicht werden; eine Ausnahme bilden elektrisch große Reflektorantennen, sogenannte Shaped-Beam-Reflektorantennen, deren gewölbte Oberflächen mit optischen Verfahren (GO: geometrical optics, PO: physical optics, GTO, u.a., siehe [4, 5]) berechnet werden können. In Kapitel 3 werden planare gefaltete Reflexionsarray-Anordnungen [6] zur Erzeugung einer Sektorcharakteristik untersucht. Die Fernfeldcharakteristik wird hier über die komplexe Amplitudenverteilung in der Apertur bzw. auf der Reflektoroberfläche kontrolliert. Bei den Berechnungsverfahren zur Bestimmung des erforderlichen komplexen Amplitu-

---

<sup>1</sup>European Telecommunication Standards Institute

<sup>2</sup>carrier-to-interference-ratio

---

denverlaufs des Reflexionsarrays wird zwischen zwei Methoden unterschieden: zwischen reinen Phasen-Synthese-Methoden, bei denen der Betrag der Amplitudenverteilung fest vorgegeben ist und nur der Phasenverlauf für die Synthese der Charakteristik herangezogen wird, und Verfahren, bei denen sowohl Phasen- als auch Amplitudenverlauf in der Apertur bzw. entlang des Arrays variiert werden. Die direkte Berechnung der notwendigen Feldverteilung in der Apertur ist in der Regel nicht möglich, weshalb in den verschiedenen Berechnungsverfahren mathematische Näherungen verwendet werden oder mit iterativen Verfahren eine oft suboptimale Lösung gefunden wird. Eine anschließende Optimierung der berechneten Werte ist notwendig um die geforderten Toleranzschemata zu erfüllen.

Soll neben der Phasenverteilung auch die Amplitudenbelegung modifiziert werden, ist eine Doppelreflektoranordnung notwendig [7]. Die Reflexion am ersten Reflektor kann zur Synthese der Amplitudenverteilung genutzt werden, bei der Reflexion der Welle am zweiten Reflektor erfolgt dann die Anpassung des Phasenverlaufs. Dabei kommen, wie schon bei der Anordnung mit einem Reflektor, planare quasi-periodische Reflexionsarrays zum Einsatz. Diese Reflektoren haben den Vorteil, leicht, dünn, preisgünstig und reproduzierbar zu sein, und weisen gegenüber anderen gedruckten Antennentypen, vor allem bei zunehmender Größe, geringe Verluste auf. Die hier verwendeten Reflektoren bestehen aus rechteckigen Metallisierungen auf einem Mikrowellen-Substrat mit durchgehender Rückseitenmetallisierung. Diese können genutzt werden, um Phase und Polarisation der einfallenden Welle bei der Reflexion entsprechend zu verändern, indem die Geometrien der reflektierenden Elemente verändert wird. Die Berechnung erfolgt mit der Annahme periodisch fortgesetzter Einheitszellen unter Verwendung eines Standard-**Spektralbereichsverfahrens** und dem Theorem von Floquet [8, 9].

Im zweiten Teil (Kapitel 4) werden verschiedene Antennenkonfigurationen untersucht, um eine **omnidirektionale Strahlungscharakteristik** im Azimut und schmaler Keulbreite in der Elevation zu erzeugen. Dabei werden unterschiedliche Wellenleitertypen verwendet und deren Vor- und Nachteile diskutiert. In einer ersten Variante werden planare und konische Reflektoren verwendet, um Phase, Polarisation und Ausbreitungsrichtung der Welle zu verändern. Hierbei wird die Auswirkung unterschiedlicher Speisungen des planaren Reflektors auf die Strahlungscharakteristik untersucht. Neben einer einfachen und leicht herzustellenden Speisung durch einen Rundhohlleiter mit der  $TE_{11}$ -Mode bei 58 GHz wird die Speisung durch ein Koaxial-Horn und eine Zweimodenhorn-Subreflektor-Anordnung präsentiert. Die Polarisationsanpassung erfolgt allein durch den planaren Reflektor. Die omnidirektionale Charakteristik wird durch die Reflexionen einer ebenen Welle an einem konischen Reflektor erzeugt (Kapitel 4.1-4.3).

In einer weiteren Variante eines omnidirektionalen Strahlers wird ein planarer

Wellenleiter aus zwei Substratschichten verwendet. Erstmals ist es gelungen, mit einer rein planaren und nicht rotationssymmetrischen Struktur ein omnidirektionale Charakteristik mit weniger als 1 dB Welligkeit im Azimut zu erzeugen. Durch Schlitze in der oberen und unteren Massemetallisierung einer Triplateleitung kann eine nahezu perfekte omnidirektionale Charakteristik im Azimut erzeugt werden. Die Keulenbreite in der Elevation wird durch serielle Aneinanderreihung mehrerer Schlitzpaare reduziert.

Abschließend wird eine vollständig rotationssymmetrische Anordnung aus Parallelplattenleitern mit koaxialer Speisung präsentiert. Auch hier wird durch eine Array-Anordnung die Keulenbreite in der Elevation verkleinert. Um Abschattungen durch die Speiseleitungen der Einzelstrahler zu verhindern, wird eine axiale Speisung mit Leistungsteilern verwendet. Die Phaseneinstellung der Einzelstrahler des äquidistanten Arrays erfolgt durch unterschiedliche Füllung der Parallelplattenleiter mit Materialien unterschiedlicher Permittivität.

Zunächst werden im folgenden Kapitel 2 die zur Bestimmung des elektromagnetischen Verhaltens der angesprochenen Antennentypen notwendigen Grundlagen und Verfahren beschrieben. Bei diesen bereits in Software umgesetzten Verfahren werden deren Einschränkungen, Vor- und Nachteile diskutiert und deren Anwendung auf periodische Strukturen verglichen.

## 2 Feldtheoretische Simulationsverfahren

In der Hochfrequenztechnik sind Schaltungssimulatoren unerlässlich, um schnell aussagekräftige Vorhersagen über das Verhalten von Schaltungen zu bekommen und diese zu optimieren. Die Genauigkeit und der Parameterbereich der dabei eingesetzten Modelle verbessert sich zunehmend. Schaltungssimulatoren können jedoch nur sehr begrenzt die Verkopplung benachbarter Leitungen, Strahlungsverluste und eine Reihe anderer Effekte erfassen. Außerdem sind für nicht standardisierte Wellenleiter, für neuartige Bauelemente oder ungewöhnliche Schaltungselemente oft keine Simulationsmodelle vorhanden. In diesen Fällen ist eine ressourcenintensive Vollwellenanalyse unumgänglich.

Das elektromagnetische Verhalten wird im makroskopischen Bereich durch die Maxwell'schen Gleichungen mathematisch beschrieben. In der Mikrowellentechnik sind in der Vergangenheit eine Reihe von Verfahren entwickelt worden, um diese Gleichungen in eine für Rechner geeignete Form zu bringen und sie dann numerisch zu lösen.

Eine übliche Unterteilung der Verfahren ist die Einteilung in Zeit- und Frequenzbereichsverfahren. Zeitbereichsverfahren bei diskretisiertem Raum sind sehr flexibel und für eine Vielzahl verschiedenster Probleme einsetzbar, benötigen jedoch in der Regel viel Ressourcen (Rechenzeit, Arbeitsspeicher, Festplattenspeicher, ...). Frequenzbereichsverfahren dagegen sind meist nur unter bestimmten Randbedingungen anwendbar, benötigen hohen analytischen Aufwand und sind speziell auf das Problem anzupassen. Dafür können sie geeignete Probleme mit weniger Speicherbedarf und in relativ kurzer Zeit mit hoher Genauigkeit lösen. Mit schnellen Rechnern ist es heutzutage möglich, das elektrische Verhalten von bereits relativ komplizierten und komplexen Strukturen, bei denen eine rein analytische Berechnung nicht mehr möglich ist, in vertretbarer Rechenzeit zu simulieren. Die im Folgenden vorgestellten Methoden wurden bereits alle ausführlich in der Literatur diskutiert und werden deshalb nur kurz dargestellt und deren Verwendung im Zusammenhang mit dieser Arbeit hervorgehoben.

### 2.1 Die Methode der Finiten Integrale

Die Methode der Finiten Integrale (MFI) [10, 11] ist ein Zeitbereichsverfahren, das 1977 von Weiland entwickelt wurde und eng verwandt mit dem Verfahren der Finiten Differenzen im Zeitbereich (engl. Finite Difference Time Domain, FDTD) ist. Hier werden die Maxwell'schen Gleichungen in integraler Form neu

in diskreter Form formuliert. Durch die Diskretisierung von Raum und Zeit können nahezu beliebige Geometrien und Signalformen simuliert werden. Eine Anregung (häufig ein modulierter Gaußimpuls) breitet sich entlang der Struktur aus. Mit den erzeugten Feldern an definierten Wellentoren können mit Hilfe der Fouriertransformation Größen, wie z.B. Streuparameter, bestimmt werden.

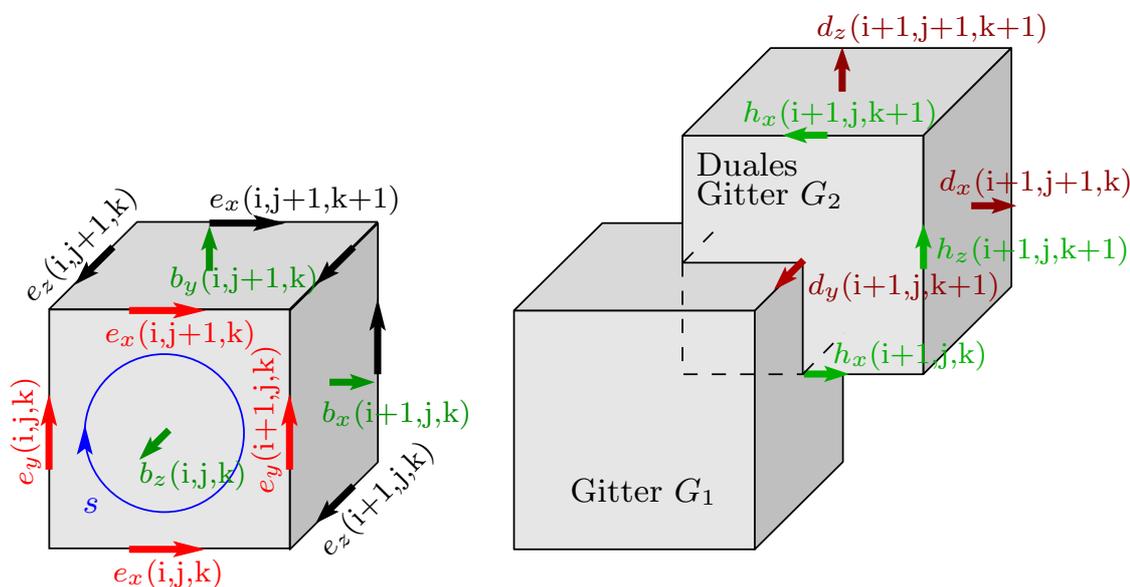
### Diskretisierung des Raumes

Der erste Schritt der Diskretisierung ist die Aufteilung des begrenzten dreidimensionalen Simulationsgebiets in eine endliche Anzahl von einfachen Zellen  $V_m$ . Die Zellen können z.B. tetraedrischer oder kubischer Form sein und müssen exakt aneinander passen. Der Einfachheit halber wird im Folgenden von kubischen Zellen und einem kartesischen Koordinatensystem ausgegangen, wobei je nach Problemstellung ein beliebig anderes System verwendet werden kann. Der Bereich einer einzelnen Zelle wird wie folgt beschrieben

$$V_{i,j,k} = [x_i, x_{i+1}] \cdot [y_j, y_{j+1}] \cdot [z_k, z_{k+1}],$$

$$i = 1, \dots, I - 1, \quad j = 1, \dots, J - 1, \quad k = 1, \dots, K - 1, \quad (2.1)$$

wobei die Eckpunkte entlang den Koordinatenachsen  $x$ ,  $y$  und  $z$  mit  $i$ ,  $j$  und  $k$  durchnummeriert sind (Bild 2.1 links).



**Bild 2.1:** Links: Gitterzelle  $V_{i,j,k-1}$  des diskretisierten Raums  $G_1$  mit den elektrischen Gitterspannungen  $e$  entlang den Kanten und dem magnetischen Fluss  $b$  durch die Quaderflächen. Rechts: duales, um eine halbe Gittergröße verschobenes Gitter.

### Maxwellgleichungen im diskretisierten Raum

Um die Maxwellschen Gleichungen in computergerechte Form zu transformieren, wird nun eine einzelne Volumenzelle betrachtet. Das Induktions-Gesetz in integraler Form

$$\oint_{\partial A} \vec{E} d\vec{s} = - \iint_A \frac{\partial}{\partial t} \vec{B} d\vec{A} \quad (2.2)$$

kann für die Wand  $A_z(i, j, k)$  einer Zelle  $V_n$  als Differenzgleichung geschrieben werden (Bild 2.1)

$$e_x(i, j, k) + e_y(i + 1, j, k) - e_x(i, j + 1, k) - e_y(i, j, k) = -\frac{d}{dt} b_z(i, j, k), \quad (2.3)$$

wobei

$$e_x(i, j, k) = \int_{(x_i, y_i, z_i)}^{(x_{i+1}, y_i, z_i)} \vec{E} d\vec{s}$$

den Potenzialunterschied zwischen zwei benachbarten Eckpunkten darstellt und das Ringintegral entlang der blauen Kurve  $s$  in Bild 2.1 links als Summe der vier Kantenfelder  $e$  dargestellt werden kann. Der Wert  $b_z(i, j, k) = \int \vec{B} d\vec{A}$  repräsentiert den magnetischen Fluss durch die Zellwand  $A_z(i, j, k)$ . Auf vergleichbare Weise können die anderen Maxwellschen Gleichungen diskretisiert werden. Für das Durchflutungs- und das Gaußsche Gesetz wird das in Bild 2.1 rechts dargestellte duale Gitter herangezogen, dessen Eckpunkte die Mittelpunkte des Ausgangsgitters bilden.

### Diskretisierung der Zeit

Die raumdiskreten aber zeitkontinuierlichen Maxwellgleichungen werden auch im Zeitbereich diskretisiert, so dass eine numerische Berechnung möglich wird. Je nach Formulierungs- und Diskretisierungsansatz haben explizite Lösungsverfahren von Differenzialgleichungen die Eigenschaft, numerische Lösungen zu liefern, die nicht stabil, d.h. für alle Zeit beschränkt oder evtl. ungenau sind. Bei dem Differenzenschema nach Yee [12] in seiner Grundform, das mit dem Schema in Bild 2.1 eng verwandt ist, ist die maximale Größe des Zeitschritts durch die Grenze

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (2.4)$$

vorgegeben, wobei  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  und  $\Delta z$  die Abmessungen der kleinsten Gitterzelle sind. Bei Einbeziehung unterschiedlicher Randbedingungen kann sich die Stabilitätsbedingung deutlich ändern. Insbesondere führen absorbierende Randbedingungen zu zusätzlichen härteren Zeitschrittbedingungen.

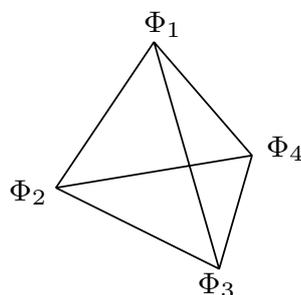
### Anwendung der MFI

Die MFI ist vergleichsweise jung und ist nur in wenigen kommerziellen Programmen umgesetzt. In Rahmen dieser Arbeit wurde das Programm Microwave Studio von CST [13] verwendet, um das elektromagnetische Verhalten passiver linearer Strukturen zu bestimmen.

## 2.2 Die Methode der Finiten Elemente

Bei der Methode der finiten Elemente (MFE) wird der Simulationsbereich in kleinere Gebiete unterteilt, in denen das Feld durch lokale mehrdimensionale Funktionen repräsentiert wird. Dabei kann diese Methode nicht nur bei der Berechnung elektromagnetischer Probleme eingesetzt werden, sondern findet vor allem in der Mechanik, Thermodynamik und zahlreichen anderen Bereichen Anwendung. 1968 wurde die Methode zum ersten Mal von Zienkiewicz und Arlett auf elektrodynamische Probleme angewendet [14] und deren Genauigkeit und Effizienz ein Jahr später durch die Verwendung von Polynomen höherer Ordnung verbessert [15].

Zur Überprüfung von Simulationsergebnissen anderer Berechnungsmethoden wird im Rahmen dieser Arbeit die auf der MFE beruhende Software HFSS der Firma Ansoft [16] eingesetzt. Diese füllt den Simulationsbereich mit einem tetraedrischen Gitter und nutzt das Verfahren, um die Helmholtzgleichung im Simulationsgebiet zu lösen. Dabei werden die Potenziale an den Ecken der Tetraeder gespeichert (Bild 2.2). Die Potenziale innerhalb dieser Zelle werden aus diesen Knotenwerten interpoliert. Durch Entwicklung der Potenziale in vollständige Orthonormalsysteme kann die Helmholtzgleichung, wie bei der MFI (Kapitel 2.1), in eine Matrixgleichung umgewandelt und mit numerischen Standardverfahren (z.B. nach Rayleigh, Ritz) gelöst bzw. minimiert werden.



**Bild 2.2:** Tetraeder als Einheitselement für die Methode der finiten Elemente mit den Potenzialen  $\Phi_{1..4}$  an den Ecken.

## 2.3 Das Spektralbereichsverfahren für periodische Strukturen

Das Spektralbereichsverfahren eignet sich besonders zur Analyse planarer Strukturen und wurde in einer Reihe von Beiträgen bereits ausführlich diskutiert, z.B. in [17, 18, 19, 20, 21]. Die bei Mikrosteifenleitungen, Koplanarleitungen, Finleitungen oder anderen planaren Leitungstypen auftretenden Feldkomponenten  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  können über Integralgleichungen aus den elektrischen und magnetischen Stromdichten  $\vec{J}$  und  $\vec{M}$  auf den Leitern bestimmt werden:

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}) &= \iiint_{V'} \left[ \bar{G}_{E,J}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}(\vec{r}') + \bar{G}_{E,M}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{M}(\vec{r}') \right] dV', \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \iiint_{V'} \left[ \bar{G}_{H,J}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}(\vec{r}') + \bar{G}_{H,M}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{M}(\vec{r}') \right] dV'. \quad (2.5)\end{aligned}$$

Die Greenschen Dyaden  $\bar{G}_{E,J}$ ,  $\bar{G}_{E,M}$ ,  $\bar{G}_{H,J}$  und  $\bar{G}_{H,M}$  geben einen Zusammenhang zwischen einer elektrischen bzw. magnetischen Einheitsquelle am Punkt  $\vec{r}'$  und den daraus resultierenden Feldern an der Stelle  $\vec{r}$ . Eine Berechnung dieser vier Tensoren kann z.B. über die direkte Methode oder bei unendlich ausge dehnten homogenen und isotropen Dielektrikaschichten über den in der Regel einfacheren Immitanzansatz [22, 23] erfolgen. Wird vereinfachend angenommen, dass die Metallisierungsdicken unendlich dünn und ideal leitend sind, treten nur elektrische Stromdichten tangential zu den Metallisierungen auf und die Greenschen Dyaden reduzieren sich zu einer  $2 \times 2$ -Matrix  $\bar{Z}$  und (2.5) zu

$$\vec{E}_{s,t}(\vec{r}) = \iint_{A'} \bar{Z}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}_t(\vec{r}') dA'. \quad (2.6)$$

Der Index  $s$  verdeutlicht, dass es sich um Streufelder durch die Stromdichteverteilung auf den Metallisierungen handelt. Ein anregendes Feld  $\vec{E}_{\text{ein}}$  überlagert sich mit dem gestreuten elektrischen Feld  $\vec{E}_s$  zu  $\vec{E}_{\text{tot}} = \vec{E}_{\text{ein}} + \vec{E}_s = 0$ , da auf dem idealen Leiter das Feld verschwinden muss. Das anregende Feld setzt sich aus dem direkt einfallenden und dem reflektierten Feld einer Welle zusammen. Die Lösung von Gleichung (2.6) und die Bestimmung der Greenschen Dyade im Ortsfrequenzbereich (Spektralbereich) gestaltet sich deutlich einfacher als in ihrer ursprünglichen Form in Ortsbereich. Ohne die allgemeine Gültigkeit zu verletzen, kann Gleichung (2.6) bzw. die darin vorkommenden Größen mit Hilfe der zweidimensionalen Fouriertransformation

$$\tilde{f}(\alpha, \beta) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{j(\alpha x + \beta y)} dx dy \quad (2.7)$$

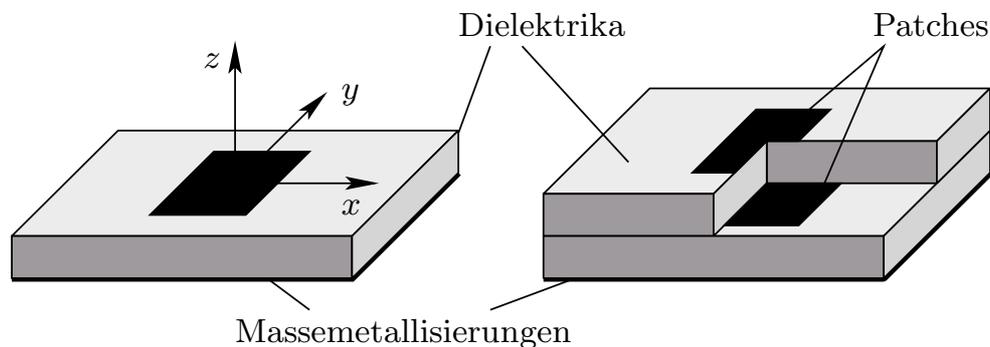
in den Spektralbereich transformiert werden. Gleichung (2.6) lautet nach der Transformation in den Spektralbereich

$$\tilde{\tilde{Z}}(\alpha, \beta) \cdot \tilde{\tilde{J}}(\alpha, \beta) = \tilde{\tilde{E}}_{tot}(\alpha, \beta) - \tilde{\tilde{E}}_{ein}(\alpha, \beta). \quad (2.8)$$

Gleichung (2.8) wird mit Hilfe des Galerkinverfahrens [24, 9] in eine inhomogenes Gleichungssystem transformiert. Dabei wird die unbekannte Stromdichteverteilung in eine Reihe von bekannten Basisfunktionen mit noch zu bestimmender Gewichtung entwickelt. Da die Möglichkeit besteht, über eine entsprechende Wahl des vollständigen Funktionensystems das Verhalten der real existierenden Stromdichteverteilung auf dem Leiter (z.B. Kantenfeldüberhöhung) bereits zu berücksichtigen, weist das Spektralbereichsverfahren eine gute numerische Effizienz auf.

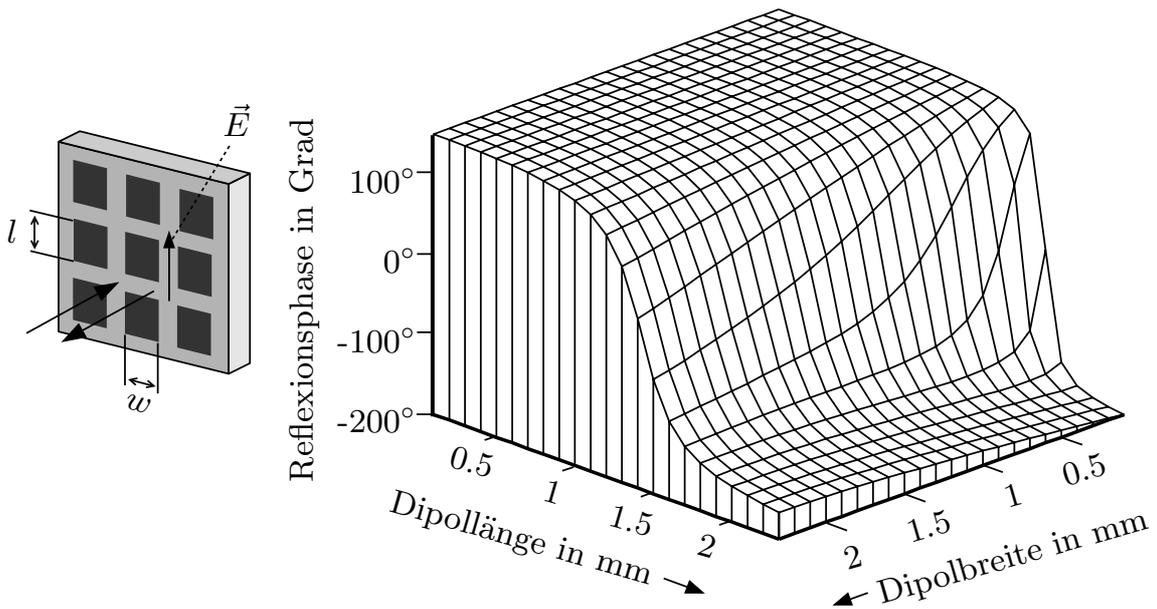
### 2.3.1 Anwendung des Spektralbereichsverfahrens auf periodische Strukturen

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Spektralbereichsverfahren eingesetzt, um das elektromagnetische Verhalten periodischer Strukturen zu bestimmen. Dabei handelt es sich um eine entlang der  $x$ - und  $y$ -Achse periodisch wiederholte Anordnung der in Bild 2.3 dargestellten Einheitszelle. Auf einer oder mehreren



**Bild 2.3:** Einheitszelle mit einer Substratschicht (*links*) und zwei Schichten (*rechts*) mit jeweils einem Patch pro Schicht.

Substratschichten befinden sich jeweils rechteckförmige Metallisierungen (Patches bzw. Dipole). Auf der Rückseite des untersten Substrats befindet sich eine durchgehende Massemetallisierung. Die Anregung der Struktur erfolgt i.d.R. senkrecht von oben durch eine ebene Welle. Die Periodizität kann bei der Berechnung mit Hilfe des Floquet-Theorems [8] ausgenutzt werden, und es fließen nur diskrete fouriertransformierte Variablen in den Berechnungsprozess ein. Das Gleichungssystem kann nach den unbekanntem Gewichtungsfaktoren aufgelöst und daraus der Reflexionskoeffizient der Welle bestimmt werden. Während die



**Bild 2.4:** Reflexionsphase einer ebenen Welle, die an einem planaren Reflexionsarray reflektiert wird (Frequenz 58 GHz, Substratdicke 0.254 mm, Dielektrizitätszahl 2.2, Zellgröße 2.4 mm  $\times$  2.4 mm, senkrechter Einfall der Welle).

Amplitude im verlustlosen Fall eins ist, hängt die Phase des Koeffizienten im Wesentlichen von der Länge und zum geringeren Teil auch von der Breite des Patches ab (Bild 2.4).

Mit solche Patchanordnungen können Polarisatoren [25] und Twistreflektoren [26] aufgebaut werden. Mit Einzelschicht-Strukturen und rechteckigen Patches können in der Regel nicht alle Reflexionsphasenwerte erzeugt werden. So wird z.B. bei einem Substrat mit der Dicke 0.254 mm, der Permittivität 2.2 und einer Zellgröße von 2.4 mm bei 58 GHz nur ein Phasenbereich von etwa  $320^\circ$  abgedeckt. Zwar kann mit gekoppelten Patch-Schlitz-Strukturen wie in [27] auch bei Einzelschicht-Strukturen ein Phasenbereich von über  $360^\circ$  erreicht werden, jedoch kann bei diesen Anordnungen nur eine Polarisation genutzt werden. Diese sind somit ungeeignet für den Aufbau gefalteter Antennen oder für Polarisationsmodifikationen.

Bei Mehrschichtstrukturen wird häufig ein bestimmtes Größenverhältnis zwischen den Patches auf den unterschiedlichen Schichten gewählt. Sinnvollerweise werden Patches auf den oberen Schichten kleiner als die darunter liegenden gewählt, um Abschattungseffekte zu reduzieren. Mit Mehrschichtstrukturen wie in [28] kann nicht nur der komplette  $360^\circ$ -Phasenbereich abgedeckt werden, sondern ein bestimmter Phasenwert kann evtl. über zwei oder mehrere unterschiedliche Patch-Kombinationen eingestellt werden. Diese Auswahl ermöglicht

eine Optimierung hinsichtlich der Bandbreite und der Fehlereigenschaften eines Arrays [29]. Außerdem ergibt sich ein deutlich flacherer Phasenverlauf über der Patchlänge und somit eine signifikante Verbesserung der Toleranzempfindlichkeit und Bandbreite der verwendeten Elemente [30, 31].

Der komplexere Aufbau erhöht jedoch die Material- und Fertigungskosten, vergrößert den Rechenaufwand deutlich und bringt zusätzliche Fehlermöglichkeiten bei der Positionierung der Substrate mit sich. Bei schrägem Einfall der anregenden Welle auf Mehrschichtstrukturen ist außerdem eine größere Abweichung der Reflexionsphasen im Gegensatz zum orthogonalen Einfall zu erwarten als bei Einzelschichtstrukturen. Die in dieser Arbeit präsentierten planaren Reflektoren bestehen alle aus einer Schicht, um vor allem den mechanischen Aufwand möglichst gering zu halten. Die Tatsache, dass nicht alle Phasenwerte mit dieser Methode eingestellt werden können, wird soweit wie möglich in die Synthese einbezogen.

Bei Wellen mit orthogonaler Polarisierung entlang den Patchkanten ist es möglich, die Reflexionsphasen beider Komponenten unabhängig voneinander einzustellen. Das wird in den folgenden Kapiteln genutzt, um eine Drehung oder Wandlung der Polarisierung der Welle bei der Reflexion zu bewirken. Des Weiteren können dadurch Reflektoren mit zwei unterschiedlichen Strahlungsdiagrammen, unterschiedlichen Positionen des Speisehorns oder für zwei verschiedene Frequenzen hergestellt werden.

### 2.3.2 Anwendung des Spektralbereichsverfahrens auf quasi-periodische Strukturen

Bei quasi-periodischen Strukturen handelt es sich um eine periodische und äquidistante Anordnung von Zellen, die unterschiedlich aufgebaut sind. In dem hier behandelten Fall handelt es sich um Zellen konstanter Größe, aber mit verschieden großen Patches. In zahlreichen Veröffentlichungen wurde gezeigt, dass weiterhin eine Berechnung der Reflexionsphase einzelner Zellen unter Annahme vollständiger Periodizität erfolgen kann, ohne zu große Abweichungen von der realen Reflexionsphase zu erhalten. Die unterschiedliche Verkopplung zu benachbarten Zellen im quasi-periodischen Fall führt zu einer leichten Veränderung des Phasenwerts gegenüber der periodischen Anordnung.

Die Unterschiede zwischen realer Reflexionsphase und der im idealisierten periodischen Fall sind besonders dann ausgeprägt, wenn zwei benachbarte Zellen stark unterschiedliche Patchgrößen beinhalten, also z.B. am Rand von Reflexions-Arrays, wo die äußersten Patches in einer Richtung überhaupt keine Nachbarn haben, in Bereichen, in denen die quasi-periodische Anordnung z.B. durch ein Speisehorn gestört wird oder an Stellen, bei denen auf Grund eines  $360^\circ$ -Sprungs sich auch die Patchdimensionen von sehr klein auf groß sprunghaft ändern.

Außerdem wird bei der Berechnung der Reflexionsphase vorausgesetzt, dass die Anordnung von einer senkrecht einfallenden ebenen Welle angeregt wird. Das ist im Allgemeinen nicht der Fall, da ein Reflexions-Array in der Regel von einem nur wenige Wellenlängen entfernten Speisehorn ausgeleuchtet wird und somit die Welle auf jedem Punkt des Reflektors aus einer anderen Richtung einfällt. Zwar ist grundsätzlich die Berechnung des Reflexionswinkels auch bei schrägem Einfall möglich, jedoch nur, wenn der Ausfallswinkel dem Einfallswinkel entspricht. Unterscheiden sich beide Winkel, wie es bei einem quasi-periodischem Array normalerweise der Fall ist, bleibt nur eine Lösung mit Hilfe von Vollwellenprogrammen, die jedoch schon bei sehr kleinen Reflektoren bezüglich der verfügbaren Ressourcen an ihre Grenzen geraten. Untersuchungen haben jedoch gezeigt, dass die durch die vereinfachenden Annahmen entstehende Abweichung vertretbar ist und funktionierende Reflexionsarrays damit aufgebaut werden können [32, 33, 17].

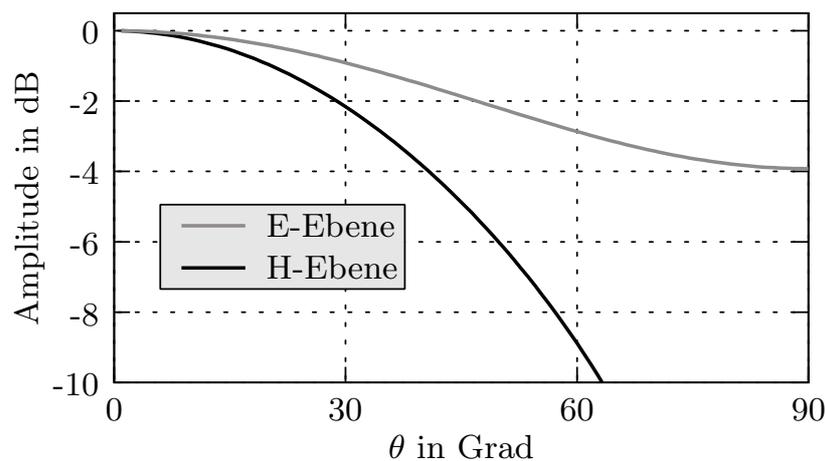
### 2.3.3 Strahlungscharakteristik einer Einheitszelle

Die verwendeten planaren Reflektoren können als ein zweidimensionales Antennenarray betrachtet werden, wobei stark vereinfacht die Reflexionsphasen der Einheitszellen unabhängig voneinander über die Patchgrößen eingestellt werden können (wie oben beschrieben). Die Strahlungscharakteristik einer Gruppenantenne setzt sich aus dem Produkt der Einzelcharakteristik und der Gruppencharakteristik zusammen, wenn unter anderem die zwei folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- nur identische Strahlerelemente (bzw. gleiche Stromdichteverteilung, abgesehen von einem komplexen Faktor) und
- gleiche Ausrichtung aller Strahlerelemente im Raum.

Während der zweite Punkt bei planaren Reflektoren in der Regel erfüllt ist, treten innerhalb einer in Bild 2.3 gezeigten Einheitszelle deutlich unterschiedliche Stromverteilungen in Abhängigkeit von der Dipolgröße auf. Verschwindet der Dipol und ist nur das Substrat mit Rückseitenmetallisierung vorhanden, bildet sich bei Anregung durch eine ebene Welle eine gleichmäßige Stromdichteverteilung auf der Metallisierung aus.

Befindet sich auf der Substratvorderseite ein Dipol in Resonanz, so treten hier die größten Stromdichten auf. Da die Zellgröße jedoch kleiner als eine halbe Wellenlänge gewählt wird, um Grating Lobes zu vermeiden, unterscheiden sich die Strahlungscharakteristiken von Zellen mit verschiedenen Patchgrößen nur unwesentlich von dem in Bild 2.5 gezeigten Verlauf einer quadratischen Zelle ohne Patch. Mit Patch ist ein leicht flacherer Verlauf der Kurven zu erwarten, da dann die Stromdichte auf einen kleinen Bereich konzentriert ist. Der unterschiedliche Verlauf in der E- und H-Ebene ist nur auf den Raumfaktor  $\cos \theta$



**Bild 2.5:** Strahlungscharakteristik einer einzelnen  $\lambda/2$  großen, quadratischen Einheitszelle nach Bild 2.3 in der E- und H-Ebene ohne Patch und bei Gleichbelegung (entspricht der Anregung durch eine senkrecht einfallende ebene Welle.)

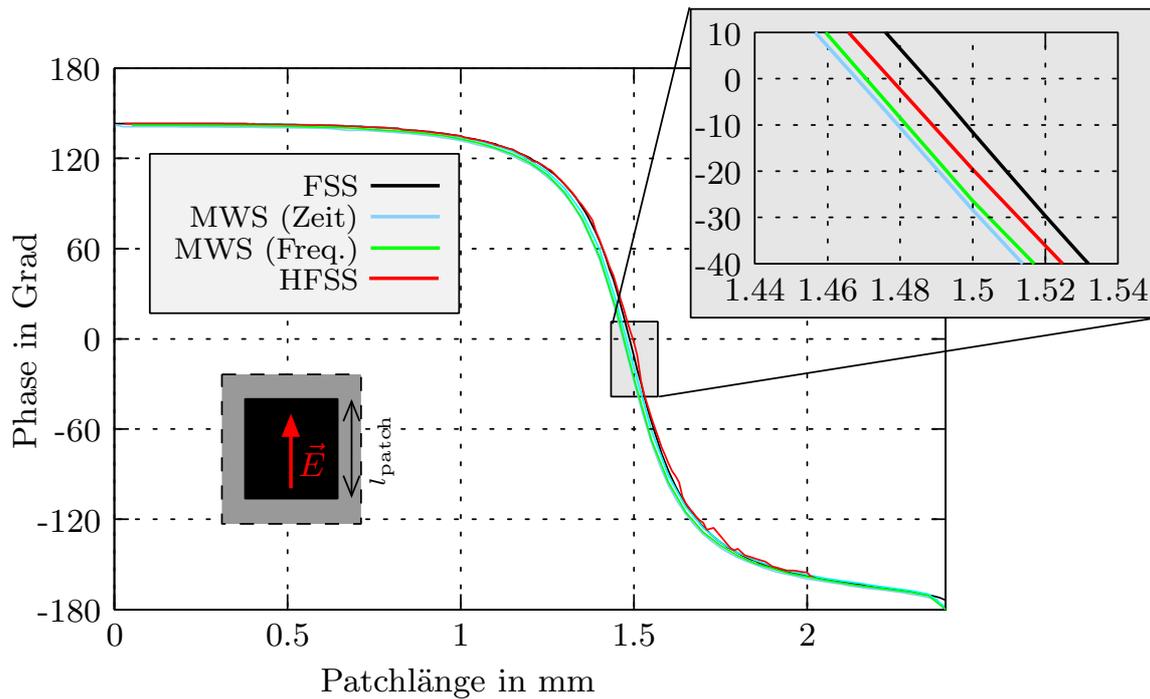
zurückzuführen.

Für die ursprünglichen gefalteten Reflektorantennen mit Abstrahlung nur in einer Richtung bzw. mit sehr schmaler Hauptkeule (engl. Pencil-Beam) ist dieses winkelabhängige Verhalten nicht von Bedeutung. Bei Sektorantennen oder vergleichbaren Charakteristiken kann dies aber zu einer Veränderung der Charakteristik führen und muss ggf. kompensiert werden. Wird der Reflektor zur Wandlung von linearer in zirkuläre Polarisation verwendet und fällt die Welle nicht senkrecht auf den Reflektor ein oder wird nicht in Richtung der Normalen reflektiert, dann kann der unterschiedliche Verlauf in den beiden Hauptebenen zu einem ungewollt großem Achsen-Verhältnis der elliptischen Polarisation führen.

## 2.4 Vergleich verschiedener Berechnungsverfahren bei frequenzselektiven Flächen

Nicht jedes Berechnungsverfahren kann auf jede beliebige Problemstellung zugeschnitten werden. Bei der Simulation stark resonanter Strukturen mit einem Zeitbereichsverfahren klingt die eingespeiste Energie nur langsam ab, und es werden dementsprechend lange Simulationszeiten benötigt. Hierfür sind Frequenzbereichsverfahren geeigneter, während diese bei großer Zellenanzahl auf Grund der benötigten Ressourcen an ihre Grenzen stoßen.

Als Simulations-Beispiel soll eine Einheitszelle eines periodischen Reflexionsarrays dienen, wie sie in Bild 2.3 links dargestellt ist. Bei einem Substrat mit va-



**Bild 2.6:** Reflexionsphasenverlauf über der Patchgröße einer Einheitszelle berechnet mit dem Spektralbereichsverfahren [17], CST Microwave Studio Zeitbereichslöser [13], CST Microwave Studio Frequenzbereichslöser [13] und HFSS von Ansoft [16] ( $h_s = 0.254$  mm,  $\epsilon_r = 2.2$ ,  $A = B = 2.4$  mm,  $f = 58$  GHz).

riabler quadratischer Patchgröße und quadratischer Zellgröße ergeben sich dann Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Simulationsverfahren, wenn sich die Dipole in Resonanz befinden. In Bild 2.6 ist zu sehen, dass sich selbst bei sehr genauer Rechnung Unterschiede in den Reflexionsphasen von bis zu  $20^\circ$ , beim Vergleich mit Orthogonalreihenentwicklungsverfahren<sup>1</sup> sogar bis zu  $30^\circ$  ergeben. Eine Messung als Referenz ist nicht mit ausreichender Genauigkeit möglich. Jedoch kann das Programm FSS [17], in welchem das Spektralbereichsverfahren umgesetzt ist, als sehr verlässlich angenommen werden, da die Stromüberhöhungen entlang den Patchkanten am genauesten erfasst werden und eine eindeutige Konvergenz der Stromentwicklungsfunktionen und Summationstermen festzustellen ist. Die Genauigkeit der Programme HFSS und MWS ist stark von der Gittereinteilung abhängig. Während in Microwave Studio die Kanten der Patches von Anfang an bereits in ein feineres Gitter unterteilt sind und somit die starke Stromdichtenvariation genauer erfasst werden, ist dies bei HFSS erst nach mehreren Iterationsschritten der Fall. Außerdem zeigt sich, dass in diesem spe-

<sup>1</sup>Besonders bei großen Patches kommt es hier zu Konvergenzproblemen.

ziellen Fall das quaderförmige Gitter, wie es bei Microwave Studio verwendet wird, sowohl mit dem Zeitbereichs- als auch mit dem Frequenzbereichslöser zu größeren Abweichungen führt als bei der adaptiven tetraedrischen Gitterstruktur, wie sie im HFSS verwendet wird.

### 3 Sektorantennen

Idealisierte Sektorantennen leuchten einen vorgegebenen Winkelbereich im Azimut, den horizontalen Öffnungswinkel, mit gleichbleibender Leistungsdichte aus. Außerhalb dieses Bereichs wird keine Leistung abgestrahlt. In der Elevation ist meistens eine kleine Keulenbreite oder eine Square-Cosine-Charakteristik zur Entfernungskompensation gefordert [28]. Reale Antennen weichen im Wesentlichen in drei Punkten von der idealisierten Sektorcharakteristik ab:

- Innerhalb des Öffnungswinkels weist die Charakteristik eine Welligkeit auf,
- die Sektorflanken sind endlich steil und
- außerhalb des Öffnungswinkels ist die Strahlungsdichte ungleich Null bzw. der Nebenkeulenabstand ist nicht unendlich.

Ein Grund dafür liegt in der idealen Charakteristik, die nur mit einer unendlich ausgedehnten Antenne erzielt werden kann.

Zur Erzeugung von Sektorcharakteristiken wurden in den letzten Jahren eine dünne Hornantenne [34] und ein Yagi-Uda-Monopol-Array vorgeschlagen [35]. In [36, 37] wurde eine Proximity-Coupled-Taper-Slot-Antenne vorgestellt, die kostengünstig ist und vergleichsweise einfach hergestellt werden kann. Jedoch weisen alle diese Antennen eine sehr große Keulenbreite in der Elevation auf, besitzen sehr flache Sektorflanken und haben einen geringen Nebenkeulenabstand. In modernen Übertragungssystemen mit hohen Datenraten ist jedoch eine scharfe Begrenzung des Sektors von Bedeutung, um Interferenzen mit benachbarten Zellen zu minimieren und die Kanalwiederverwendbarkeit zu erhöhen.

In dieser Arbeit werden erstmals gefaltete Antennen aus planaren frequenzselektiven Reflektoren eingesetzt, um Antennen mit Sektorcharakteristik zu entwerfen. Grundsätzlich können das Verfahren und der Aufbau auch zur Erzeugung einer Vielzahl anderer Charakteristiken verwendet werden [38, 39]. Mit Hilfe planarer Reflektoren ist es möglich, eine nahezu beliebige Reflexionsphasenverteilung und somit auch beliebige Phasenverteilungen in einer fiktiven Apertur in der Reflektorebene zu generieren. Wie in Kapitel 3.1, Seite 18 gezeigt wird, kann über die Phasenverteilung die gewünschte Charakteristik eingestellt werden. Da die Amplitudenverteilung jedoch durch die Ausleuchtung des Reflektors durch das Speisehorn bestimmt wird, kommen sogenannte Phase-Only-Verfahren zum Einsatz, bei denen die Phasenverteilung in der Apertur bei fest vorgegebener Amplitudenverteilung synthetisiert wird.

Das auf Seite 48 anschließende Kapitel 3.2 beschäftigt sich mit der Synthese von Antennenarrays, bei denen sowohl die Amplituden- als auch die Phasenbelegung in einem gewissen Rahmen verändert werden können. Hierzu wird zur getrennten Steuerung von Amplitude und Phase ein weiterer planarer Reflektor benötigt. Dieser wird jedoch in dem fast identischen Aufbau einer gefalteten Sektorantenne [6] in das Polarisationsgitter integriert, ohne dabei den mechanischen Herstellungsaufwand wesentlich zu erhöhen. Da das entwickelte Syntheseverfahren keine direkte analytische Berechnung der Phasenverläufe auf beiden Reflektoren zulässt, müssen Näherungen zur Lösung der Differenzialgleichungen herangezogen werden. Der Prototyp der erstmals nach diesem Verfahren realisierten Sektorantenne zeigt jedoch ein gutes Verhalten. Abweichungen der Messungen von theoretischen Verläufen werden in beiden Teilen untersucht und diskutiert.

### 3.1 Gefaltete Sektorantennen mit synthetisierter Phasenverteilung

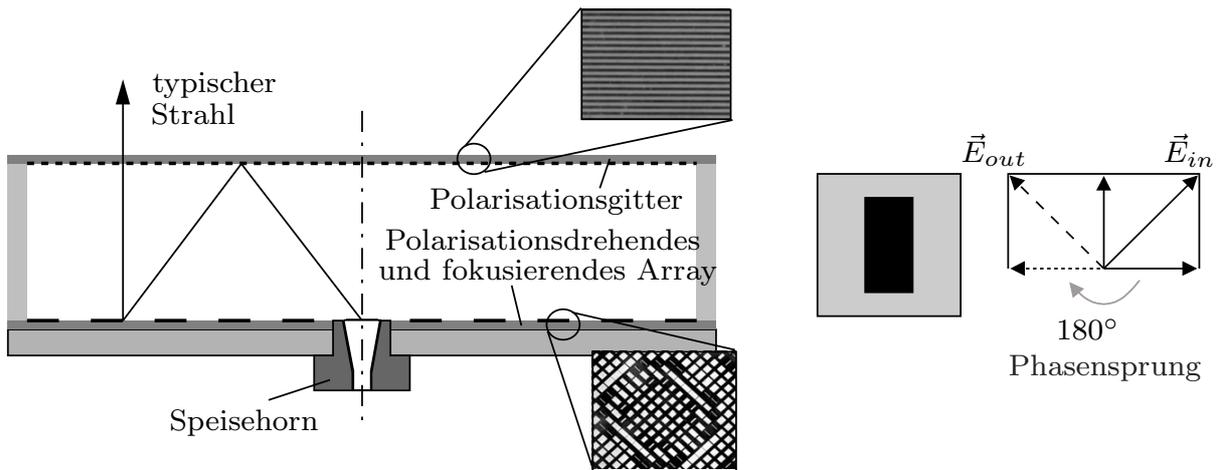
Der in [6] vorgestellte Aufbau einer gefalteten Reflektorantenne mit Pencil-Beam<sup>1</sup> besitzt eine Reihe von Vorteilen gegenüber anderen Reflektoranordnungen. Neben einem mechanisch einfacheren, leichteren und platzsparenderen Aufbau sind planare Reflektoren mit den standardisierten Verfahren der Leiterplattentechnologie deutlich günstiger herzustellen als metallische Reflektoren mit gewölbter Oberfläche. Auf Grund des gefalteten Aufbaus verursacht nur das Speisehorn Abschattungen, nicht jedoch die Halterung, die das Horn positioniert, da diese im Reflektor integriert ist. Ebenso reduziert sich die Bauhöhe der Antenne dadurch um den Faktor zwei gegenüber der nicht gefalteten Anordnung.

Die Antenne ist in Bild 3.1 dargestellt und besteht im Wesentlichen aus drei Elementen: Ein Speisehorn in der Mitte der Anordnung strahlt eine linear polarisierte Welle mit (nahezu) kugelförmiger Phasenfront in Richtung des Polarisationsgitters ab. Das Gitter besteht aus einer gedruckten Struktur mit schmalen metallischen Streifen. Das Mikrowellensubstrat ist ca. eine halbe Wellenlänge dick, um die Einfügedämpfung der transmittierten Welle möglichst gering zu halten. Dahingegen ist die Gitterstruktur so gewählt, dass eine Welle mit zu den Streifen paralleler Polarisation an dem Substrat vollständig reflektiert wird. Beim Antennendesign wird von einem idealen Polarisationsgitter mit idealer Transmission der orthogonalen Polarisation und strahlenoptischer Reflexion der parallelen Polarisation ausgegangen.

Das für 58 GHz optimierte Gitter ist auf einem 1.58 mm dicken Substrat mit einer relativen Dielektrizitätszahl von 2.2 angebracht und besitzt eine Strei-

---

<sup>1</sup>Eine einzelne schmale Hauptkeule.

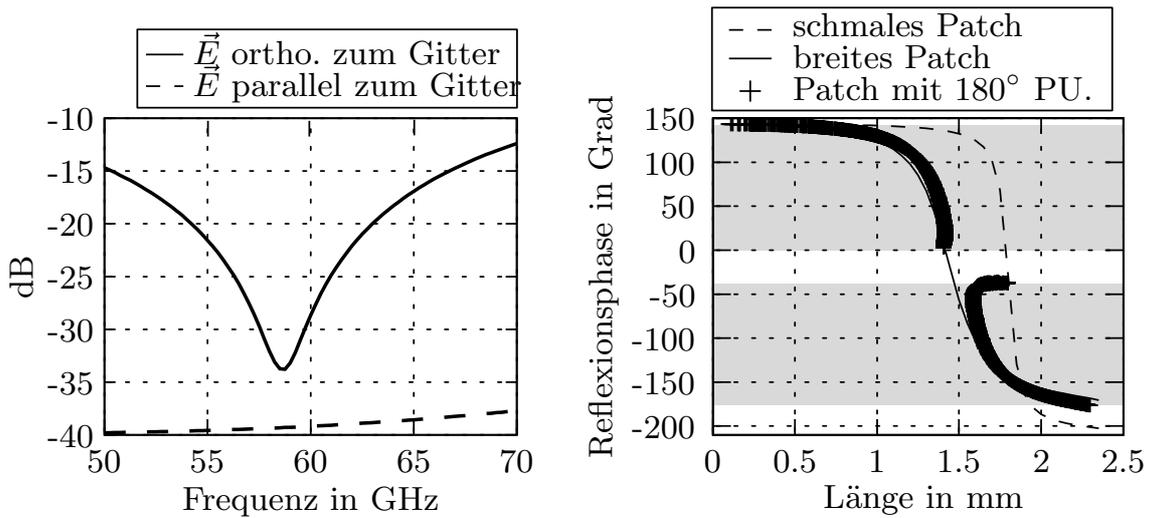


**Bild 3.1:** Grundlegendes Prinzip der gefalteten Reflektorantenne (links) und ein einzelnes Patch mit einfallendem und reflektiertem elektrischem Feld und dessen Komponenten entlang den Patchkanten bei 180° Reflexionsphasenunterschied (rechts).

fendicke von 0.16 mm bei einer Gitterkonstanten von 0.26 mm. Der in Bild 3.2 (links) für die beiden Polarisationen dargestellte Transmissions- und Reflexionsfaktor zeigt ein gutes Verhalten über einen Frequenzbereich von mehreren GHz. Untersuchungen von Encinar [40] haben ergeben, dass sich die Sperrdämpfung und die Transmission bei schrägem Einfall der Welle merklich verschlechtern und im geringen Maße orthogonale Polarisation angeregt wird. Letztendlich muss ein Kompromiss zwischen der Bauhöhe der Antenne bzw. dem dadurch bestimmten minimalen Einfallswinkel auf den Reflektor und der Kreuzpolarisationsunterdrückung eingegangen werden.

Das Gitter ist parallel zur Polarisation des Speisehorns ausgerichtet und reflektiert die Welle in Richtung des planaren Hauptreflektors. Dieser ist, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, aus einem Substrat mit Rückseitenmetallisierung und rechteckigen, periodisch angeordneten Patches auf der Vorderseite aufgebaut und erfüllt zwei Aufgaben: Zu einem muss bei der Reflexion der Welle deren Phase ortsabhängig verändert und die unterschiedlichen Weglängen der Strahlen vom Phasenzentrum des Speisehorns bis zur Reflektoroberfläche kompensiert werden. Im Fall der skizzierten Antenne mit Pencil-Beam muss aus der kugelförmigen Phasenfront eine planare Phasenfront geformt werden, so dass eine ebene Welle den Hauptreflektor in Richtung Polarisationsgitter verlässt. Andere Strahlungscharakteristiken erfordern entsprechend andere Formen der Phasenfront [41, 42, 43, 44, 7].

Zum anderen soll die Polarisation der Welle um 90° gedreht werden, so dass diese nach der Reflexion das Polarisationsgitter ungestört durchdringen kann. Dazu



**Bild 3.2:** *Links:* Reflexion bzw. Transmission an einem Gitter (Gitterkonst. 0.255 mm, Metallisierungsbreite 0.155 mm, Substratdicke 1.575 mm,  $\epsilon_r = 2.2$ ) bei parallel bzw. orthogonal zu den Gitterstreifen einfallendem elektrischem Feld. *Rechts:* Patches mit 180° Reflexionsphasenunterschied bei der Reflexion zweier orthogonaler zu den Patchkanten paralleler Komponenten (Frequenz 58 GHz, Substratdicke 0.254 mm,  $\epsilon_r = 2.2$ , Zellgröße 2.4 mm).

muss die Polarisation der einfallenden Welle, wie in Bild 3.1 (rechts) gezeigt, um 45° zu den Patchkanten gedreht sein. Der elektrische Feldvektor kann nun als Überlagerung zweier orthogonaler, zu den Patchkanten paralleler Komponenten dargestellt werden. Die Reflexionsphase der beiden Komponenten hängt im Wesentlichen von der Ausdehnung des Patches in Richtung des elektrischen Feldes ab, während die Breite nur eine untergeordnete Rolle spielt. Dadurch kann die Reflexionsphase beider Komponenten nahezu unabhängig voneinander über die Patchdimensionen eingestellt werden. Werden nun die Abmessungen so gewählt, dass sich ein Phasenunterschied von 180° zwischen den Komponenten ergibt, besitzt die reflektierte Welle eine um 90° gedrehte Polarisation. Bei dem in Bild 3.1 dargestellten Spezialfall wird die vertikale Komponente phasengleich reflektiert, während die horizontale Komponente bei der Reflexion einen 180° Phasensprung erfährt und das Vorzeichen bzw. die Ausrichtung wechselt. Die Überlagerung beider Komponenten ergibt eine um 90° gegenüber der einfallenden Welle gedrehte Polarisation.

In Diagramm 3.2 (rechts) sind verschiedene Patchabmessungen markiert, die einen Phasenunterschied beider orthogonaler Komponenten von 180° aufweisen und unterschiedliche Absolutphasen besitzen. Bei der in Bild 3.2 (rechts) dargestellten Einzelschicht-Struktur ergeben sich zwei Bereiche mit je ca. 40° Breite,

für die keine Patches mit diesen Absolutwerten existieren. Jedoch können mehr als 75% aller Phasenwerte eingestellt werden. Bei den im Rahmen dieser Arbeit angewandten Syntheseverfahren wird diese Tatsache so weit wie möglich berücksichtigt oder nicht einzustellende Phasenwerte werden andernfalls durch den am nächsten liegenden einstellbaren Wert ersetzt.

Im Folgenden wird nun auf einige Grundlagen eingegangen, die für die Antennensynthese von Bedeutung sind, anschließend wird das verwendete Syntheseverfahren vorgestellt und verschiedene Ergebnisse präsentiert und diskutiert.

### 3.1.1 Strahlungsintegrale und Vektorpotenzialfunktionen

Ein wesentlicher Bestandteil der Antennenanalyse und des Designprozesses ist die Berechnung des Strahlungsverhaltens von Antennen. Bei bekannter oder zumindest nahezu bekannter Stromdichteverteilung, wie das z.B. bei Drahtantennen häufig der Fall ist, kann unter Anwendung der Maxwell-Gleichungen das Fernfeld berechnet werden. Bei Aperturstrahlern mit bekannter Feldverteilung in der Apertur kann mit äquivalenten Strömen in der Ebene der Apertur gerechnet werden.

Aus den Maxwell-Gleichungen kann, wie in Anhang A gezeigt wird, für den Spezialfall eines Stromdichtevektors in  $z$ -Richtung die homogene Differenzialgleichung

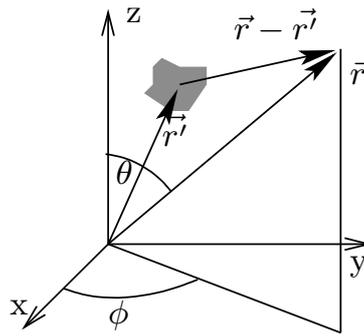
$$\frac{d^2 A_z(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dA_z(r)}{dr} + k^2 A_z(r) = 0, \quad (3.1)$$

hergeleitet werden. Diese besitzt zwei unabhängige Lösungen:

$$A_{z1} = \frac{J_z}{4\pi} \frac{e^{\pm jkr}}{r}, \quad (3.2)$$

die eine nach außen und nach innen laufende Welle repräsentieren. Für die Lösung dieser Problemstellung ist nur die nach außen laufende Welle (negatives Vorzeichen im Exponenten) mit der Quelle im Mittelpunkt interessant. Da es sich hier um lineare Gleichungen handelt, können beliebige Stromverteilungen als eine Überlagerung vieler Punktquellen betrachtet werden. Befindet sich die Quelle nicht im Nullpunkt des Koordinatensystems, sondern an einer beliebigen Position  $\vec{r}'$  im Raum und gesucht ist das Feld an der Position  $\vec{r}$  (Bild 3.3), dann lautet die allgemeine Lösung von (3.1)

$$A_z(\vec{r}) = \frac{J_z}{4\pi} \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}. \quad (3.3)$$



**Bild 3.3:** Koordinatensystem für Fernfeldberechnung

Im Bereich außerhalb der Quelle lautet die Lösung für dynamische Felder und einer beliebigen Stromverteilung im Raum für den Fall, dass der Stromdichtevektor nur aus einer  $z$ -Komponente besteht

$$A_z = \frac{1}{4\pi} \iiint_V J_z \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV'. \quad (3.4)$$

Dementsprechend kann die Lösung für Ströme entlang der  $x$ - und  $y$ -Achse hergeleitet werden, was zu der allgemeinen Form führt

$$\vec{A} = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \vec{J} \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV'. \quad (3.5)$$

Für das elektrische Vektorpotenzial aus magnetischen Ströme gilt analog dazu

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \vec{M} \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV'. \quad (3.6)$$

### 3.1.2 Fernfeld-Strahlung bei eindimensionalen Stromverteilungen

Oft lässt sich die Berechnung des elektrischen und magnetischen Feldes bzw. derer Vektorpotenziale aus einer Stromdichteverteilung im Raum auf ein eindimensionales Problem reduzieren. Beispiel hierfür sind einfache dünne Drahtantennen oder auch rechteckförmige Stromdichteverteilungen mit separierbaren Stromdichtefunktionen. Für eine Stromdichteverteilung entlang der  $z$ -Achse, deren Nullpunkt sich in der Nähe der Stromverteilung befindet, kann im Nenner in Gleichung (3.5) und (3.6) die Näherung

$$|\vec{r}-\vec{r}'| \approx |\vec{r}'| \quad (3.7)$$

angewandt werden, da  $|\vec{r}'| \ll |\vec{r}|$ . Da die Exponentialfunktion im Zähler eine mit  $|\vec{r} - \vec{r}'|$  schnell variierende Funktion ist, erweist sich diese Näherung in diesem Fall als zu ungenau. Hier wird stattdessen die etwas komplexere, aber genauere Näherung

$$|\vec{r} - \vec{r}'| \approx |\vec{r}| - z' \cos \theta \quad (3.8)$$

eingesetzt. Damit ergibt sich für (3.5) die Gleichung

$$A_z \approx \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \underbrace{\int j_z(z') e^{-jkz' \cos \theta} dz'}_{\text{Fourierintegral}} \quad (3.9)$$

mit  $r = |\vec{r}|$  bzw.  $r' = |\vec{r}'|$ . Im Fall einer zweidimensionalen Stromverteilung in der  $x$ - $y$ -Ebene mit separierbarer Stromfunktion

$$\vec{J}(x, y, z) = j_x(x) \cdot j_y(y) \vec{e}_j. \quad (3.10)$$

können die Integrale getrennt behandelt werden und das Ergebnis als Produkt der einzelnen Integrale in  $x$ - und  $y$ -Richtung dargestellt werden:

$$\begin{aligned} \vec{A}(\theta, \phi, r) &= \frac{1}{4\pi} \iint \vec{J}(x', y') \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dA' \\ &\approx \frac{\vec{e}_j}{4\pi r} \underbrace{\iint j_x(x') \cdot j_y(y') e^{-jk(x' \cdot \sin \theta \cos \phi + y' \cdot \sin \theta \sin \phi)} dx' dy'}_{\text{zweidimensionale Fouriertransformation}} \\ &= \frac{\vec{e}_j}{4\pi r} \underbrace{\int j_x(x') e^{-jkx' \cdot \sin \theta \cos \phi} dx'}_{\text{eindim. Fouriertransformation}} \underbrace{\int j_y(y') e^{-jky' \cdot \sin \theta \sin \phi} dy'}_{\text{eindim. Fouriertransformation}}. \quad (3.11) \end{aligned}$$

Eine zweidimensional separierbare Stromdichtefunktion kann also genutzt werden, um zwei voneinander unabhängige Fernfeldcharakteristiken in der  $x$ - $z$ - und  $y$ - $z$ -Ebene zu erzeugen.

Das Integral in (3.9) bzw. die Einzelintegrale in (3.11) entsprechen der Definition nach der eindimensionalen Fouriertransformation, so dass

$$\begin{aligned} A_z &\approx \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int j_z(z') e^{-jkz' \cos \theta} dz' \\ &= \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int j_z(z') e^{-j2\pi\alpha z'} dz' = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \cdot \tilde{j}_z(\alpha) \quad (3.12) \end{aligned}$$

gilt, mit  $2\pi\alpha = k \cdot \cos \theta$ , wobei die mit der Tilde gekennzeichneten Größen fouriertransformiert sind. Die Exponentialfunktion in (3.12) beschreibt die Phasenvariation im Abstand  $r$ , die Freiraumdämpfung wird durch den Faktor  $1/r$

berücksichtigt und die Strahlungscharakteristik ist durch die Fourier-Transformierte der Stromdichteverteilung  $\tilde{j}_z(\alpha)$  gegeben. Dieser Zusammenhang zwischen der Stromdichteverteilung und dem daraus erzeugten Fernfeld wird in den folgenden Kapiteln zur Synthese von Antennencharakteristiken verwendet.

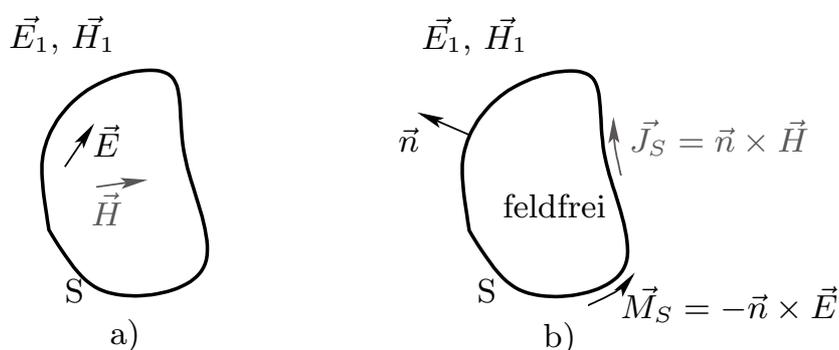
### Äquivalente Ströme

Häufig sind bei Antennen die Ströme auf den Leitern nicht genau bekannt, während aber gute Kenntnisse über die Feldverteilung bestehen. Dies trifft z.B. auf die im Millimeterwellenbereich sehr gängigen Aperturantennen zu. Dazu gehören rechteckige oder runde Hohlleiterhörner, aber auch die später verwendeten planaren Reflexionsarrays können als Aperturstrahler angesehen werden, wenn der Betrag und die Phase des reflektierten Feldes in der Reflektorebene betrachtet werden.

Mit Hilfe der Maxwellgleichungen lassen sich nach dem 1936 von S. A. Schelkunoff eingeführten Äquivalenzprinzip [45] in der Ebene der Apertur äquivalente Ströme berechnen, die dasselbe Strahlungsverhalten aufweisen wie die dazugehörigen Felder. Mit Hilfe dieser Ersatzquellen lässt sich mit dem oben genannten Verfahren das Strahlungsverhalten bestimmen. Ein einfaches Beispiel für die Anwendung des Prinzips ist in Bild 3.4 gezeigt: Die Quelle auf der linken Seite stellt die Apertur einer Antenne mit den elektrischen und magnetischen Feldern  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  dar. Mit dem Äquivalenzprinzip können als Ersatzquellen die sich auf der Oberfläche  $S$  befindenden magnetischen und elektrischen Stromdichten  $\vec{M}$  und  $\vec{J}$  definiert werden, die außerhalb von  $S$  dieselben Felder wie die Originalquellen verursachen. Die Ströme sind

$$\vec{J}_S = \vec{n} \times \vec{H}, \quad (3.13)$$

$$\vec{M}_S = -\vec{n} \times \vec{E}, \quad (3.14)$$



**Bild 3.4:** Original und äquivalente Quellen erzeugen dasselbe externe Feld.

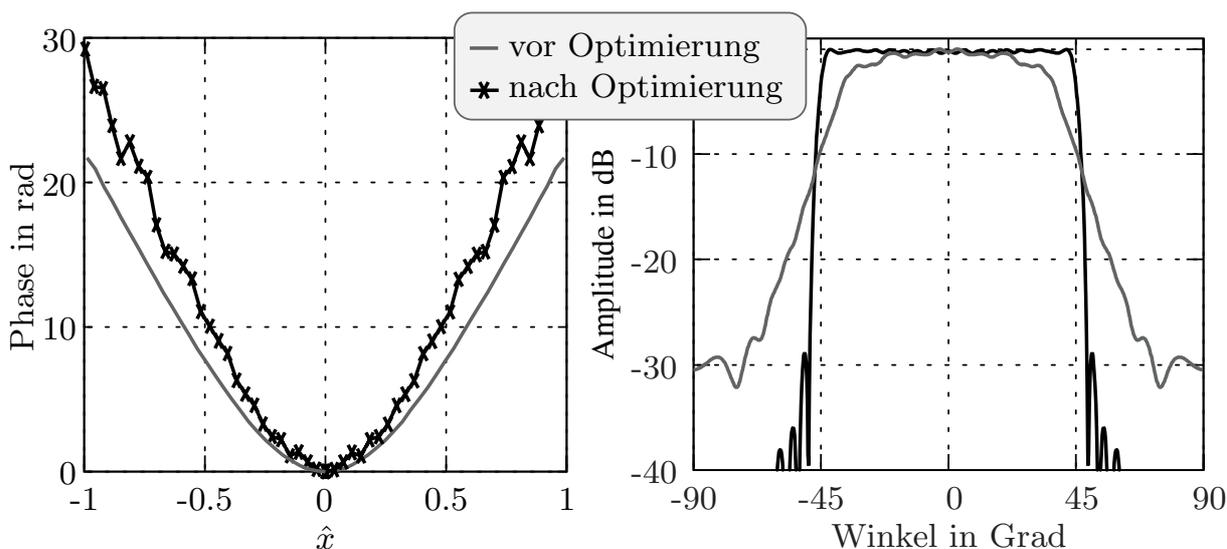
wobei  $\vec{n}$  ein Einheitsnormalenvektor ist, welcher auf der geschlossenen Oberfläche  $S$  nach außen zeigt. Ist die Quelle direkt vor einem idealen, unendlich ausgedehnten ebenen elektrischen Leiter, kann das Problem mit Hilfe von Spiegelquellen gelöst werden [46]. Diese führen zu einem Verschwinden der elektrischen und zu einer Verdopplung der magnetischen Ströme [47].

#### 3.1.3 Phasensynthese eines linearen Arrays

Im Gegensatz zu der oben beschriebenen Berechnung der durch eine Stromverteilung induzierten Felder beschäftigt sich die Antennensynthese mit der Bestimmung einer Stromverteilung, die eine vorgegebene Strahlungsverteilung generiert. Der Zusammenhang zwischen einer Stromverteilung und des Fernfeldes über die (inverse) Fouriertransformation hat zur Folge, dass eine begrenzte Stromverteilung ein unendlich breites, virtuelles Fernfeld im Bereich  $-\infty < \cos \theta < \infty$  erzeugt, jedoch interessiert nur der „sichtbare“ Bereich  $|\cos \theta| \leq 1$ .

Im umgekehrten Fall, bei der Transformation eines Fernfeldes in den Ortsbereich, ergibt sich im Allgemeinen eine unendlich ausgedehnte Stromverteilung, die somit nicht realisierbar ist. In z.B. [48, 49, 50] und [51] sind unterschiedliche Methoden aufgeführt, um eine Stromfunktion zu berechnen, deren Ausdehnung auf ein vorgegebenes Gebiet begrenzt ist und welche die gewünschte Strahlungscharakteristik möglichst genau erzeugt. Die in [52, 53, 54] vorgeschlagenen Verfahren zur Sektor-Strahl-Synthese eines Antennen-Arrays sind Erweiterungen aus der digitalen Filtersynthesetechnik. Da im Filterdesign andere Schwerpunkte gesetzt werden als bei der Synthese von Sektor-Charakteristiken, weisen diese Verfahren unnötige Einschränkungen bezüglich der Phase auf, die in [55] beseitigt wurden. Viele der Verfahren gehen von einer kontinuierlichen Amplitudenfunktion aus. Die Belegung diskreter Arrays mit einem Elementabstand kleiner  $\lambda/2$  kann aber aus den Berechnungen kontinuierlicher Aperturen abgeleitet werden.

In dieser Arbeit werden planare Reflektorantennen eingesetzt, bei denen sich die äquivalenten Ströme aus dem reflektierten Feld in der Aperturebene herleiten lassen. Die Amplitude dieses Feldes ist weitgehend durch das Speisehorn oder evtl. durch einen Subreflektor bestimmt, während die Phase durch das Reflexionsarray fast beliebig verändert werden kann. Die oben erwähnten Syntheseverfahren setzen jedoch eine frei wählbare Phasen- und Amplitudenverteilung voraus. Zur Berechnung des Reflexionsphasenverlaufs von Reflektorantennen mit fixer Amplitudenverteilung werden sog. Phase-Only-Verfahren verwendet. Diese Leistungs-Synthese-Verfahren gehen gewöhnlich alle von demselben Ansatz in Gleichung (3.12) aus und nutzen unterschiedliche mathematische Methoden, um eine angenäherte Lösung zu erhalten [55, 56, 57, 58, 59, 60]. Da diese Verfahren häufig ein noch nicht zufriedenstellendes Ergebnis liefern, wird das Resultat als



**Bild 3.5:** Vergleich vom berechneten und anschließend optimierten Phasenverlauf eines linearen Arrays und der daraus resultierenden Fernfeldcharakteristik zur Erzeugung einer  $90^\circ$ -Sektorcharakteristik.

Ausgangspunkt für eine anschließende Optimierung verwendet.

### Optimierungsverfahren

Die Notwendigkeit einer Optimierung eines näherungsweise berechneten Phasenverlaufs eines linearen Arrays wird in Bild 3.5 verdeutlicht. Dort ist der Phasenverlauf entlang des Arrays einer  $90^\circ$ -Sektorantenne vor und nach der Optimierung dargestellt. Der ursprünglich glatte Verlauf ist nach der Optimierung von der Mitte nach außen hin nicht mehr streng monoton steigend. Der daraus resultierende Fernfeldverlauf besitzt nach der Optimierung wesentlich steilere Flanken und dazwischen eine geringere Welligkeit.

Das hier umgesetzte Optimierungsverfahren passt das Strahlungsdiagramm des Arrays an eine vorgegebenen Maske an. Die Abweichung wird dabei in einer Fehlersummenfunktion erfasst, die es iterativ zu minimieren gilt (Gradientenverfahren). Wie bei allen numerischen Leistungssynthesemethoden konvergiert dieses in ein Minimum, das häufig nicht dem globalen Minimum entspricht. Dies ist um so wahrscheinlicher je größer der Freiheitsgrad ist, der in diesem Fall der Anzahl der Array-Elemente entspricht. Der Startwert bzw. die Ausgangsphasenverteilung, auf deren Berechnung weiter unten noch intensiver eingegangen wird, ist entscheidend dafür, ob das globale oder nur ein lokales Minimum erreicht wird.

Die Fehlerfunktion beeinflusst den Optimierungsweg ins Minimum. Es zeigt sich,

dass gerade bei den ersten Iterationsschritten die Wahl einer nichtlinearen Funktion zu schnellerer Konvergenz führt. Durch einem Skalierungsfaktor für den Fehlergradienten kann die „Schrittweite“ beeinflusst und dafür gesorgt werden, dass der Algorithmus auch in schmalen Minima konvergiert. Eine zu kleine „Schrittweite“ kann allerdings zu einer vorzeitigen Konvergenz in einem hohen lokalen Minimum führen. Allgemein gültige Regeln für die Wahl des Faktors können jedoch nicht angegeben werden, da dieser problemspezifisch angepasst werden muss.

Eine weitere Möglichkeit, den Weg ins globale Minimum zu beeinflussen, besteht darin, die Anzahl der Elemente vorerst zu reduzieren und den daraus gewonnenen Verlauf als Startwert für die nächste Optimierung mit nun mehreren Elementen zu verwenden. In den ersten Iterationsschritten werden die Elemente ignoriert, welche bereits einen geringeren Amplitudenwert besitzen. Bei Reflektorantennen sind dies in der Regel die Randlelemente. Letztendlich sind eine Reihe von Optimierungen mit verschiedenen Parametern nötig, um ein hinreichend gutes Minimum zu finden.

### Phasensyntheseverfahren

Vor der Optimierung muss ein Phasenverlauf entlang eines linearen eindimensionalen äquidistanten Arrays gefunden werden, der bereits die gewünschte Charakteristik näherungsweise erzeugt und als Startwert für die Optimierung dient. Im Folgenden wird aufgezeigt, wie nach dem in [61] vorgestellten Verfahren der Phasenverlauf berechnet werden kann. Das implementierte Verfahren nutzt die Poissonsche Formel, um den Arrayfaktor, der durch eine endliche Summe dargestellt ist, in Form eines Integrals zu schreiben. Dieses Integral in Form einer Fouriertransformation kann mit Hilfe der Methode der stationären Phase gelöst werden [62, 63, 64, 65].

Die Gruppencharakteristik eines linearen äquidistanten Arrays kann als

$$E(\theta) = \sum_{n=1}^N I(x_n) e^{jkx_n \sin \theta} \quad (3.15)$$

beschrieben werden, wobei  $x_n = -L/2 + \Delta l \cdot (n - 1/2)$  die Position des  $n$ -ten Elements ( $n = 1 \dots N$ ) bestimmt,  $L$  die Länge des Arrays bezeichnet und die komplexe Amplitude an der Position  $x_n$  durch  $I(x_n)$  gegeben ist. Zur Verallgemeinerung wird die Arraylänge normiert und  $x_n$  durch  $x_n = \hat{x}_n \frac{L}{2}$  substituiert, wobei  $L$  die Arraylänge beschreibt.  $\hat{x}_n$  liegt damit in dem Bereich  $-1 \leq \hat{x}_n \leq 1$ . Dadurch lässt sich (3.15) als

$$E(\theta) = \sum_{n=1}^N I(\hat{x}_n) e^{jkL/2 \hat{x}_n \sin \theta} \quad (3.16)$$

schreiben. Die normierte Quellenposition ist durch  $\hat{x}_n = \frac{2n-1-N}{N}$  gegeben. Gleichung (3.16) kann nun als

$$E(\theta) = \sum_{n=1}^N \int_{x=-1}^1 I(\hat{x}) e^{jkL/2\hat{x} \sin \theta} \delta(\hat{x} - \hat{x}_n) dx \quad (3.17)$$

geschrieben werden. Dieser Ausdruck wird nun mit der in Anhang B, Seite 153 hergeleiteten Poissonschen Summengleichung als

$$E(\theta) = \frac{N}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^{m(N+1)} E_m(\xi) \quad (3.18)$$

umgeschrieben, mit

$$\xi = \frac{2\pi}{\lambda} L \sin \theta \quad (3.19)$$

und

$$E_m(\xi) = \int_{-1}^1 I(\hat{x}) e^{j(\xi+m\pi N)\hat{x}} d\hat{x}. \quad (3.20)$$

Die komplexe Anregung kann getrennt in Betrag und Phase dargestellt werden:

$$I(\hat{x}_n) = A(\hat{x}_n) e^{-j\psi(\hat{x}_n)}, \quad (3.21)$$

so dass (3.20) als

$$E_m(\xi) = \int_{-1}^1 A(\hat{x}) e^{-j\psi(\hat{x})} e^{j(\xi+m\pi N)\hat{x}} d\hat{x} \quad (3.22)$$

geschrieben werden kann. Offensichtlich kann von (3.22) der Ausdruck

$$E_m(\xi) = E_0(\xi + m\pi N) \quad (3.23)$$

abgeleitet werden, mit

$$E_0(\xi) = \int_{-1}^1 A(\hat{x}) e^{j(\xi\hat{x}-\psi(\hat{x}))} d\hat{x}. \quad (3.24)$$

Die Terme der unendlichen Reihe in (3.18) zeigen alle den gleichen Funktionsverlauf auf, nur um  $-m\pi N$  in der  $\xi$ -Ebene verschoben. Wie schnell  $|E_0(\xi)|$  für betragsmäßig große Werte  $\xi$  gegen Null strebt, hängt stark von der Amplitudenverteilung  $A(\hat{x})$  ab. Eine große Anzahl von Elementen  $N$  bedeutet einen großen Abstand der Terme  $E_m(\xi)$  in der  $\xi$ -Ebene. Im sichtbaren Bereich der  $\xi$ -Ebene, von  $-\frac{\pi}{\lambda}L$  bis  $\frac{\pi}{\lambda}L$ , leistet im Wesentlichen nur der Term  $E_0(\xi)$  einen Beitrag zu  $E(\xi)$ , wenn das Array groß gegenüber der Wellenlänge  $\lambda$  ist.

Gleichung (3.24) kann im Allgemeinen nicht analytisch gelöst werden, aber das

Integral kann näherungsweise durch die Anwendung der Methode der stationären Phase bestimmt werden [66]. Dabei wird vorausgesetzt, dass sich die Amplitudenverteilung  $A(x)$  nur langsam über der Koordinate  $x$  in der Größenordnung einer Wellenlänge ändert. Die Phasenfunktion  $\psi(\hat{x})$  bzw.  $\psi(x)$  verändert sich in der Regel stark mit  $\hat{x}$  und somit auch die Phase  $\xi\hat{x} - \psi(\hat{x})$  der zu integrierenden Funktion, abgesehen von den stationären Phasenpunkten  $\hat{x}_s$ , für die gilt

$$\frac{d}{d\hat{x}} (\xi\hat{x} - \psi(\hat{x})) = 0 \quad (3.25)$$

$$\psi'(\hat{x}) = 2\pi \frac{L}{\lambda} \sin \theta. \quad (3.26)$$

Für den Exponentialfaktor bedeutet das, dass dieser außerhalb der stationären Punkte und den unmittelbar angrenzenden Bereichen schnell zwischen den Werten  $\pm 1$  oszilliert (jeweils Real- und Imaginärteil). Ist  $A(x)$ , wie vorausgesetzt, eine sich langsam mit  $x$  ändernde Funktion, löschen sich die Beiträge zum Integral außerhalb der stationären Phasenpunkte aus. Zu dem Integral tragen also näherungsweise nur die Bereiche um die stationären Phasenpunkte  $x_s$  bei, was besonders bei einem großen Verhältnis  $R/\lambda$  gilt. Dadurch kann (3.24) zu

$$E_0(\xi) = \int_{-1}^1 A(x) e^{j(\xi x - \psi(x))} dx \approx A(x_s) \int_{-\infty}^{\infty} e^{j(\frac{L}{\lambda}(2\pi u x - \eta(x)))} dx \quad (3.27)$$

umgeformt werden, mit  $u = \sin \theta$  und  $\eta(x) = \lambda/L \psi(x)$ . Die Integralgrenzen können nach unendlich ausgeweitet werden, da die Beiträge außerhalb des stationären Phasenpunkts vernachlässigbar sind. In der Umgebung der stationären Phasenpunkte kann die Phasenfunktion  $f(x) = 2\pi u x - \eta(x)$  durch eine gekürzte Taylor-Reihe angenähert werden

$$f(x) \approx f(x_s) + \frac{1}{2}(x - x_s)^2 f''(x_s), \quad (3.28)$$

da durch (3.25)  $f'(x_s) = 0$  gilt. Damit kann (3.27) als

$$E_0(\xi) \approx A(x_s) e^{j\frac{L}{\lambda} f(x_s)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\frac{L}{2\lambda}(x-x_s)^2 f''(x_s)} dx \quad (3.29)$$

geschrieben werden. Mit der Substitutionen

$$\frac{L}{2\lambda} f''(x_s)(x - x_s)^2 = \frac{\pi}{2} \tau^2 \quad (3.30)$$

bzw.

$$d\tau = \sqrt{\frac{L}{\pi\lambda} f''(x_s)} dx \quad (3.31)$$

ergibt sich ein in geschlossener Form darstellbares komplexes Fresnel-Integral

$$E_0(\xi) = \frac{2A(x_s)e^{j\frac{L}{\lambda}f(x_s)}}{\sqrt{\frac{L}{\pi\lambda f''(x_s)}}} \underbrace{\int_0^\infty e^{j\frac{\pi}{2}\tau^2} d\tau}_{=\frac{1}{\sqrt{2}}e^{j\frac{\pi}{4}}} = \frac{\sqrt{2}A(x_s)e^{j\frac{L}{\lambda}f(x_s)}e^{j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\frac{L}{\pi\lambda}f''(x_s)}}, \quad (3.32)$$

welches zu folgender Beziehung führt:

$$|E_0(\xi)|^2 = \frac{2\pi\lambda}{L|f''(x_s)|}A(x_s)^2 = \frac{2\pi\lambda}{L|\eta''(x_s)|}A(x_s)^2. \quad (3.33)$$

Die zweite Ableitung von  $\eta(x)$  in (3.33) eingesetzt ergibt an der Stelle  $x = x_s$

$$\frac{L}{\lambda}|E(u)|^2 du = A^2(x)dx. \quad (3.34)$$

Unter der Voraussetzung, dass  $2\pi ux + \eta(x)$  einen stationären Phasenpunkt in Abhängigkeit von  $u$  besitzt und dass  $x$  sich kontinuierlich mit  $u$  ändert, können die folgende Integralgleichungen [67] aufgestellt werden:

$$\frac{L}{\lambda} \int_{-\infty}^u |E(u)|^2 du = \int_{-\infty}^x A^2(x)dx, \quad (3.35)$$

$$\frac{L}{\lambda} \int_u^\infty |E(u)|^2 du = \int_{-\infty}^x A^2(x)dx. \quad (3.36)$$

Da es sich um einen Array begrenzter Ausdehnung von  $x_1$  bis  $x_2$  handelt, liegt  $u$  nach (3.26) zwischen  $u_1 = \eta(x_1)/(2\pi)$  und  $u_2 = \eta(x_2)/(2\pi)$ . In diesem Intervall gilt die Energierelation

$$\frac{R}{\lambda} \int_{u_1}^{u_2} |E(u)|^2 du = \int_{x_1}^{x_2} A^2(x)dx. \quad (3.37)$$

Da beide Funktionen  $E(u)$  und  $A(x)$  auf ein Intervall beschränkt sind, folgt mit dem Parsevalschen Theorem aus (3.35) und (3.36)

$$\frac{R}{\lambda} \int_{u_1}^u |E(u)|^2 du = \int_{x_1}^x A^2(x)dx, \quad (3.38)$$

$$\frac{R}{\lambda} \int_u^{u_2} |E(u)|^2 du = \int_{x_1}^x A^2(x)dx. \quad (3.39)$$

Die zwei daraus resultierenden Gleichungen  $u = f_1(x)$  und  $u = f_2(x)$  in (3.33) eingesetzt, ergeben zwei Differenzialgleichungen erster Ordnung

$$\psi'_1(x) = 2\pi \frac{R}{\lambda} f_1(x) \quad (3.40)$$

und

$$\psi'_2(x) = 2\pi \frac{R}{\lambda} f_2(x). \quad (3.41)$$

Die Näherungen sind um so genauer, je größer das Verhältnis  $R/\lambda$  ist. Die Charakteristik einer idealen Sektorantenne wird mathematisch durch

$$E_0(u) = \begin{cases} a & \text{für } u_0/2 \leq u \leq u_0/2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.42)$$

beschrieben. Durch Einsetzen von (3.42) in (3.37) erhält man

$$a^2 = \frac{\lambda}{Ru_0} \int_{-1}^1 A^2(x) dx. \quad (3.43)$$

Der sich aus (3.38), (3.42) und (3.43) ergebende Zusammenhang zwischen  $u$  und  $x$

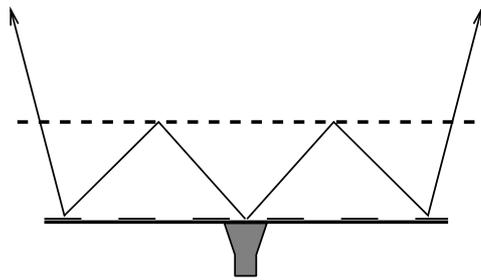
$$u = -\frac{u_0}{2} + u_0 \frac{\int_{-1}^x A^2(x) dx}{\int_{-1}^1 A^2(x) dx} \quad (3.44)$$

wird in (3.26) eingesetzt und ermöglicht die Bestimmung der Ableitung der Phasenfunktion

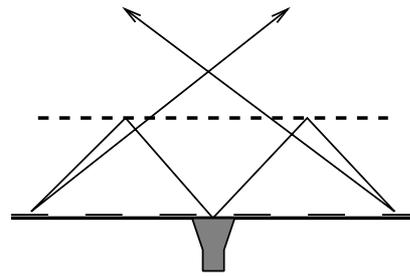
$$\psi'(x) = \frac{2\pi R}{\lambda} u_0 \left[ \frac{1}{2} - \frac{\int_{-1}^x A^2(x) dx}{\int_{-1}^1 A^2(x) dx} \right]. \quad (3.45)$$

Durch Integration erhält man daraus den Phasenverlauf  $\psi(x)$  des eindimensionalen Arrays.

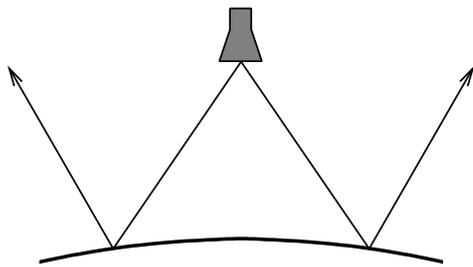
Mit dem quasi-optischen Verfahren ergeben sich zwei unterschiedliche Phasenverläufe, die mit Hilfe der Strahlenoptik visualisiert werden können. Die Phasenverläufe erzeugen, wie in Bild 3.6 a) und b) dargestellt, divergierende oder sich überkreuzende „Strahlen“ nach deren Reflexion am Hauptreflektor. Die optischen Pendants mit gewölbten Reflektoroberflächen sind in Bild 3.6 c) und d) gezeigt. Die gezeichneten Strahlen stellen jeweils die Randstrahlen dar, zwischen denen sich der ausgeleuchtete Sektor befindet. Während im nicht-gefalteten Aufbau sowohl der konvexe als auch der konkave Verlauf keine wesentlichen Vor- oder Nachteile besitzen, ist in der gefalteten Version für divergierende Strahlen ein deutlich größeres Polarisationsgitter notwendig.



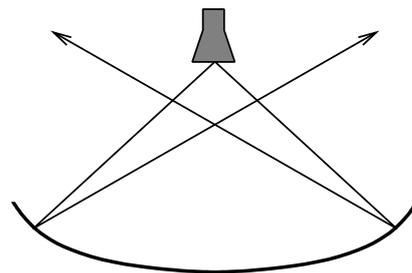
a) Divergierende Strahlen.



b) Sich kreuzende Strahlen.



c) Optisches Pendant: Konvexspiegel.



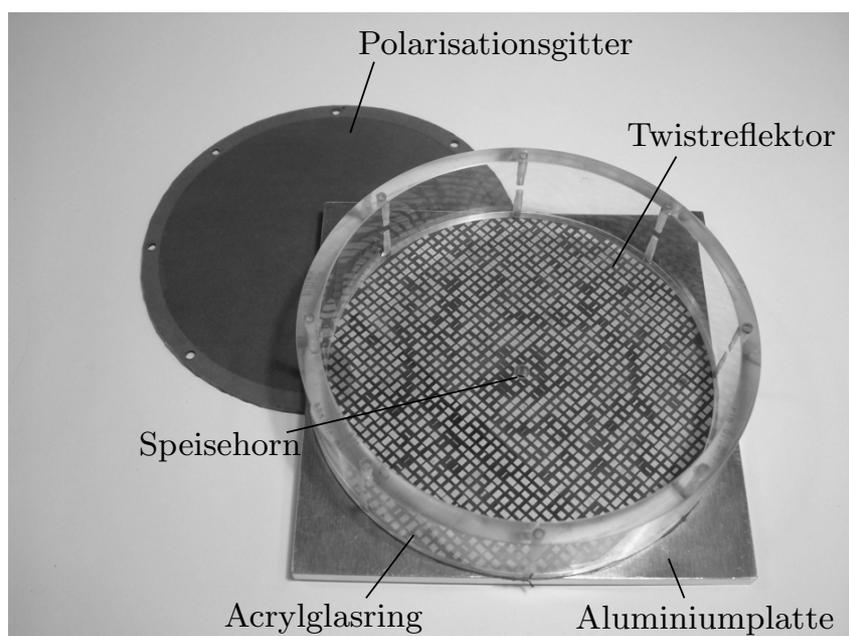
d) Optisches Pendant: Konkavspiegel.

**Bild 3.6:** Fingierter Strahlenverlauf bei Berechnung des Phasenverlauf mit quasi-optischen Verfahren.

### 3.1.4 Messergebnisse

#### 1. Variante: 90°-Sektor mit divergierenden Strahlen

Bei der ersten realisierten Variante (Bild 3.7) wird auf dem planaren Reflektor ein konvexer Phasenverlauf<sup>2</sup> realisiert. Da hier der Durchmesser des Polarisationsgitters etwas zu klein gewählt ist, durchlaufen die äußersten Strahlen den Acrylglasring und werden dabei gedämpft, was zu flacheren Flanken und einer Abrundung der Sektorcharakteristik an den Ecken führt (Bild 3.8).

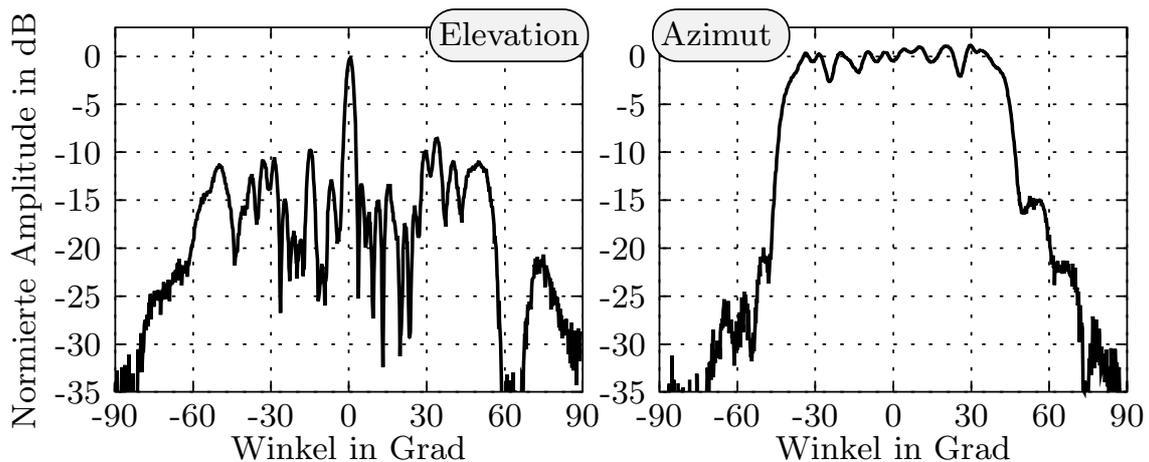


**Bild 3.7:** Foto der gefalteten Sektorantenne (Variante 1).

Als Speisehorn dient ein offener Rundhohlleiter mit 3.8 mm Durchmesser, in dem sich die  $TE_{11}$ -Mode ausbreitet. Diese erzeugt einen Amplitudentaper von nur ca. 3-4 dB zum Reflektorrand hin. Der Amplitudenverlauf entlang des Arrays ist mit einer  $\cos^n$ -Funktion angenähert. Der geringe Amplitudentaper führt zu einem hohen Spillover, reduziert den Gewinn und erhöht die Streueffekte am Reflektor- und Gitterrand. Die hohen Nebenkeulen in der Bündelungsebene mit nur 9 dB Abstand lassen sich dadurch allerdings nicht vollständig erklären. Die Nebenkeulen in der Sektorebene sind deutlich niedriger. Trotz des symmetrischen Aufbaus sind auffällige Unsymmetrien in der Fernfeldcharakteristik vorhanden, was auf gröbere Ungenauigkeiten bei der Herstellung schließen lässt. Die 3 dB-Keulenbreite von  $3^\circ$  entspricht dem erwarteten Wert. Der 90°-Sektor ist auf Grund der oben beschriebenen Probleme mit den äußeren Strahlen um

---

<sup>2</sup>Das optische Pendant besitzt eine konvexe Krümmung.



**Bild 3.8:** Strahlungscharakteristik einer  $90^\circ$ -Sektorantenne bei 58 GHz (eindimensionale Optimierung mit angenäherter Amplitudenverteilung, divergierende Strahlen, Fokus=50 mm, Amplitudentaper ca. 3.5 dB).

ca.  $5^\circ$  kleiner.

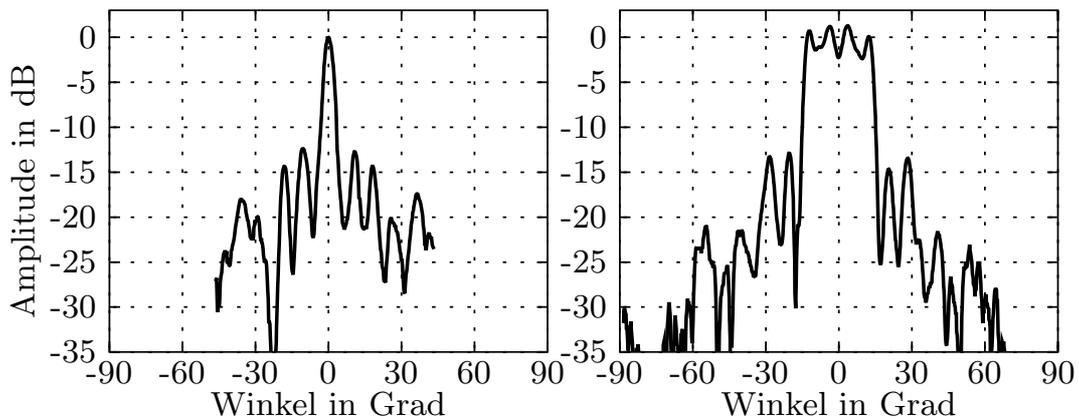
Im Gegensatz zum gefalteten Pencil-Beam-Reflexionsarray [6] ist die Leistung auf einen größeren Raumwinkelbereich verteilt und damit verkleinert sich der Gewinn im Maximum. Streuungen, etwa am Rand des Polarisationsgitters und am Speisehorn, wirken sich somit bei großen Sektoröffnungswinkeln deutlich störender auf die Fernfeldcharakteristik aus.

Ein weiterer Ursache für die starken Störungen in dem Fernfeldverlauf ist die Nichtidealität des Polarisationsgitters. Die vom Hauptreflektor reflektierte Welle fällt bei Sektorantennen nicht mehr senkrecht auf das Polarisationsgitter, welches jedoch für senkrechten Einfall optimiert ist. Auf Grund dessen wird nicht die komplette Leistung transmittiert, sondern ein kleiner Teil wird reflektiert, schmälert somit den Gewinn und kann zu leicht erhöhten Nebenkeulen führen. Die Qualität des Polarisationsgitters und die Polarisationsreinheit des Speisehorns sind entscheidend für die Funktionsfähigkeit der Gesamtantenne.

## 2. Variante: $30^\circ$ -Sektor mit divergierenden Strahlen

In einer weiter entwickelten Version des Optimierungsprogramms wird eine zweidimensionale Optimierung vorgenommen, d.h. die additive eindimensionale Phasenüberlagerung beider orthogonaler Ebenen wird nun aufgehoben und nicht nur ein eindimensionales Ersatzarray optimiert, sondern jedes Element einzeln. Das Polarisationsgitter und der Acrylglasring sind entsprechend vergrößert, um die äußersten Strahlen nicht negativ zu beeinflussen (Bild 3.10). Der offene Rundhohlleiter ist durch ein konisch aufgeweitetes Speisehorn ersetzt, welches in Anhang C, Seite 155 detaillierter beschrieben ist. Die Speisung erzeugt einen

Taper zum Reflektorrand hin von 7.8 dB bzw. 6.8 dB in der E- bzw. H-Ebene. Dadurch ist zwar der Leistungsanteil, der in Richtung Horn zurückreflektiert wird und dort die Anpassung verschlechtert bzw. gestreut wird, deutlich größer, aber die Amplitudenverteilung ist günstiger für den Syntheseprozess und ergibt einen in den Randbereichen flacheren Phasenverlauf. Außerdem wirken sich nun Phasenfehler im Bereich der äußeren Patches durch den schrägeren Einfallswinkel und das Fehlen von Nachbar-Patches geringer aus. In Bild 3.9 zeigt sich, dass das Nebenkeulenniveau in beiden Ebenen etwa auf gleicher Höhe bei -13 dB liegt. Die Sektorflanken verlaufen sehr steil und die Welligkeit im Sektorbereich ist kleiner als 3 dB.

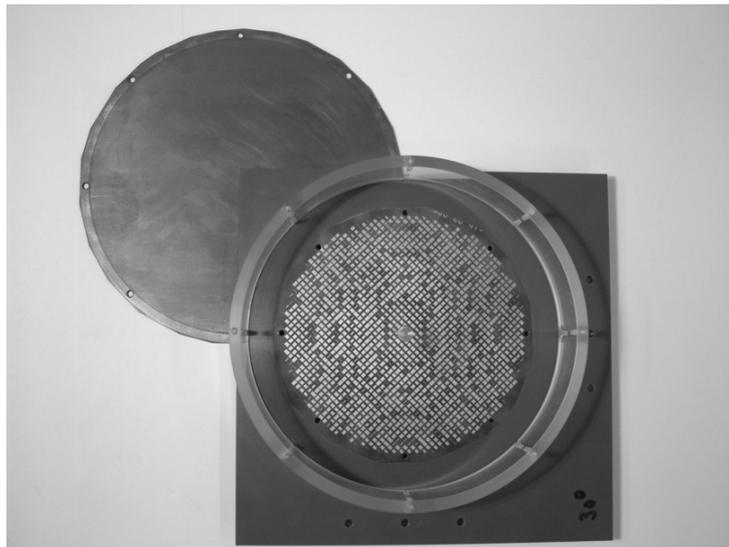


**Bild 3.9:** Fernfeldcharakteristik der 30°-Sektorantenne bei 58 GHz (zweidim. Optimierung, divergierende Strahlen, Fokus=60 mm, Variante 2).

### 3. Variante: 60°-Sektor mit sich kreuzenden Strahlen

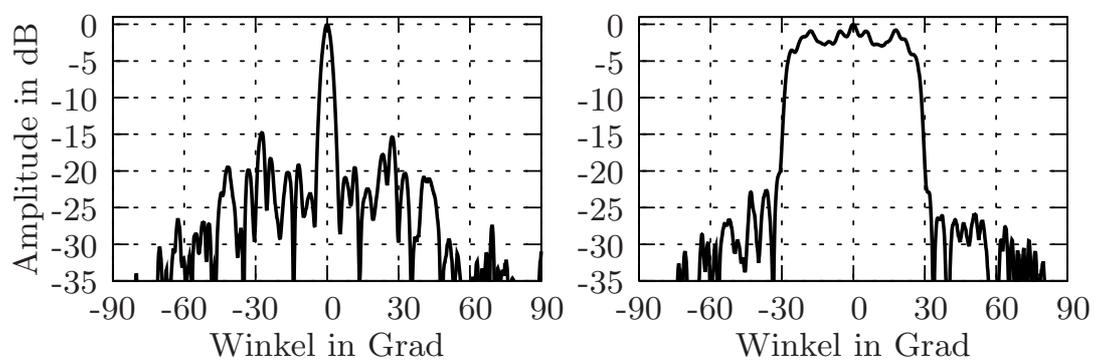
In einem weiteren Schritt wird die Amplitudenverteilung bzw. die Ausleuchtung des Reflektors durch das Speisehorn mit einem Vollwellen-Simulationsprogramm [13] berechnet und die bisher mit einer Kosinusfunktion angenäherte Amplitudenverteilung durch exaktere Werte substituiert. Die Messung der Fernfeldcharakteristik einer 60°-Sektorantenne ist in Bild 3.11 dargestellt. Neben den steilen Sektorflanken zeichnet sich die Antenne durch den guten Nebenkeulenabstand von über 22 dB in der Sektorebene aus. Die zweidimensionale Messung in Bild 3.12 zeigt, dass sich auch bei diesem Reflektor die höchsten Nebenkeulen in der Ebene senkrecht zur Sektorebene befinden. Der Gewinn beträgt 20 dBi.

Das Maximum der Kreuzpolarisation liegt 27 dB unterhalb des Maximums der Kopolarisation und ist erst bei größeren Winkeln  $\theta$  von der Normalen unter  $\phi = \pm 45^\circ$  zu finden (Bild 3.13). Die erhöhte Kreuzpolarisationsleistungsdichte im Sektorbereich ist vor allem dem Polarisationsübersprechen der Referenzantenne und einer nicht sehr guten Ausrichtung in der Messanordnung zuzuschrei-

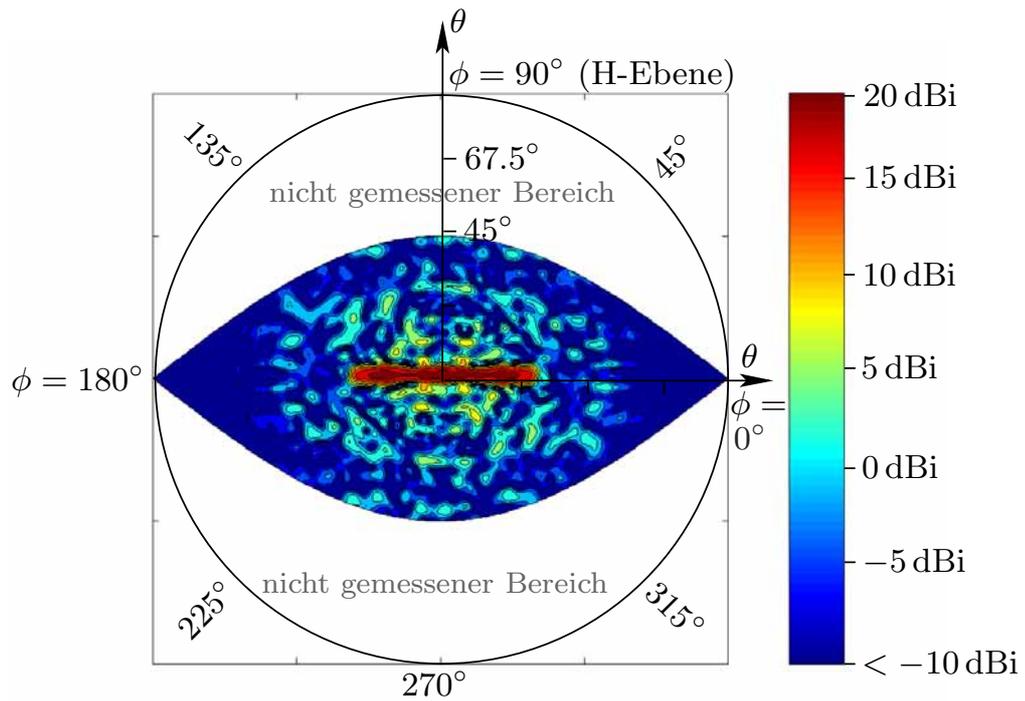


**Bild 3.10:** Foto der gefalteten Sektorantenne (Variante 2-4)

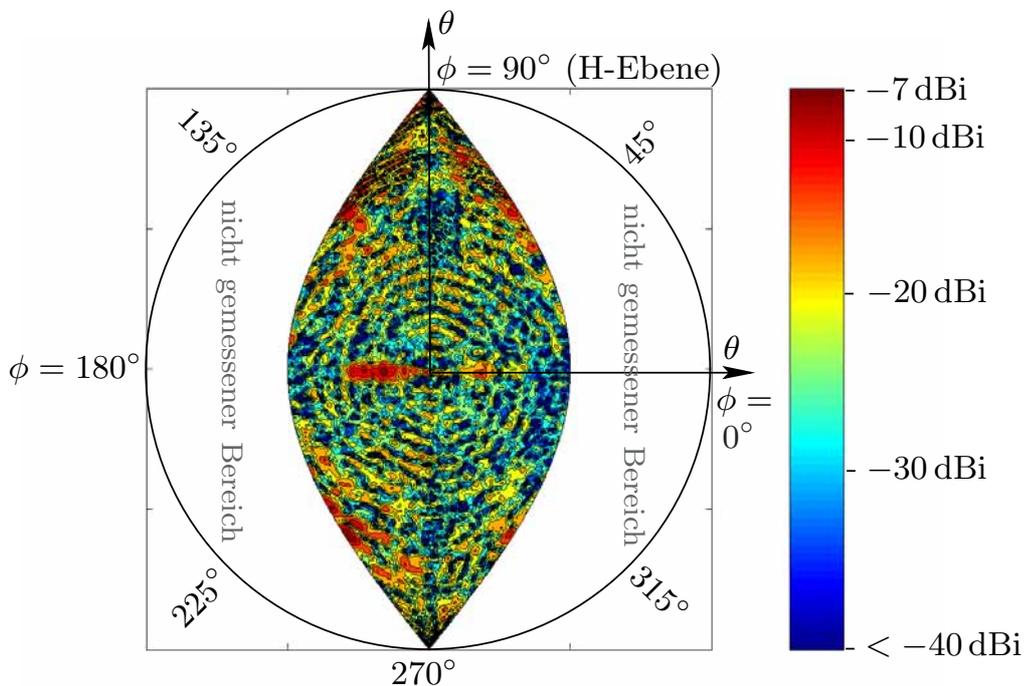
ben. Eine zu hohe Transmission der Kreuzpolarisation durch das Gitter kann nicht die Ursache sein, da die Welle fast senkrecht auf das Gitter einfällt, wofür das Gitter optimiert ist und in einer getrennten Untersuchung gute Werte aufzeigt.



**Bild 3.11:** Fernfeldcharakteristik der 60°-Sektorantenne bei 58 GHz (zweidim. Optimierung, sich kreuzende Strahlen, Fokus=60 mm, Variante 3).



**Bild 3.12:** Fernfeldcharakteristik der Kopolarisation der 60°-Sektorantenne bei 58 GHz (Fokus=60 mm, sich kreuzende Strahlen, Variante 3).

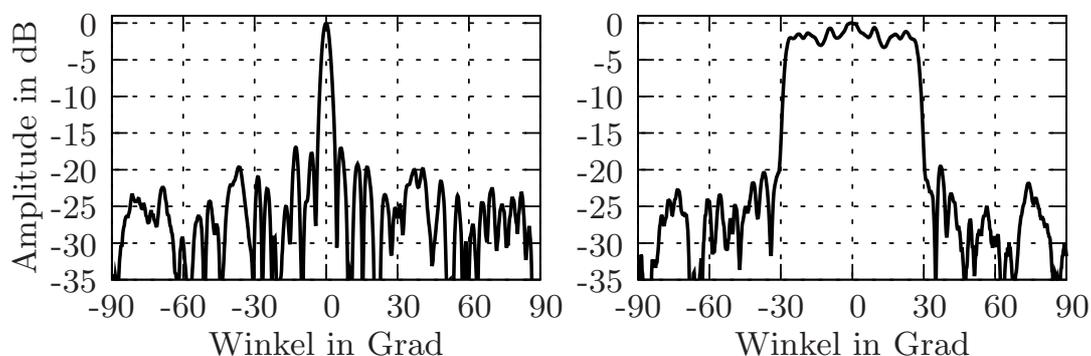


**Bild 3.13:** Fernfeldcharakteristik der Kreuzpolarisation der 60°-Sektorantenne bei 58 GHz (Fokus=60 mm, kreuzende Strahlen, Variante 3).

#### 4. Variante: 60°-Sektor mit divergierenden Strahlen

Die vierte Hauptreflektorvariante erzeugt ebenfalls einen 60°-Sektor, jedoch mit konvexem Phasenverlauf. Da das Polarisationsgitter größer als das Array gewählt ist, kommt es zu keiner Beeinträchtigung der Randstrahlen. Die Fernfeldcharakteristik in der Sektorebene (Bild 3.14) zeigt ein vergleichbares Verhalten wie die Variante mit sich überkreuzenden Strahlen. Der Nebenkeulenabstand in der Pencil-Ebene ist mit 17 dB um 2 dB besser. Auch in der zweidimensionalen Messung in Bild 3.15 sind die Nebenkeulen weniger stark ausgeprägt. Die Kreuzpolarisation (Bild 3.16) ist gegenüber der vorherigen Variante nur um ca. 1 dB erhöht.

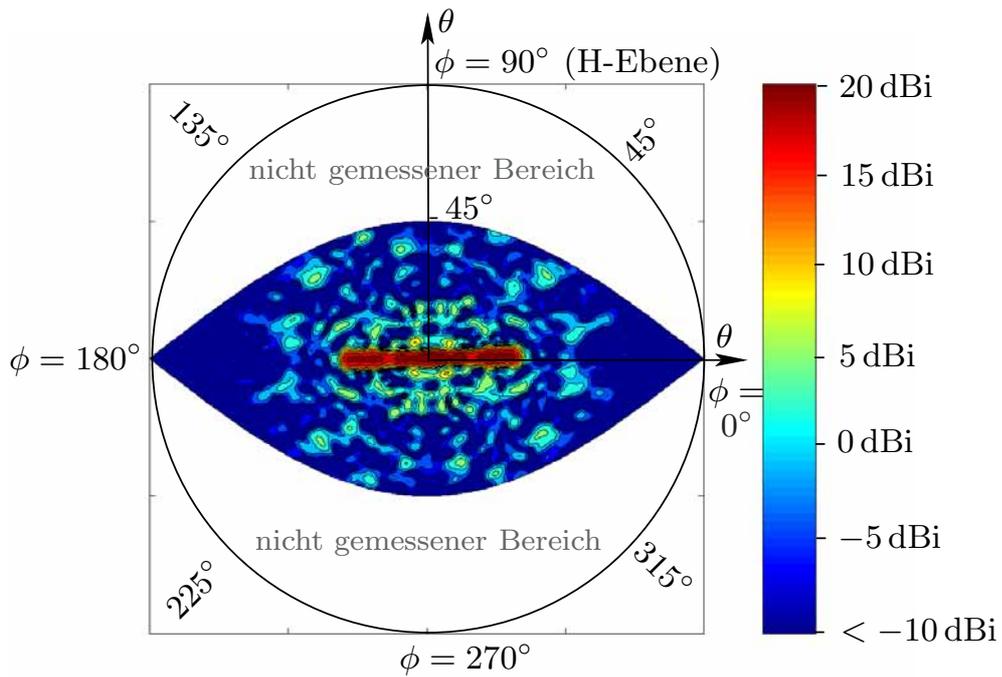
Anhand der vier Beispiele zeigt sich, dass mit dem Aufbau einer planaren gefalteten Reflektorantenne Sektorcharakteristiken mit sehr steilen Flanken und kleiner Keulenbreite in der Elevation erzeugt werden können. Die erhöhte Welligkeit zwischen den Sektorflanken und die teilweise erhöhten Nebenkeulen sind weitgehend auf überlagerte Streueffekte und Phasenfehler der Arrayelemente zurückzuführen. Mit zusätzlichem Aufwand in der Herstellung und Berechnung ist eine weitere Reduzierung der unerwünschten Effekte möglich, eine vollständige Berücksichtigung dieser Effekte beim Entwurf und deren eventuelle Beseitigung ist aber nicht möglich.



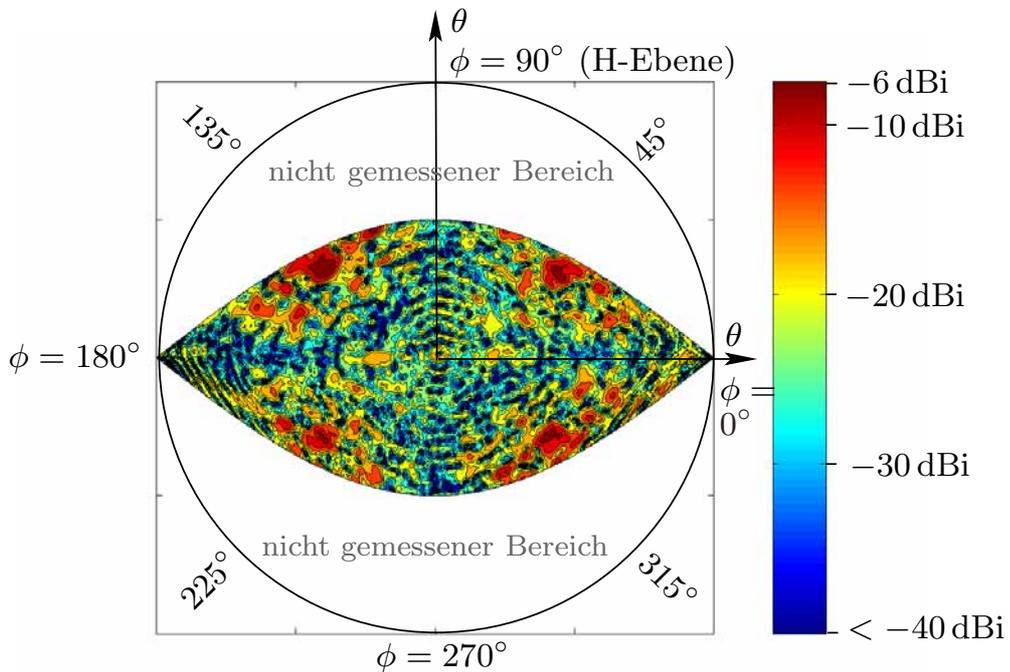
**Bild 3.14:** Fernfeldcharakteristik der 60°-Sektorantenne bei 58 GHz (Fokus= 30 mm, divergierende Strahlen, Variante 4).

#### Frequenzverhalten der Strahlungscharakteristik

Am Beispiel einer 60°-Sektorantenne wird die Veränderung der Strahlungscharakteristik untersucht. Die in Bild 3.17 bei den Frequenzen 58 GHz, 59 GHz und 56 GHz dargestellte Strahlungscharakteristik zeigt vor allem Veränderungen bei

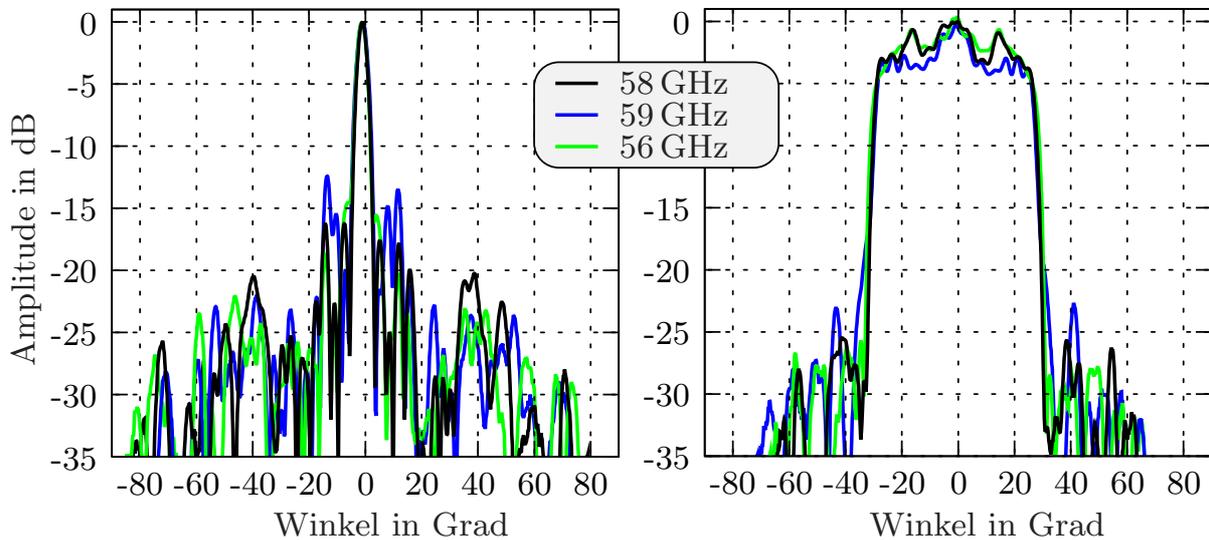


**Bild 3.15:** Fernfeldcharakteristik der  $60^\circ$ -Sektorantenne bei 58 GHz (Fokus= 60 mm, divergierende Strahlen, Variante 4).



**Bild 3.16:** Fernfeldcharakteristik der Kreuzpolarisation der  $60^\circ$ -Sektorantenne bei 58 GHz (Fokus= 60 mm, divergierende Strahlen, Variante 4).

Frequenzen die höher als die Mittenfrequenz 58 GHz sind, während bis zu 3 GHz unter der Mittenfrequenz nur geringfügige Veränderungen auftreten.

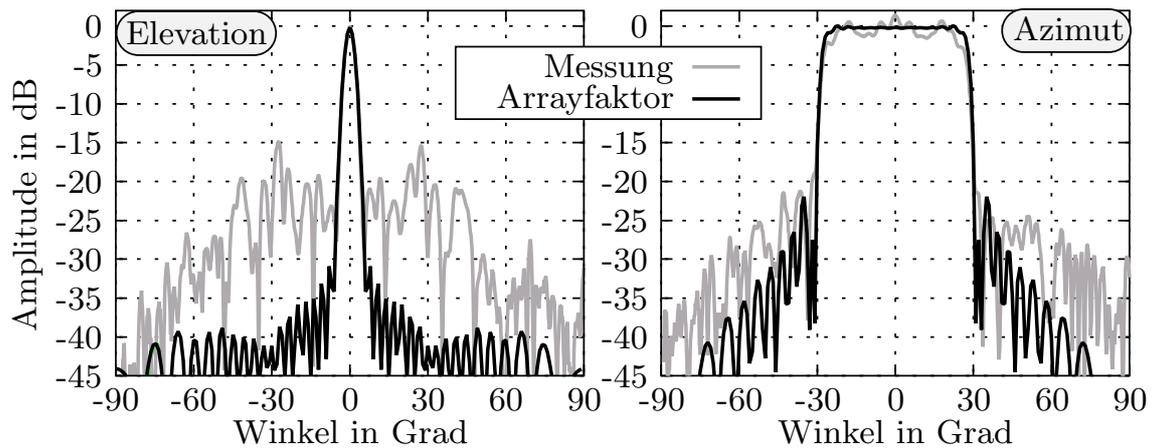


**Bild 3.17:** Strahlungsdiagramm in der Elevation und im Azimut bei verschiedenen Frequenzen.

### 3.1.5 Vergleich von Simulation und Messung

Der berechnete Verlauf des Arrayfaktor zeigt bezüglich des Nebenkeulenniveaus vor allem in der Elevation ein wesentlich günstigeres Verhalten als die Messung. In Bild 3.18 sind der simulierte Arrayfaktor und die Messung der 60°-Sektorantenne bei 58 GHz mit sich überkreuzenden Strahlen dargestellt. In der Sektorebene stimmen die beiden Verläufe gut überein, vor allem die Position und Steilheit der Flanken sind nahezu identisch. Zwischen den Flanken zeigt die Messung eine Welligkeit von ca.  $\pm 1.5$  dB, die Simulation dagegen hat einen deutlich flacheren Verlauf. In der Simulation zeigt sich, dass steilere Flanken zu einer größeren Welligkeit im Sektorbereich und höheren Nebenkeulen außerhalb führen. Durch die Wahl eines längeren Arrays bzw. eines größeren Verhältnisses  $L/\lambda$  kann der Arrayfaktor zunehmend an eine ideale Charakteristik angepasst werden.

Die Simulation der Fernfeldcharakteristik mit Vollwellenprogrammen ist wegen der Größe des Arrays nur begrenzt möglich. Das auf dem Spektralbereichsverfahren basierende Simulationstool NPS [17] verwendet bei der hier verwendeten Arraygröße von ca. 1300 Einzelstrahlern nur eine Stromfunktion pro Zelle. Damit wird die reale Stromdichteverteilung auf den Patches nur ungenau wiedergegeben und somit werden die Verkopplungen benachbarter Zellen, der schräge Einfall der anregenden Welle und einige andere Faktoren nur unzureichend ge-



**Bild 3.18:** Vergleich von Messung und Simulation (Arrayfaktor) der 60°-Sektorantenne bei 58 GHz (Fokus= 60 mm, Durchmesser 100 mm, sich kreuzende Strahlen).

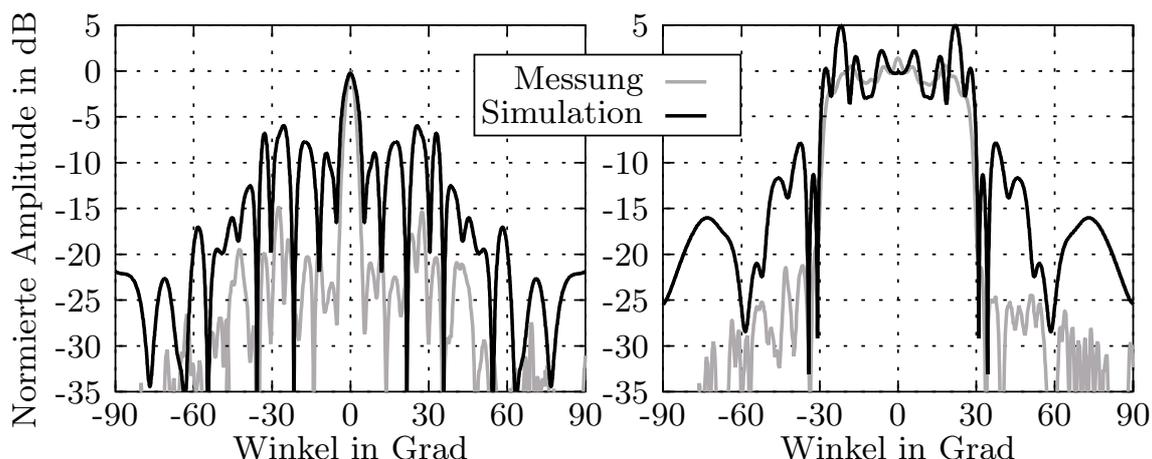
nau berücksichtigt. Das grundsätzliche Verhalten wird zwar von der Simulation wiedergegeben (Bild 3.19), besitzt aber bezüglich der Welligkeit und der Nebenkeulen keine Aussagekraft. Bei der im Moment rasanten Entwicklung der Prozessorgeschwindigkeiten und Speichergrößen ist eine genauere Vollwellensimulation in naher Zukunft denkbar.

### 3.1.6 Auswirkungen von Amplituden- und Phasenfehlern

Bei großen Antennenarrays sind Abweichungen der Phase oder Amplitude eines Einzelstrahlers von dem Sollwert nur schwer vermeidbar. Ursachen hierfür können z.B. die Quantisierung von digital angesteuerten Phasenschiebern, die unterschiedlichen Verstärkungseigenschaften einzelner Leistungsverstärker oder bei den hier verwendeten Reflexionsarrays die Folge nur begrenzt einstellbarer Reflexionsphasenwerte und Abweichungen von der berechneten Speisehorncharakteristik sein. Im Folgenden wird die Auswirkung von Abweichungen der Phasen- und Amplitudenwerte einzelner Arrayelemente auf das Fernfeld untersucht.

#### Phasenfehler

Als Erstes wird ein Array untersucht, dessen Einzelstrahler in der Amplitude dem Sollwert entsprechen, deren Phasen jedoch nicht exakt den Soll-Werten entsprechen, sondern um bis zu  $\pm 30^\circ$  (gleichverteilt) abweicht. In der Praxis kommen Phasenfehler z.B. durch statistische Fertigungstoleranzen in der Leiterplattentechnologie zustande. Die Ist-Charakteristik kann als eine Überlagerung

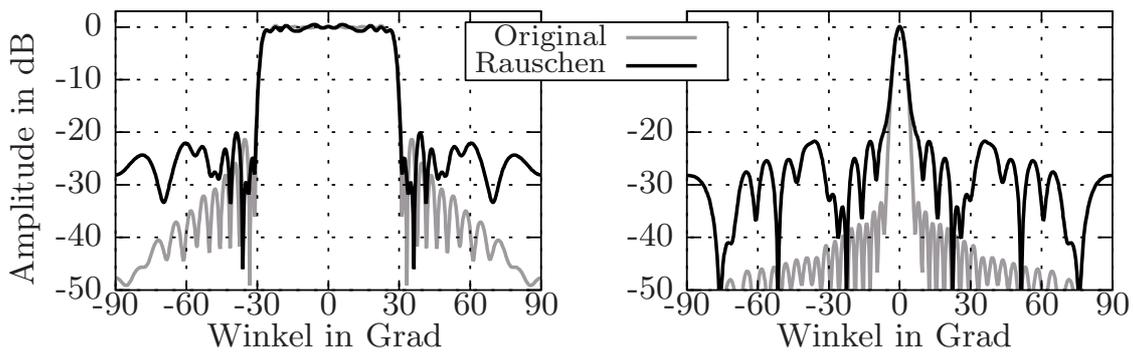


**Bild 3.19:** Vergleich von Messung und dem Ergebnis des Vollwellensimulationsprogramm NPS [17] (bei Berücksichtigung nur einer Stromfunktion pro Patch) an Hand der gefalteten  $60^\circ$ -Sektorantenne bei 58 GHz (Fokus 60 mm, Durchmesser 100 mm, sich kreuzende Strahlen).

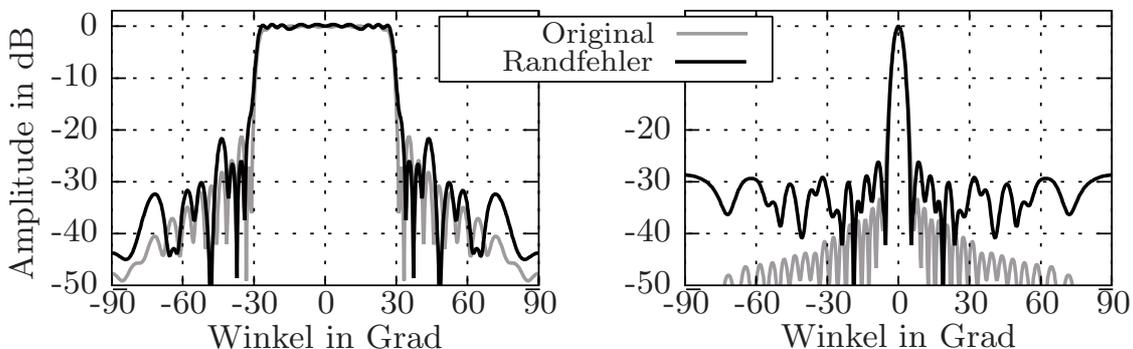
aus Soll-Charakteristik und Fehler-Charakteristik dargestellt werden. Größere Fehler bedeuten eine leistungsreichere Fehlercharakteristik, also eine stärkere Veränderung der Soll-Charakteristik. Im Folgenden sind die Veränderungen symmetrisch zur  $x$ - und  $y$ -Achse vorgenommen, da dieses Fehlerverhalten häufig auftritt und dadurch keine Einschränkung in der Interpretation der Ergebnisse ergibt.

Im Fall des in Bild 3.20 dargestellten Soll- und Ist-Strahlungsdiagramms ändert sich der Verlauf im Bereich der Hauptkeule nicht wesentlich. Die Energie der Fehler-Charakteristik reicht nicht aus, um die energiereiche Hauptkeule durch Überlagerung stark zu verformen. Anders sieht dies im Bereich der Nebenkeulen aus. Das Phasenrauschen bewirkt eine Anheben der Nebenkeulen auf -20 bis -30 dB über den gesamten Winkelbereich. Da die Fehler-Charakteristik unabhängig von der Soll-Charakteristik ist, wirkt sich das Phasenrauschen um so störender auf die Soll-Charakteristik aus, je geringer deren Gewinn ist, bzw. hier, je breiter der Sektor ist.

In Bild 3.21 ist das Strahlungsdiagramm für den Fall gezeigt, dass sich zum Rand hin ein von  $0^\circ$  bis  $60^\circ$  linear mit dem Radius ansteigender Phasenfehler ergibt. Ursache für ähnliche in der Praxis auftretende Fehler sind der sich verändernde Phasenverlauf bei schrägem Einfall der Welle auf das Reflexionsarray oder evtl. ein aus der Achse verschobenes Speisehorn. Ein Phasenfehler von  $60^\circ$  am Reflektorrand bei  $r_{\max} = 50$  mm würde z.B. schon bei einer Verschiebung des Horns bzw. Phasenzentrums um nur gut 0.5 mm erreicht (bei der Frequenz 60 GHz und 50 mm Brennweite). Da die größten Phasenfehler bei den Elementen



**Bild 3.20:** Veränderung der Fernfeldcharakteristik eines Reflexionsarrays bei überlagerten Phasenfehlern von bis zu  $\pm 30^\circ$  (gleichverteilt).

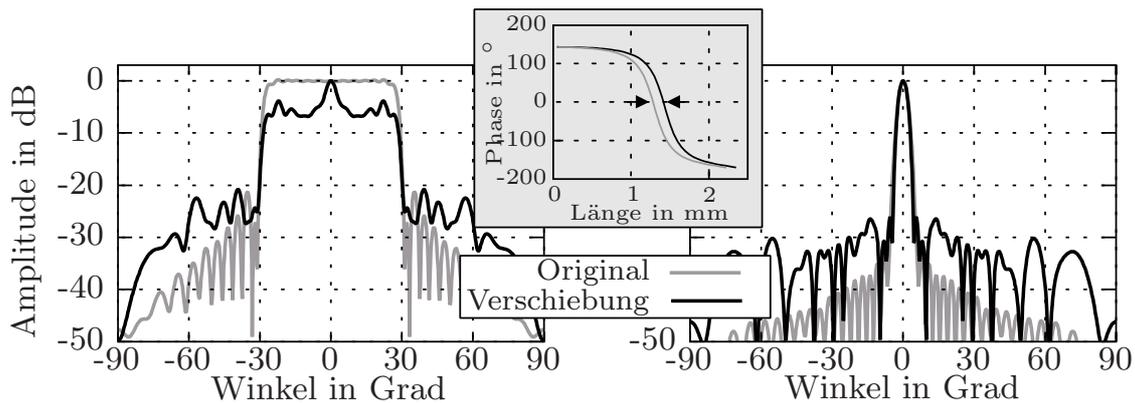


**Bild 3.21:** Veränderung der Fernfeldcharakteristik eines Reflexionsarrays bei linear zum Rand hin ansteigenden Phasenfehlern (Max.  $60^\circ$ ).

mit der geringsten Amplitude auftreten<sup>3</sup>, verursacht diese Fehlerart geringfügigere Veränderungen der Charakteristik. In der Sektorebene ergibt sich ein leicht flacherer Verlauf der Sektorflanken, in der Pencil-Beam-Ebene erhöhen sich die Nebenkeulen.

In einer weiteren Untersuchung wird eine Verschiebung des Reflexionsphasenverlaufs (wie in Bild 3.22 Mitte dargestellt) in Richtung der Patchlängen-Achse angenommen. Die Verschiebung ist so gewählt, dass sich im steilsten Bereich der Kurve ein maximaler Phasenfehler von  $45^\circ$  ergibt. Dies kann sich durch systematische Fehler in der Herstellung, wie z.B. beim Ätzen, bei der Wahl des Ätzzuschlags oder durch Ungenauigkeiten der Simulationsprogramme, wie sie Kapitel 2.4 aufgeführt sind, ergeben. Dadurch kann es vorkommen, dass alle Metallisierungen auf dem Substrat um ein bestimmtes Maß zu klein oder zu groß sind. Im Fall des hier verwendeten Substrats würde eine Verschiebung von  $45^\circ$  ungefähr einer veränderten Kantenposition von  $25\ \mu\text{m}$  entsprechen. In der

<sup>3</sup>In diesem Beispiel beträgt der Amplitudentaper zum Rand hin ca. 7 dB.



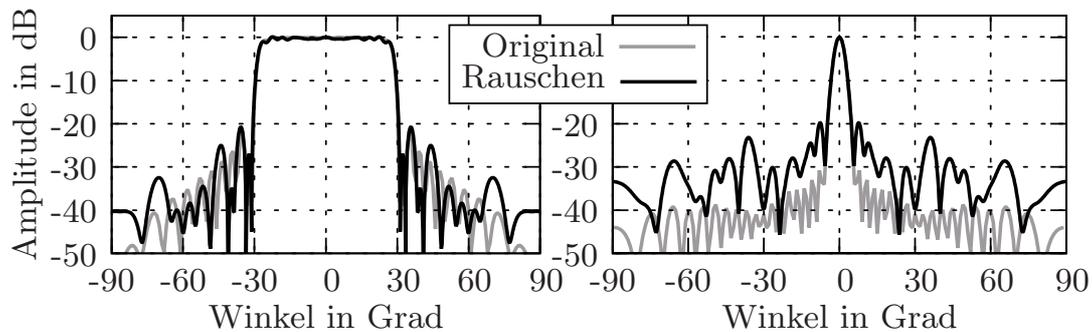
**Bild 3.22:** Veränderung der Fernfeldcharakteristik eines Reflexionsarrays durch eine Verschiebung der Phasenkurve bzw. veränderte Patchlängen, die zu einem maximalen Phasenfehler von  $45^\circ$  führt.

Pencil-Beam-Ebene bewirkt dieser Fehler wie schon bei den vorherigen Fällen eine Erhöhung der Nebenkeulen (Bild 3.22). Einen sehr deutlichen Einfluss hat diese Fehlerart auf die Charakteristik in der Sektorebene. Der Sektorbereich zeigt eine hohe Welligkeit mit bis zu 7 dB starken Einbrüchen auf. Die Flanken sind weitgehend unverändert, aber auch in dieser Ebene sind die Nebenkeulen erhöht.

### Amplitudenfehler

Neben Phasenfehlern treten auch Abweichungen in der Amplitudenbelegung des Arrays auf. Die Amplitude eines Arrayelements wird durch die Leistungsdichte der einfallenden Welle und somit im Wesentlichen durch die Strahlungscharakteristik des Speisehorns bestimmt. Eine unterschiedliche Dämpfung der einzelnen Elemente durch Verluste im Substrat, die sich vor allem dann auswirken, wenn sich ein Patch in Resonanz befindet, kann zu einer Veränderung der Strahlungscharakteristik führen.

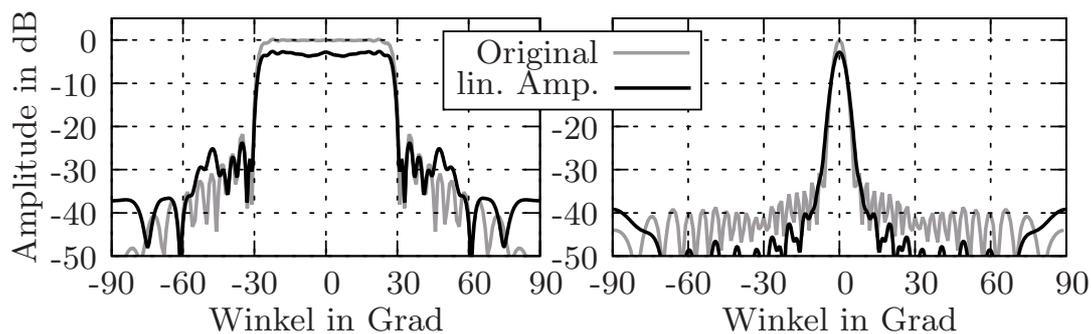
In Bild 3.23 weichen die Amplituden der Einzelemente zufällig um bis zu  $\pm 3$  dB vom Sollwert ab (Gleichverteilung). Obwohl dieses Amplitudenrauschen sehr stark ist, wirkt es sich nur wenig auf die Charakteristik aus. Da die Elemente in der Ebene mit schmaler Keule alle die gleiche Phase haben, kommt es hier zu einer Mittelung der Amplitudenwerte und somit zu keiner wesentlichen Veränderung der Sektor-Charakteristik.



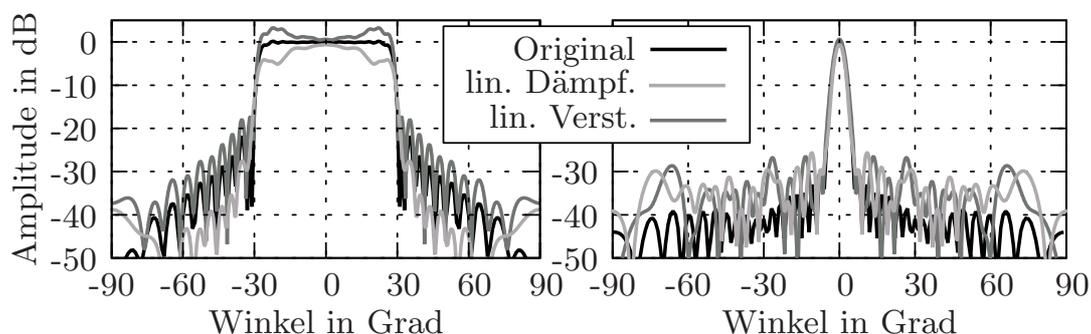
**Bild 3.23:** Amplitudenrauschen von  $\pm 3$  dB

Diese verändert sich bei einer linear zum Rand hin von 0 dB bis 3 dB ansteigenden Dämpfung entlang der Ebene mit schmaler Keule ebenfalls nur geringfügig. In dieser Ebene ist nur eine leichte Verbreiterung der Hauptkeule und ein geringfügig anderer Nebenkeulenverlauf zu beobachten (Bild 3.24), während in der Sektorebene keine wesentlichen Veränderungen zu beobachten sind. Da in der Darstellung in Bild 3.24 sowohl die Soll- als auch die Ist-Charakteristik um den selben Faktor normiert ist, verläuft die Kurve im gedämpften Fall etwas niedriger, die Antenne besitzt also einen geringeren Gewinn auf Grund der Dämpfungsverluste.

Ein anderes Verhalten zeigt sich bei einem entsprechenden Dämpfungsverlauf bzw. einer Verstärkung entlang der Sektorebene in Bild 3.25. Die Charakteristik in der Elevation wird nur unwesentlich verändert, die Sektorcharakteristik zeigt an den Rändern des Sektorbereichs einen Abfall bzw. Anstieg des ursprünglich flachen Verlaufs, je nachdem, ob der Amplitudenverlauf zum Rand hin gedämpft oder verstärkt ist. Da die „Strahlen“, die im Randbereich des



**Bild 3.24:** Linearer Amplitudenabfall entlang der Richtung senkrecht zur Sektorebene von 3 dB zum Rand hin



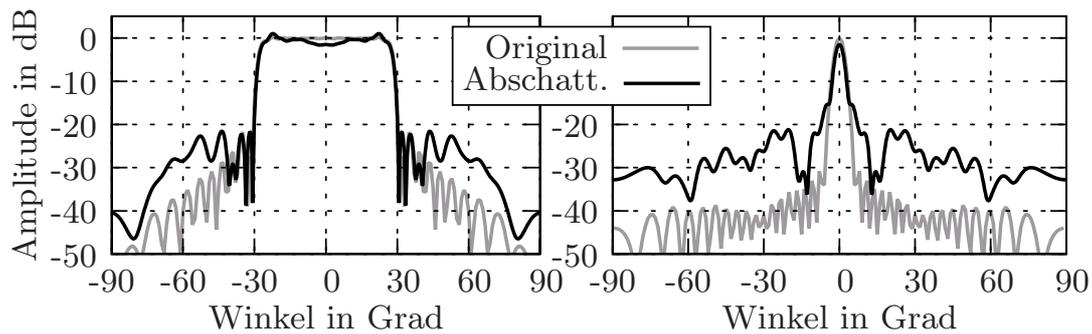
**Bild 3.25:** Linearer Amplitudenabfall bzw. Verstärkung entlang der Sektorebene von  $\pm 3$  dB zum Rand hin

Reflektors reflektiert werden, im äußeren Bereich des Sektors laufen, ist auch in diesem Sektorbereich die größte Veränderung zu beobachten.

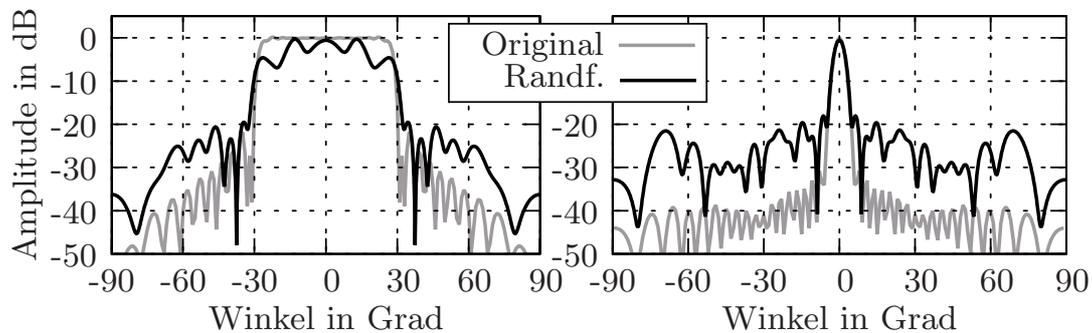
Abschattungseffekte, wie sie z.B. durch ein zentrales Speisehorn entstehen, wirken sich in der Sektorebene vor allem durch eine Dämpfung der Charakteristik in der Mitte aus, während in der orthogonalen Ebene die Nebenkeulen angehoben werden. Die in Bild 3.26 dargestellte Charakteristik ist für den Fall einer kreisförmigen Abschattung mit 10 mm Durchmesser in der Mitte des Reflektors berechnet (Reflektordurchmesser 100 mm). Wie erwartet, zeigt nun die Charakteristik in der Mitte des Sektors eine Eindellung auf. In der Pencil-Beam-Ebene führt die Abschattung zu einer deutlichen Erhöhung der Nebenkeulen.

In Bild 3.27 ist der Fall demonstriert, bei dem die Amplituden aller Arrayelemente, welche sich auf einem 15 mm breiten Ring in der Mitte des Reflektors befinden, zu Null gesetzt sind. Zwar treten solche Fehler an realen Antennen nicht auf, jedoch kann an Hand dieser Untersuchung demonstriert werden, wie sich ellipsenförmige Bereiche<sup>4</sup> mit nicht einstellbaren Phasenwerten im Strah-

<sup>4</sup>Diese Bereiche treten auf Grund der in Kapitel 2 beschriebenen Phasenlücken im Reflexionsphasenverlauf einer Einheitszelle auf und sind auf dem Reflektor optisch durch



**Bild 3.26:** Kreisförmige Abschattung in der Mitte des Reflektors mit 10 mm Durchmesser bei 100 mm Reflektordurchmesser.



**Bild 3.27:** Amplituden in einem Ring mit 15 mm Dicke in der Mitte des Reflektor zu Null gesetzt.

lungendiagramm auswirken. In diesem Extremfall bewirkt der Fehler sehr starke Verzerrungen in der Sektorebene.

Da die verschiedenen Fehlerursachen alle vergleichbare Auswirkungen haben, ist es nur schwer möglich, durch Vergleich von Messung und Simulation auf die jeweilige Ursache für Abweichungen der Charakteristiken zu schließen. Bei den in dieser Arbeit präsentierten Antennen ist eine Überlagerung mehrerer Fehlerursachen zu erwarten.

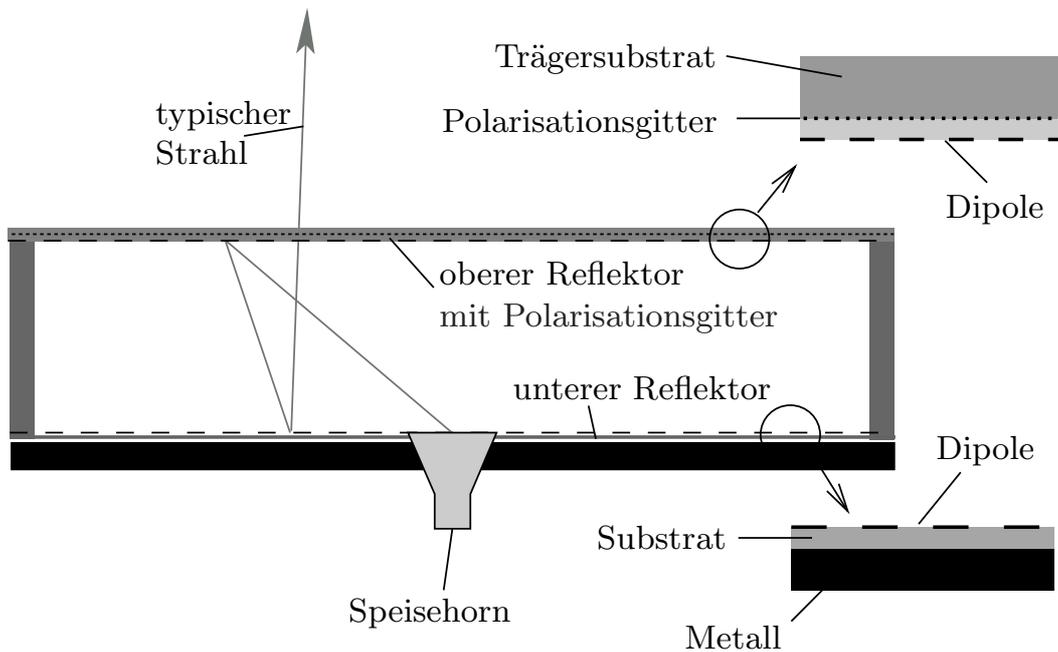
## 3.2 Gefaltete Sektorantenne mit synthetisierter Phasen- und Amplitudenverteilung

Nach dem bisher vorgestellten Syntheseverfahren mit entsprechendem Äquivalent aus der Strahlenoptik wird in diesem Kapitel eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung von Sektorcharakteristiken präsentiert. In Kapitel 3.1 wurde die Fernfeldcharakteristik nur über den Phasenverlauf des Arrays gesteuert. Dort ist die Amplitudenverteilung durch das Speisehorn fest vorgegeben bzw. nur geringfügig veränderbar. Eine sinnvolle Wahl des Speisehorns ist daher essenziell. Unter der Voraussetzung, dass nicht nur die Phasen, sondern auch die Amplituden der Einzelelemente variiert werden können, sind durch diesen zusätzlichen Freiheitsgrad eine Vielzahl weitere komplexe Amplitudenverläufe möglich, die nach Kriterien wie Stör- und Toleranzanfälligkeit sowie Realisierbarkeit optimiert werden können.

In Kapitel 3.1.2 wurde gezeigt, dass aus dem komplexen Verlauf einer ein- oder zweidimensionalen Stromdichteverteilung die Fernfeldcharakteristik über die Fouriertransformation der Stromdichteverteilung berechnet werden kann. Umgekehrt kann aus einer gewünschten Fernfeldcharakteristik die dazu notwendige Stromdichteverteilung bestimmt werden. In [52, 53, 54] wird dies genutzt, um zu einer komplexen Amplitudenverteilung eines Arrays zu gelangen. Da diese Verfahren aus der digitalen Filtersynthese abgeleitet sind, wird hier nicht berücksichtigt, dass bei Antennen der winkelabhängige Phasenverlauf des Fernfeldes in der Regel keine Rolle spielt. In zahlreichen Veröffentlichungen wurden bereits Methoden vorgestellt, die diese Tatsache in den Syntheseverfahren berücksichtigen. Wie später noch gezeigt werden wird, kommen jedoch nur wenige Verfahren für den im Folgenden verwendeten Aufbau in Frage, da die Amplitudenverteilungen auf Grund der Realisierbarkeit bestimmten Beschränkungen unterliegen.

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit einem neuartigen Aufbau einer planaren Reflektorantenne [7], mit der es möglich ist, fast beliebige Amplituden- und Phasenverteilungen zu erzeugen. Der hier tatsächlich verwendete Amplitudenverlauf ist nicht nach den oben angegebenen Kriterien optimiert und spielt in diesem Abschnitt nur eine sekundäre Rolle. Vielmehr wird die neue Doppelreflektoranordnung an Hand eines Beispiels präsentiert und diskutiert.

Der Querschnitt einer gefalteten Doppelreflektor-Antenne ist in Bild 3.28 gezeigt. Er unterscheidet sich von der gefalteten Reflektorantenne mit einfachen Reflektor nur an einer Stelle, dem Polarisationsgitter. Der Unterschied besteht in dem erweiterten Aufbau dieses Gitters. Zusätzlich zu dem Trägersubstrat ist auf der Gitterstruktur noch eine zweite Substratschicht mit schmalen Dipolen auf dessen Unterseite angebracht. Die linear polarisierte Strahlung des Speisehorns ist so ausgerichtet, dass sie wie bisher von dem Polarisationsgitter reflektiert wird, das elektrische Feld der einfallenden Welle also in Richtung



**Bild 3.28:** Doppelreflektoranordnung einer planaren gefalteten Reflektorantenne.

der metallischen Streifen ausgerichtet ist. Die schmalen Dipole sind ebenfalls in Richtung der Gitterstreifen ausgerichtet und nur für die parallele Polarisation sichtbar. In [68] wurde gezeigt, dass ein Gitter in diesem Fall wie eine Massefläche wirkt und für orthogonale Polarisation transparent erscheint. Mit der Länge der Dipole kann der Ausfallswinkel der reflektierten Welle in Abhängigkeit vom Einfallswinkel gesteuert werden.

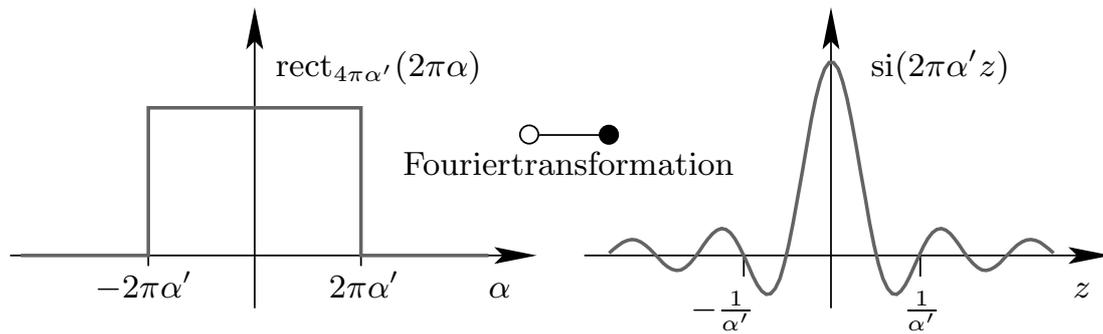
Der obere Reflektor wird genutzt, um den Verlauf der Leistungsdichte auf dem unteren Reflektor einzustellen; mit dem unteren Reflektor wird wie bisher die Polarisation um  $90^\circ$  gedreht und die Phasenverteilung modifiziert. Nach der zweiten Reflexion besitzt die Welle die gewünschte Amplituden- und Phasenverteilung und durchläuft den oberen Reflektor ungestört, da das elektrische Feld jetzt senkrecht zu den Dipolen und dem Polarisationsgitter steht.

Eine mögliche Amplituden- und Phasenverteilung zur Erzeugung einer Sektorcharakteristik im Fernfeld der Antenne kann über die inverse Fouriertransformation gewonnen werden. Eine Sektorcharakteristik kann mathematisch als

$$\tilde{I}(\alpha) = \text{rect}_{4\pi\alpha'}(2\pi\alpha) \quad (3.46)$$

mit  $\alpha' = \frac{\sin(\Delta\theta/2)}{\lambda}$ ,  $\alpha = \frac{\sin(\theta)}{\lambda}$  und dem Sektor-Öffnungswinkel  $\Delta\theta$  ausgedrückt werden. Die Transformation ergibt die in Bild 3.29 dargestellte Stromverteilung

$$I(z) = 2\alpha' \text{si}(2\pi\alpha' z), \quad (3.47)$$



**Bild 3.29:** Idealierte Sektorcharakteristik (Rechtecksfunktion, links) und die aus der Fouriertransformation gewonnene Amplitudenverteilung (si-Funktion, rechts).

mit  $\text{si}(z) = \sin(z)/z$ . Am Beispiel einer 58 GHz-Antenne ist in Tabelle 3.1 der Nullstellenabstand der si-Funktion für verschiedene Öffnungswinkel  $\Delta\theta$  aufgelistet. Bei Öffnungswinkeln von  $60^\circ$  und mehr sind die Abstände der Nullstellen bereits kleiner als eine Wellenlänge und der Amplitudenverlauf ist mit einem diskreten Array nur schwer zu realisieren. Es ist sinnvoll, den Abstand als ein Viel-

Öffnungswinkel $\Delta\theta$	Nullstellenabstand $1/(2\alpha')$
$20^\circ$	14.88 mm
$30^\circ$	9.99 mm
$45^\circ$	6.75 mm
$60^\circ$	5.17 mm
$90^\circ$	3.65 mm

**Tabelle 3.1:** Lage der ersten Nullstelle der si-förmigen Stromdichteverteilung zur Erzeugung einer Sektorfernfeldcharakteristik bei 58 GHz (bzw.  $\lambda_0 = 5.17$  mm).

faches der Elementgröße bzw. des Arrayabstandes zu wählen, so kann gerade bei schwer realisierbaren Verteilungen, wie die si-Verteilung mit zahlreichen Nullstellen in der Amplitudenverteilung und extremen Phasensprüngen von  $180^\circ$ , der abgetastete Verlauf durch das diskrete Array nur dann ausreichend genau synthetisiert werden, wenn die Nullstellen und Sprünge in der Mitte zwischen zwei Array-Elementen liegen und das Abtastkriterium eingehalten wird. Weitere Details zum Nyquist/Shannon-Kriterium und dem abgetasteten Phasenverlauf sind in Anhang D, Seite 159 aufgeführt.

Den größten theoretischen Aufwand erfordert nicht die Berechnung und Optimierung des notwendigen Amplitudenverlaufs des Feldes in der Apertur, um eine

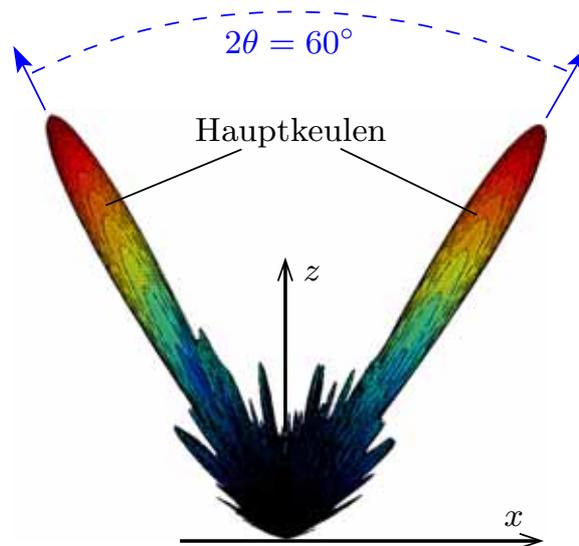
gegebene Charakteristik zu erzeugen, vielmehr gilt das für die Bestimmung der dafür notwendigen Reflexionsphasenverläufe auf den planaren Reflektoren. Es bestehen mehrere Ansatzmöglichkeiten, den Einfluss der Reflexionsphasenverteilung  $\Phi_1(x, y)$  des oberen Reflektors auf den Strahlenverlauf bzw. die Beugung zu berechnen und somit die daraus resultierende Leistungsdichteverteilung auf dem unteren Reflektor zu bestimmen. Wünschenswert ist eine mathematische Formulierung, die vergleichbar mit den Gleichungen der **klassischen Strahlenoptik** (engl. geometrical optics, GO) ist. Dadurch ließen sich viele weiterführende Gleichungen und Ansätze auch für planare frequenzselektive Reflektoren ableiten.

Zunächst wird in einer Voruntersuchung die Funktionsfähigkeit planarer Reflektoren mit stark unterschiedlichen benachbarten Zellen untersucht. Nach einer Herleitung des Reflexionsgesetzes für planare frequenzselektive Reflektoren wird in diesem Kapitel kurz auf die Realisierbarkeit von Amplitudenverläufen eingegangen. Anschließend wird ein Gleichungssystem für die Reflexionsphase planarer Reflektoren hergeleitet, das vergleichbar mit der Berechnung der Form metallischer Reflektoren mit Hilfe der Strahlenoptik ist. Auf Grund der ungünstigen mathematischen Form der Gleichungen wird stattdessen das Energieerhaltungsgesetz auf planare Reflektoren angewandt und ein Gleichungssystem zur Berechnung der Reflexionsphasen präsentiert. Das Berechnungsverfahren wird an Hand einer Antenne mit Sektorcharakteristik demonstriert und verifiziert.

### 3.2.1 Voruntersuchung: Quasi-periodische Arrays mit großem Reflexionsphasengradienten

Zur Voruntersuchung der gefalteten Sektorantennen mit Doppelreflektoranordnung wird eine Antenne mit zwei Hauptkeulen realisiert, wie sie in Bild 3.30 dargestellt sind. Die für eine Sektorcharakteristik notwendige si-Verteilung ist kritisch in Bezug auf die bei der Berechnung der frequenzselektiven Flächen verwendeten Näherungen. Abgesehen davon, dass Nullstellen in der Amplitudenverteilung nur schwer zu realisieren sind, muss auf der Reflektoroberfläche ein Phasenverlauf mit harten  $180^\circ$ -Sprüngen erzeugt werden. Haben sich bei den bisherigen Antennen die Reflexionsphasenänderungen zwischen benachbarten Zellen nur um wenige  $10^\circ$  unterschieden, können diese sich jetzt nicht nur in der Phase, sondern somit auch in deren Patchgröße und in der Stromdichteverteilung stark unterscheiden. Die Annahme einer periodischen Anordnung ist hier besonders kritisch. Zur Untersuchung, wie sich die Phasensprünge auf das Fernfeld auswirken, wird zuerst eine Charakteristik untersucht, die bezüglich der Arrayelementphasen ebenfalls nur zwei um  $180^\circ$  unterschiedliche Werte aufweist, bei der aber die Amplitudenverteilung eine untergeordnete Rolle spielt.

Die Elemente eines äquidistanten Antennenarrays mit (zur Arraynormalen) ge-



**Bild 3.30:** Gemessenes 3D-Strahlungsdiagramm einer Doppelkeulen-Antenne bei 58 GHz (logarithmische Skalierung 0 dB bis  $-30$  dB).

schwenkter Hauptkeule weisen eine lineare Phasenprogression auf. Ein weiteres Array, dessen Hauptkeule um denselben Winkel in die entgegengesetzte Richtung geschwenkt ist, weist eine entsprechende negative Phasenprogression auf. Die in Bild 3.30 dargestellte Charakteristik mit zwei um denselben Winkel nach rechts und links geschwenkten Hauptkeulen kann durch additive Überlagerung dieser beiden komplexen Arrayamplituden erzeugt werden.

Eine Keule, die um den Winkel  $\theta$  zur Arraynormalen geschwenkt ist, weist einen linearen progressiven Phasenverlauf mit der Steigung

$$\frac{\partial \Phi(x)}{\partial x} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta \quad (3.48)$$

auf. Der komplexe Amplitudenverlauf eines Arrays, um eine um  $\theta$  nach links bzw. eine nach rechts geschwenkte Keule zu generieren, ist

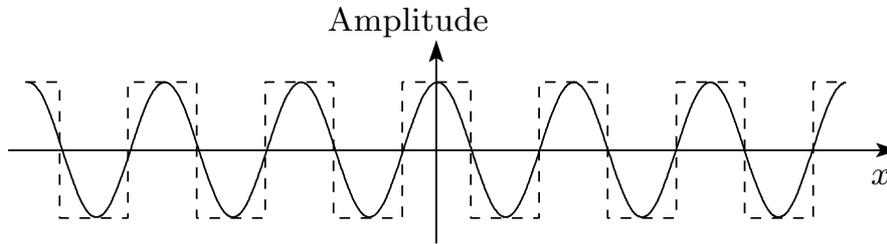
$$A_1(x) = |a(x)| e^{j2\pi \frac{x}{\lambda} \sin \theta} \quad \text{bzw.} \quad (3.49)$$

$$A_2(x) = |a(x)| e^{-j2\pi \frac{x}{\lambda} \sin \theta}, \quad (3.50)$$

wobei  $|a(x)|$  die Amplitudenverteilung darstellt. Für den Fall der Gleichbelegung (gleichmäßige Ausleuchtung des Reflektors) gilt  $|a(x)| = 1$ , was vereinfachend für die folgende Betrachtung angenommen wird. Die Überlagerung der beiden Verläufe ergibt in diesem Fall

$$A_1(x) + A_2(x) = e^{j2\pi \frac{x}{\lambda} \sin \theta} + e^{-j2\pi \frac{x}{\lambda} \sin \theta} = 2 \cos \left( 2\pi \frac{x}{\lambda} \sin \theta \right), \quad (3.51)$$

ein Verlauf mit Nullstellen im Abstand  $x = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}$ . Ausgehend von zwei gleichbelegten Arrays ergibt sich eine kosinusförmige Amplitudenverteilung (Bild 3.31), also wiederum nur zwei um  $180^\circ$  differierende Phasenwerte und eine Amplitudenverteilung  $|\cos(f(x))|$ . Im nicht gleichbelegten Fall ( $a(x) \neq 1$ ) verändert sich



**Bild 3.31:** Angenäherter rechteckförmiger Amplitudenverlauf auf Reflektor. Ein negativer Amplitudenwert bedeutet  $180^\circ$  Phasenunterschied.

die Keulenbreite und die Lage und Höhe der Nebenkeulen, die Doppelkeulen-Charakteristik bleibt aber erhalten. Selbst wenn der kosinusförmige Verlauf durch die in Bild 3.31 eingezeichnete Rechteckfunktion angenähert wird, ändert sich die grundsätzliche Charakteristik nicht. Mit Hilfe dieser Antenne kann die Auswirkung der  $180^\circ$ -Sprünge untersucht werden, ohne einen determinierten Amplitudenverlauf erzeugen zu müssen.

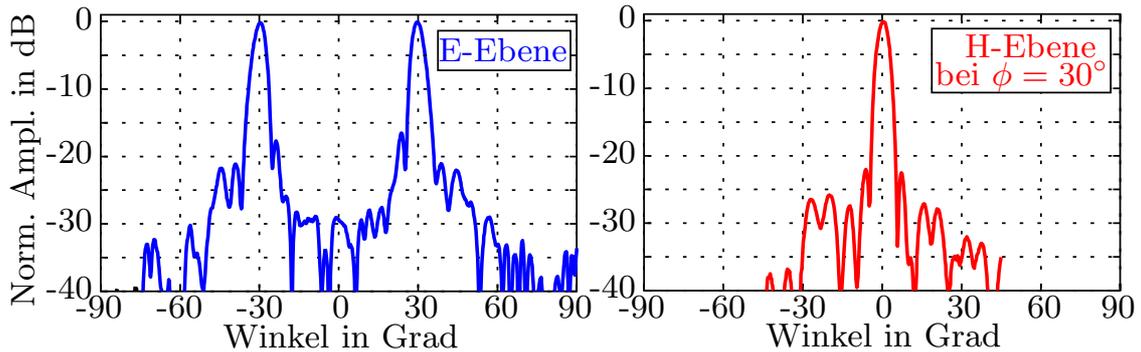
Zur Verifizierung wird eine gefaltete Reflektorantenne mit zwei Hauptkeulen bei 58 GHz realisiert. Auf einem Substrat mit 0.254 mm Dicke und der Permittivität  $\epsilon_r = 2.2$  wird ein Reflexionsarray mit 2.4 mm großen quadratischen Zellen aufgebaut, der Fokus beträgt 50 mm, der Durchmesser des Reflektors 100 mm. Der Abstand der Nullstellen bzw. des Vorzeichenwechsels der Kosinusfunktion ist abhängig vom Schwenkwinkel. Hier wird ein Abstand von  $3/\sqrt{2} \cdot 2.4 \text{ mm} = 5.09 \text{ mm}$  gewählt, also ein Vorzeichenwechsel nach 1.5 Elementdiagonalen<sup>5</sup>, was zu einem Winkel von  $60^\circ$  zwischen den beiden Hauptkeulen führt.

Die gemessene Fernfeldcharakteristik ist in den Bildern 3.32 und 3.33 gezeigt. Der Abstand zwischen den beiden Hauptkeulen beträgt  $59.3^\circ$ . Die 3 dB -Keulenbreite in der Ebene mit den zwei Keulen beträgt  $4.3^\circ$  und in der dazu orthogonalen Ebene  $4.2^\circ$ . Der Nebenkeulenabstand ist in der H-Ebene mit 22 dB besser als in der E-Ebene mit 17 dB. In der zweidimensionalen Messung in Bild 3.33 zeigt sich, dass die Nebenkeulen außerhalb der Hauptebenen vergleichsweise gering sind.

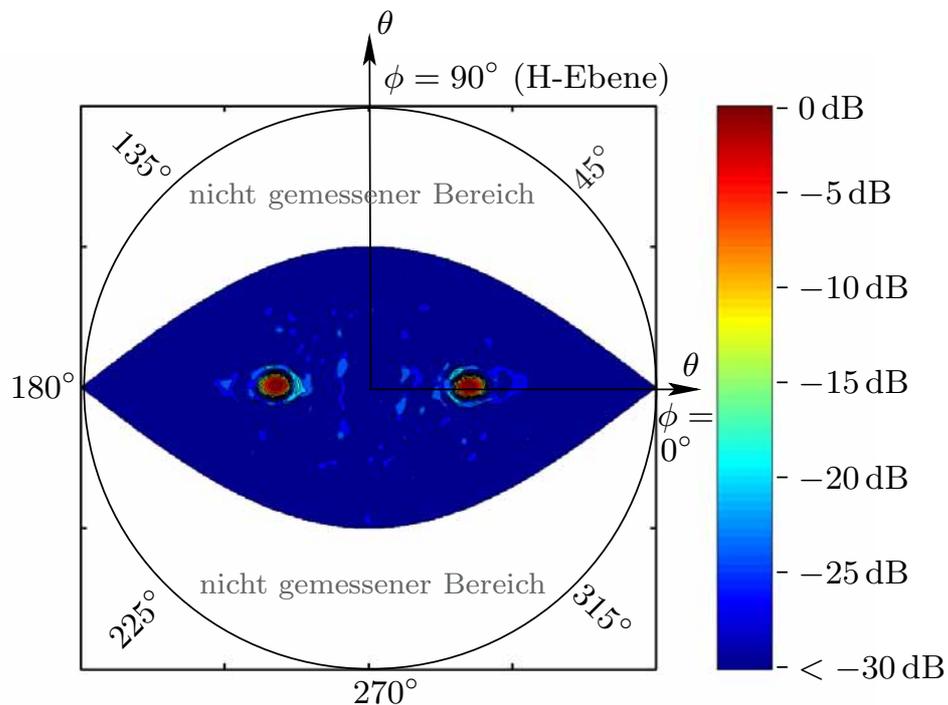
Mit dieser Messung wird bestätigt, dass auch große Phasenunterschiede zwischen zwei benachbarten Zellen trotz der Annahme eines periodischen Arrays bei der Berechnung der Reflexionsphase das gewünschte Verhalten zeigen. Der Phasenunterschied zwischen zwei benachbarten Elementen nimmt allerdings auch

<sup>5</sup> Auf Grund des gefalteten Aufbaus ist eine  $45^\circ$  -Drehung des Reflektors notwendig, weswegen nicht die Kantenlänge, sondern die Diagonale einer Einheitszelle verwendet wird.

hier nicht genau den maximalen Wert von  $180^\circ$  an, da zusätzlich die Phasen zur Weglängenkompensation der unterschiedlichen (elektrischen) Strahlenlängen vom Speisehorn zum Reflektor addiert werden.



**Bild 3.32:** Fernfeldcharakteristik der Doppelkeulen-Antenne bei 58 GHz

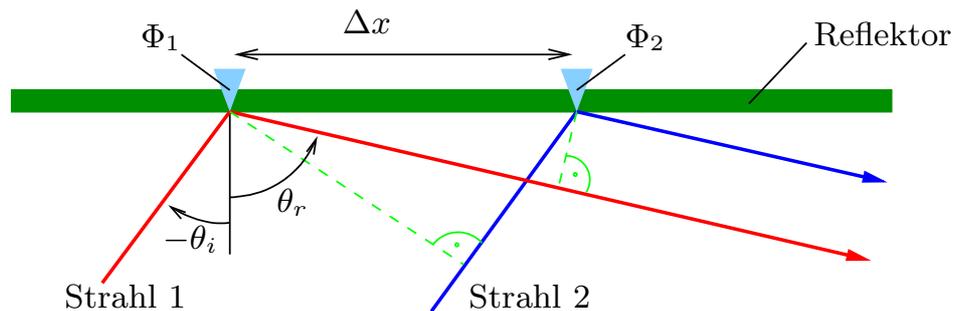


**Bild 3.33:** 2D-Fernfeldcharakteristik der Doppelkeulen-Antenne bei 58 GHz

### 3.2.2 Reflexionsgesetz planarer Reflektoren mit frequenzselektiven Oberflächen

In der klassischen Strahlenoptik wird der Strahlenverlauf bei der Reflexion an metallischen Reflektoren (Spiegeln) nach dem Snelliusschen Gesetz berechnet. Bei planaren Spiegeln führt das zu der bekannten Bedingung Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel:  $\theta_r = \theta_i$ . Reflektoren mit frequenzselektiven Oberflächen sind meist diskret aufgebaut. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Reflektoren ist die Oberfläche in gleich große äquidistante Zellen aufgeteilt. In diesen Zellen wird lokal die Reflexionsphase einer Welle durch metallische Strukturen beeinflusst. Unter Beachtung bestimmter Randbedingungen, auf die später noch genauer eingegangen wird, kann für die Herleitung des Reflexionsgesetzes vereinfachend angenommen werden, dass ein kontinuierlicher Reflexionsphasenverlauf  $\Phi(x)$  auf dem Reflektor vorhanden ist.

In Bild 3.34 sind zwei Strahlen einer einfallenden, lokal ebenen Welle dargestellt. Die Reflexionspunkte liegen auf dem Reflektor  $\Delta x$  auseinander, die Reflexionsphasen an diesen Stellen betragen  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$ . Die beiden reflektierten



**Bild 3.34:** Reflexionen an einem planaren Reflektor (zweidimensionaler Fall)

Strahlen überlagern sich entsprechend dem Wellenmodell nach der Reflexion in Richtung der Ausfallsrichtung konstruktiv, d.h. die Phasen der beiden fiktiven Strahlen müssen in einer gedachten Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung phasengleich sein. Da hier aber im Allgemeinen die Reflexionsphasen  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  im Gegensatz zum rein metallischen Reflektor unterschiedlich sind, müssen die Phasen beider Strahlen getrennt bestimmt werden. Mathematisch dargestellt ergibt sich im **zweidimensionalen Fall** die Bedingung

$$-\Delta x \cdot \sin \theta_r + \frac{1}{k} \Phi_1 = \Delta x \cdot \sin \theta_i + \frac{1}{k} \Phi_2, \quad (3.52)$$

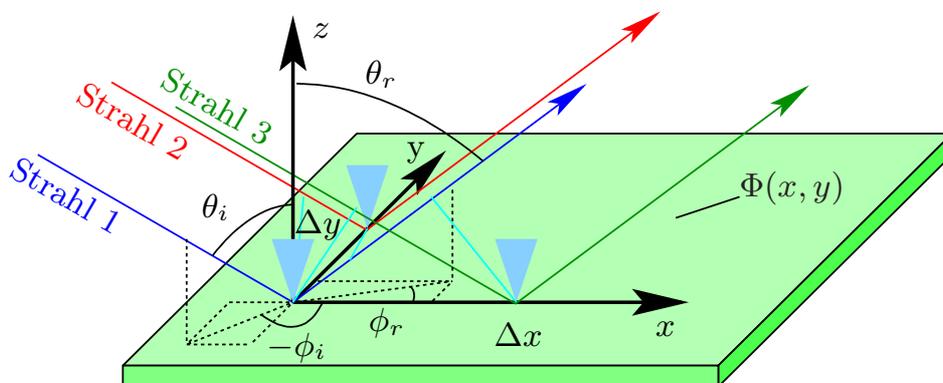
wobei  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  die Wellenzahl,  $\theta_i$  der Einfallswinkel und  $\theta_r$  der Ausfallswinkel zur Normalen hin gemessen sind. Für unendlich kleine  $\Delta x$  in Gleichung (3.52) ergibt sich eine einfache Beziehung zwischen dem Einfallswinkel  $\theta_i$ , dem Ausfallswinkel

$\theta_r$  und der Ableitung des (kontinuierlichen, differenzierbaren) Reflexionsphasenverlaufs auf dem Reflektor  $\frac{\partial \Phi(x)}{\partial x}$ :

$$\sin \theta_r + \sin \theta_i = -\frac{1}{k} \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left( \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{\Delta x} \right) = -\frac{1}{k} \frac{\partial \Phi(x)}{\partial x}. \quad (3.53)$$

Diese zweidimensionale Betrachtung ist ausreichend, solange sich die einfallenden Strahlen in derselben Ebene wie der Gradient des Phasenverlaufs befindet, also z.B. für einen rotationssymmetrischen Aufbau wie in [7].

Für die Herleitung des Reflexionsgesetzes für den allgemeinen **dreidimensionalen Fall** werden die drei in Bild 3.35 dargestellten Strahlen betrachtet. Für



**Bild 3.35:** Reflexionen an einem planaren Reflektor (dreidimensionaler Fall)

die Strahlen gilt dieselbe Phasenbeziehung wie im zweidimensionalen Fall. Die Reflexionsphase auf der Reflektoroberfläche  $\Phi(x, y)$  hängt jetzt von  $x$  und  $y$  ab. Bei analoger Vorgehensweise wie im zweidimensionalen Fall ergeben sich jetzt zwei Gleichungen. Für den Grenzfalle mit  $\Delta x$  und  $\Delta y$  gegen Null erhält man die  $x$ - und  $y$ -Komponente des Phasengradienten in Abhängigkeit der Einfallswinkel  $\phi_i$  bzw.  $\theta_i$  und der Ausfallswinkel  $\phi_r$  bzw.  $\theta_r$ :

$$\sin \theta_r \cos \phi_r + \sin \theta_i \cos \phi_i = -\frac{1}{k} \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial x}, \quad (3.54)$$

$$\sin \theta_r \sin \phi_r + \sin \theta_i \sin \phi_i = -\frac{1}{k} \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial y}. \quad (3.55)$$

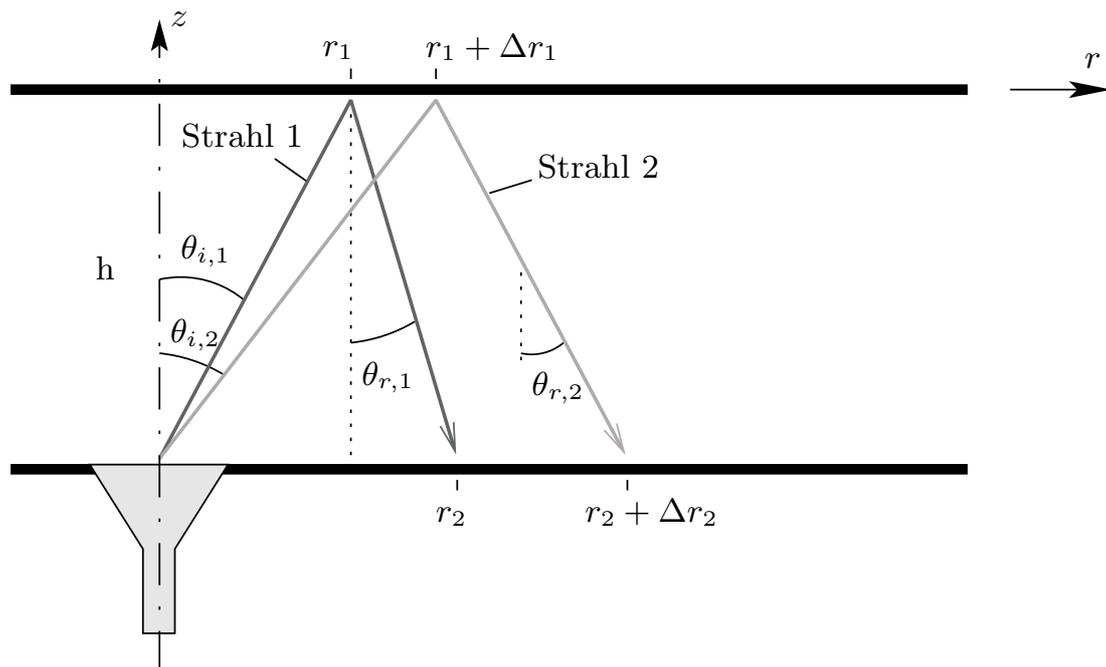
Bei gegebenem Reflexionsphasenverlauf  $\Phi(x, y)$  und Einfallswinkel  $\phi_i, \theta_i$  lässt sich aus den Gleichungen (3.54) und (3.55) die Ausbreitungsrichtung der reflektierten Welle berechnen.

### 3.2.3 Leistungsdichtequotient bei Doppelreflektoranordnungen

Das Reflexionsgesetz für Reflektoren mit frequenzselektiven Flächen ermöglicht zwar die Bestimmung des Strahlenverlaufs bei gegebenem Reflexionsphasenverlauf, jedoch wird keine Information über die Leistungsdichteänderung entlang eines Strahls bzw. bei dessen Reflexion gegeben. Eine allgemeine Beschreibung wie in der Strahlenoptik mit Hilfe von äquivalenten Krümmungsradien der Reflektoroberfläche und der Wellenfront ist, wie in Anhang E, Seite 161 gezeigt, nicht sinnvoll. Alternativ kann ein Energierelationsfaktor definiert werden, der wie in Bild 3.36 gezeichnet, ein Maß für die Aufweitung des Strahls darstellt. Bei der hier dargestellten zweidimensionalen Anordnung aus zwei parallelen Reflektoren ist das Verhältnis der Flächen bzw. Längen  $\Delta r_1/\Delta r_2$  proportional zu dem Verhältnis der Leistungsdichten  $S_1/S_2$  auf den beiden Reflektoren und stellt somit eine sinnvolle Rechengröße dar, da

$$\frac{\Delta r_1}{\Delta r_2} \frac{r_1}{r_2} = \frac{S_1(r_1)}{S_2(r_2)}. \quad (3.56)$$

Zur Bestimmung dieses Quotienten wird mit Hilfe des Reflexionsgesetzes der



**Bild 3.36:** Abbildung eines Längen- bzw. Flächenstücks  $\Delta r_1$  auf dem oberen Reflektor nach  $\Delta r_2$  auf dem unteren Reflektor.

Verlauf der beiden in Bild 3.36 eingezeichneten Strahlen bestimmt. Für den

ersten Strahl gilt

$$\sin(\theta_{r,1}) - \sin(\theta_{i,1}) = \frac{1}{k} \frac{\partial \Phi(r_1)}{\partial r_1}, \quad (3.57)$$

für den zweiten Strahl

$$\sin(\theta_{r,2}) - \sin(\theta_{i,2}) = \frac{1}{k} \frac{\partial \Phi(r_1 + \Delta r_1)}{\partial r_1}. \quad (3.58)$$

(3.57) - (3.58) ergibt

$$(\sin \theta_{r,1} - \sin \theta_{r,2}) - (\sin \theta_{i,1} - \sin \theta_{i,2}) = \frac{1}{k} \frac{\partial \Phi(r_1)}{\partial r_1} - \frac{1}{k} \frac{\partial \Phi(r_1 + \Delta r_1)}{\partial r_1}. \quad (3.59)$$

Für  $\Delta r_1 \rightarrow 0$  gilt

$$\lim_{\Delta r_1 \rightarrow 0} \frac{\partial \Phi(r_1)}{\partial r_1} - \frac{\partial \Phi(r_1 + \Delta r_1)}{\partial r_1} = \frac{\partial^2 \Phi(r_1)}{\partial r_1^2} \cdot \Delta r_1. \quad (3.60)$$

Die Winkel können an Hand der Abmessungen zu

$$\tan \theta_{i,1} = \frac{r_1}{h}, \quad (3.61)$$

$$\tan \theta_{i,2} = \frac{r_1 + \Delta r_1}{h}, \quad (3.62)$$

$$\tan \theta_{r,1} = \frac{a}{h}, \quad (3.63)$$

$$\tan \theta_{r,2} = \frac{a + \Delta r_2 - \Delta r_1}{h} \quad (3.64)$$

bestimmt werden, wobei

$$\begin{aligned} a = r_2 - r_1 = h \tan(\theta_{r,1}) &= h \tan \arcsin\left(\frac{1}{k} \frac{\delta \Phi(r_1)}{\delta r_1} + \sin \theta_{i,1}\right) \\ &= h \frac{\frac{1}{k} \frac{\delta \Phi}{\delta r_1} + \frac{r_1}{\sqrt{r_1^2 + h^2}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{k} \frac{\delta \Phi}{\delta r_1} + \frac{r_1}{\sqrt{r_1^2 + h^2}}\right)^2}} \end{aligned} \quad (3.65)$$

ist. Mit den Äquivalenzen

$$\sin \arctan(r) = \frac{r}{\sqrt{1 + r^2}}, \quad (3.66)$$

$$\tan \arcsin(r) = \frac{r}{\sqrt{1 - r^2}} \quad (3.67)$$

können die Gleichungen (3.57) und (3.58) für den Fall  $r_1, a \neq 0$  umgeformt werden zu

$$\begin{aligned} \sin(\theta_{i,2}) - \sin(\theta_{i,1}) &= \sin(\arctan(\frac{r_1 + \Delta r_1}{h})) - \sin(\arctan(\frac{r_1}{h})) \quad (3.68) \\ &= \frac{(r_1 + \Delta r_1)/h}{\sqrt{1 + ((r_1 + \Delta r_1)/h)^2}} - \frac{r_1/h}{\sqrt{1 + (r_1/h)^2}} \\ &\underset{\text{für } \Delta r_1 \rightarrow 0, r_1 \gg \Delta r_1}{\approx} \frac{\Delta r_1/h}{\sqrt{1 + (r_1/h)^2}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sin(\theta_{r,2}) - \sin(\theta_{r,1}) &= \sin(\arctan(\frac{a + \Delta r_2 - \Delta r_1}{h})) - \sin(\arctan(\frac{a}{h})) \quad (3.69) \\ &= \frac{(a + \Delta r_2 - \Delta r_1)/h}{\sqrt{1 + ((a + \Delta r_2 - \Delta r_1)/h)^2}} - \frac{a/h}{\sqrt{1 + (a/h)^2}} \\ &\underset{\text{für } \Delta r_1, \Delta r_2 \rightarrow 0}{\approx} \frac{(\Delta r_2 - \Delta r_1)/h}{\sqrt{1 + (a/h)^2}}. \end{aligned}$$

Gleichung (3.68), (3.69) und (3.60) in (3.59) eingesetzt, ergibt

$$-\frac{(\Delta r_2 - \Delta r_1)/h}{\sqrt{1 + (a/h)^2}} + \frac{\Delta r_1/h}{\sqrt{1 + (r_1/h)^2}} \approx \frac{\partial^2 \Phi(r_1)}{\partial r_1^2} \cdot \Delta r_1 \quad (3.70)$$

bzw.

$$\frac{\Delta r_2}{\Delta r_1} \approx 1 + \left( \frac{1}{\sqrt{h^2 + r_1^2}} - \frac{\partial^2 \Phi(r_1)}{\partial r_1^2} \right) \sqrt{h^2 + a^2}. \quad (3.71)$$

$\Delta r_2/\Delta r_1$  ist ein Maß für die Aufweitung eines kleinen Sektorbereichs nach der Reflexion an einem planaren Reflektor mit Reflexionsphasenverlauf  $\Phi(r_1)$ . Wie (3.71) zu entnehmen ist, hängt das Flächen- bzw. Energiedichtenverhältnis im Wesentlichen von der zweiten Ableitung des Phasenverlaufs  $\partial^2 \Phi(r_1)/\partial r_1^2$  ab, aber auch vom Einfallswinkel und der ersten Ableitung des Phasenverlaufs  $\partial \Phi(r_1)/\partial r_1$ . Für den Fall eines konstanten Reflexionsphasenverlaufs ergibt sich das Verhältnis  $\Delta r_2 r_2 / (\Delta r_1 r_1) = 4$ , entsprechend der klassischen Strahlenoptik. Bei senkrechtem Ein- oder Ausfall wird Gleichung (3.71) jedoch ungenau und ist nur unter Einschränkungen einsetzbar. Sie bietet aber gute Einblicke in das Verhalten frequenzselektiver Reflektoren. Für dreidimensionale Reflektoren werden die Beziehungen zwischen Winkeln, geometrischen Daten und Leistungsdichten um ein Vielfaches komplexer und können nicht in geeigneter Form dargestellt werden. Eine Alternative zur Berechnung planarer Reflektoren stellt die im folgenden Kapitel vorgestellte Herleitung mit Hilfe des Energieerhaltungssatzes dar.

### 3.2.4 Energieerhaltung bei frequenzselektiven Reflektoren

#### Rotationssymmetrische Reflektoren

Grundlage für die Berechnung der Reflexionsphasenverteilung auf dem oberen Reflektor  $\Phi_1(r_1)$  (Bild 3.37) ist neben dem Reflexionsgesetz der Energieerhaltungssatz. Dieser beschreibt den Zusammenhang zwischen der Leistungsdichte auf den Reflektoren bzw. der vom Speisehorn abgestrahlten Leistungsdichte. Die vom Horn abgestrahlte Leistung und die an den Reflektoren reflektierte Leistung muss identisch sein, solange keine Energie verloren geht. Dies wird durch den Energieerhaltungssatz beschrieben, der in differenzieller Form lautet:

$$\frac{dr_2}{d\theta_1} = \frac{E_0^2(\theta_1) \sin \theta_1}{C^2 I_2^2(r_2) r_2}, \quad (3.72)$$

wobei  $E_0^2(\theta_1)$  die abgestrahlte Leistungsdichte des Speisehorns und  $I_2^2(r_2)$  die gewünschte Leistungsdichte<sup>6</sup> auf dem unteren Reflektor (Bild 3.37) beschreibt.  $C^2$  ist ein skalarer Faktor, der aus Normierungsgründen zu

$$C^2 = \frac{\int_{\theta_{1,\min}}^{\theta_{1,\max}} E_0^2(\theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1}{\int_{r_{2,\min}}^{r_{2,\max}} I_2^2(r_2) r_2 dr_2} \quad (3.73)$$

gewählt wird. Die Integrationsintervalle  $[\theta_{1,\min}, \theta_{1,\max}]$  und  $[r_{2,\min}, r_{2,\max}]$  legen den für die Synthese relevanten Winkelbereich des Speisehorns und den wirksamen Radiusbereich des unteren Reflektors fest. Aus Bild 3.37 lassen sich die Gleichungen

$$\tan \theta_1 = \frac{r_1}{h}, \quad (3.74)$$

$$\tan \theta_2 = \frac{r_2 - r_1}{h} = \frac{r_2}{h} - \tan \theta_1, \quad (3.75)$$

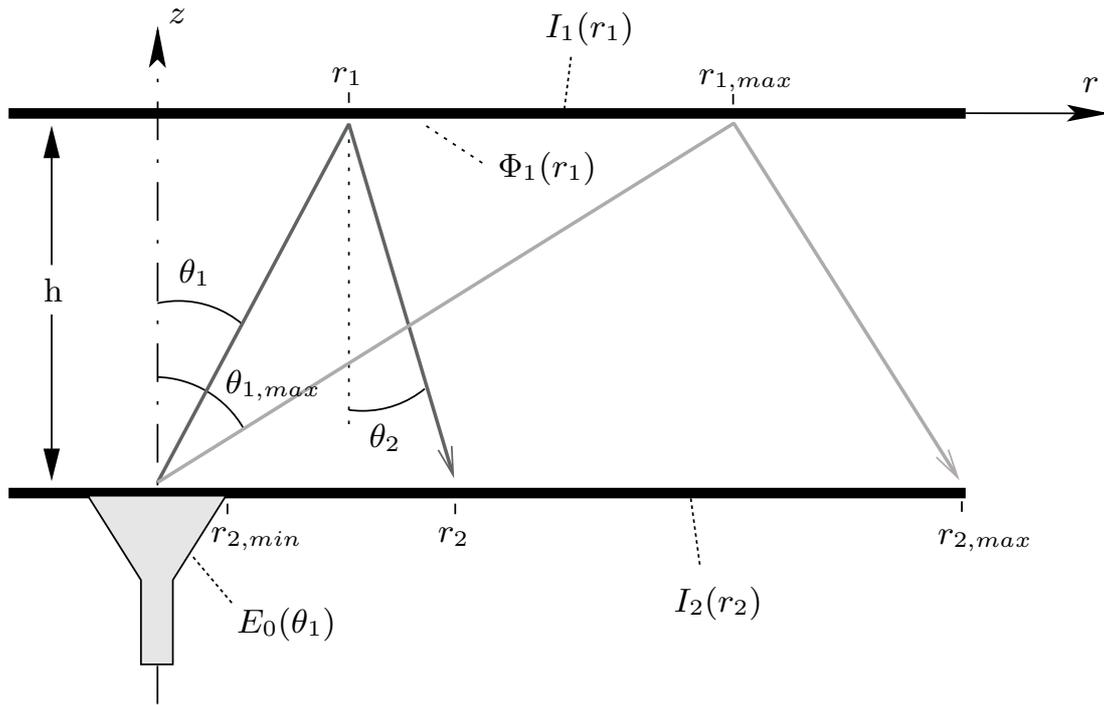
$$\frac{dr_2}{dr_1} = \frac{dr_2}{d\theta_1} \frac{d\theta_1}{dr_1} = \frac{dr_2}{d\theta_1} \frac{h}{h^2 + r_1^2} \quad (3.76)$$

ableiten. Daraus ergibt sich zusammen mit (3.72) eine nichtlineare Differentialgleichung der Form

$$\frac{dr_2}{dr_1} = f(r_1, r_2), \quad (3.77)$$

aus der sich der Strahlenverlauf  $r_2(r_1)$  bestimmen lässt, wobei mit  $r_1$  und  $r_2$  die Reflexionspunkte der Strahlen gekennzeichnet sind. Als Randbedingung für

<sup>6</sup>Die Indizes an den Variablen  $r_1$  und  $r_2$  sollen verdeutlichen, dass mit  $r_1$  ein Punkt auf dem oberen Reflektor und mit  $r_2$  auf den unteren Reflektor gemeint ist. Beide Koordinatenachsen zeigen aber in dieselbe Richtung.



**Bild 3.37:** Winkel- und Ortsdefinitionen für Leistungsberechnung

(3.77) kann der Strahl herangezogen werden, welcher am Rand des unteren Reflektors auftritt,  $r_2(r_{1,max}) = r_{2,max}$ . Einen Zusammenhang zwischen Einfallswinkel  $\theta_1$  und Ausfallwinkel  $\theta_2$  wird durch das in Kapitel 3.2.2 hergeleitete Reflexionsgesetz für planare Reflektoren beschrieben:

$$\sin \theta_2 - \sin \theta_1 = \frac{1}{k} \frac{\partial \Phi_1(r_1)}{\partial r_1}. \quad (3.78)$$

Die Funktion  $r_2(r_1)$ , sowie Gleichungen (3.74) und (3.75) eingesetzt in (3.78), ergibt

$$\frac{r_2(r_1) - r_1}{\sqrt{h^2 [r_2(r_1) - r_1]^2}} - \frac{r_1}{\sqrt{h^2 + r_1^2}} = \frac{1}{k} \frac{\partial \Phi_1(r_1)}{\partial r_1}, \quad (3.79)$$

woraus der einzustellende Phasenverlauf  $\Phi_1(r_1)$  durch numerische Integration direkt ermittelt werden kann. Die Integrationskonstante, die einen Phasenoffset darstellt, kann beliebig gewählt werden, da nur die Ableitung des Phasenverlaufs eine Rolle spielt, nicht aber die absolute Phase.

### Zweidimensionale Reflektoren

Deutlich komplexer wird die Berechnung des Reflexionsphasenverlaufs  $\Phi_1(x_1, y_1)$  bei zweidimensionalen Reflektoren. Wie bei der Betrachtung rotationssymme-

trischer Reflektoren ist auch im allgemeinen zweidimensionalen Fall der Energieerhaltungssatz

$$\frac{dx_2 dy_2}{d\theta_1 d\phi_1} = \frac{E_0^2(\theta_1, \phi_1) \sin \theta_1}{C^2 I_2^2(x_2, y_2)} \quad (3.80)$$

der Ausgangspunkt der Berechnung mit dem Normierungsfaktor

$$C^2 = \frac{\int_{\theta_{1,\min}}^{\theta_{1,\max}} \int_{\phi_{1,\min}(\theta_1)}^{\phi_{1,\max}(\theta_1)} E_0^2(\theta_1, \phi_1) \sin \theta_1 d\theta_1 d\phi_1}{\int_{x_{2,\min}}^{x_{2,\max}} \int_{y_{2,\min}(x_2)}^{y_{2,\max}(x_2)} I_2^2(x_2, y_2) dy_2 dx_2}. \quad (3.81)$$

Bei Rotationssymmetrie der Primärstrahlung und kreisförmigen Reflektoren mit Radius  $R$  vereinfacht sich (3.81) zu

$$C^2 = \frac{2\pi \int_{\theta_{1,\min}}^{\theta_{1,\max}} E_0^2(\theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1}{\int_{x_{2,\min}}^{x_{2,\max}} \int_{-\sqrt{R^2-x_2^2}}^{\sqrt{R^2-x_2^2}} I_2^2(x_2, y_2) dy_2 dx_2}. \quad (3.82)$$

Aus dem Aufbau in Bild 3.38 lassen sich die Beziehungen

$$\tan \theta_1 = \frac{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{h}, \quad (3.83)$$

$$\tan \phi_1 = \frac{y_1}{x_1}, \quad (3.84)$$

$$\tan \theta_2 = \frac{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}}{h}, \quad (3.85)$$

$$\tan \phi_2 = \frac{(y_2 - y_1)}{(x_2 - x_1)}, \quad (3.86)$$

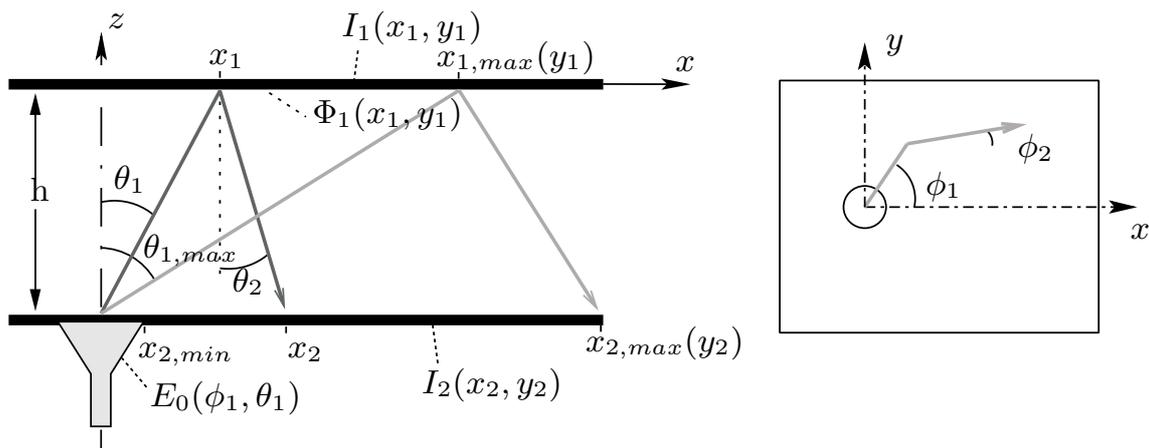
$$\frac{d\theta_1}{dx_1} = \frac{h \cdot x_1}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2} \cdot (h^2 + x_1^2 + y_1^2)}, \quad (3.87)$$

$$\frac{d\theta_1}{dy_1} = \frac{h \cdot y_1}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2} \cdot (h^2 + x_1^2 + y_1^2)}, \quad (3.88)$$

$$\frac{dx_2}{dx_1} = \frac{dx_2}{d\theta_1} \frac{d\theta_1}{dx_1}, \quad (3.89)$$

$$\frac{dy_2}{dy_1} = \frac{dy_2}{d\theta_1} \frac{d\theta_1}{dy_1}, \quad (3.90)$$

ableiten. Das Energieerhaltungsgesetz (3.80) und das Reflexionsgesetz für planare Reflektoren (3.54) bilden ein Differentialgleichungssystem aus drei Gleichungen und drei unbekannt Funktionen, die jeweils von den zwei Variablen  $x_1$  und  $y_1$  abhängen. Die Unbekannten sind  $x_2(x_1, y_1)$  und  $y_2(x_1, y_1)$ , die den Verlauf der Strahlen beschreiben, und der Reflexionsphasenverlauf  $\Phi_1(x_1, y_1)$ , welcher



**Bild 3.38:** Winkel- und Koordinatendefinitionen anhand der Seitenansicht und Draufsicht.

notwendig ist, um den Strahlenverlauf zu erzeugen. Mit bekannten Verfahren lässt sich das sehr komplexe Differentialgleichungssystem nicht lösen. Wie auch bei optischen Reflektoren ist nur eine näherungsweise Lösung zu finden [69]. Die unbekanntenen Größen  $x_2$ ,  $y_2$  und  $\Phi_1$  lassen sich durch Ein- bzw. Gleichsetzen der Gleichungen nicht sinnvoll eliminieren. Das Lösen einzelner Differentialgleichungen ist nicht möglich. Ein Lösungsweg mit Hilfe einer Näherung wird später im Rahmen eines Beispiels aufgezeigt.

Durch den Reflexionsphasenverlauf  $\Phi_1(x_1, y_1)$  wird das Abbildungsverhalten der Speisehorncharakteristik  $E_0(\phi, \theta)$  bzw. der Leistungsverteilung auf dem oberen Reflektor  $I_1^2(x_1, y_1)$  auf die Leistungsdichteverteilung des unteren Reflektors  $I_2^2(x_2, y_2)$  bestimmt (Bild 3.38). Theoretisch existieren unendlich viele Abbildungsfunktionen, um eine bestimmte Leistungsverteilung  $I_1^2$  auf die gewünschte Verteilung  $I_2^2$  abzubilden. Physikalisch sinnvoll ist die Erzeugung eines möglichst konstanten Phasenverlauf  $\Phi_1(x_1, y_1)$ . Auch sich überkreuzenden Strahlen sind zu vermeiden; Strahlen, die z.B. auf den linken Rand des oberen Reflektors auftreffen, sollen auch an den linken Rand des unteren Reflektors reflektiert werden, Entsprechendes gilt auf der rechten Seite.

Das Abbildungsverhalten wird durch die Wahl der Integrationsverläufe des Energieerhaltungssatzes bestimmt und ist von der Art des verwendeten Koordinatensystems abhängig. So werden z.B. durch Gleichung (3.80) Kreisringe, die sich dadurch ergeben, dass das Zählerintegral in Kugelkoordinaten definiert ist, auf eine rechteckförmige Fläche auf dem unteren Reflektor abgebildet, da die Integration im Nenner in kartesischen Koordinaten erfolgt. Dies führt zu einem hohen Gradienten des Reflexionsphasenverlaufs  $\Phi_1$ , was physikalisch nicht sinnvoll ist. Haben die beiden Reflektoren dieselbe Form, ist es in der Regel sinnvoller, die Leistungsdichte  $I_1^2$  aus der Strahlungscharakteristik  $E_0$  des Horns zu

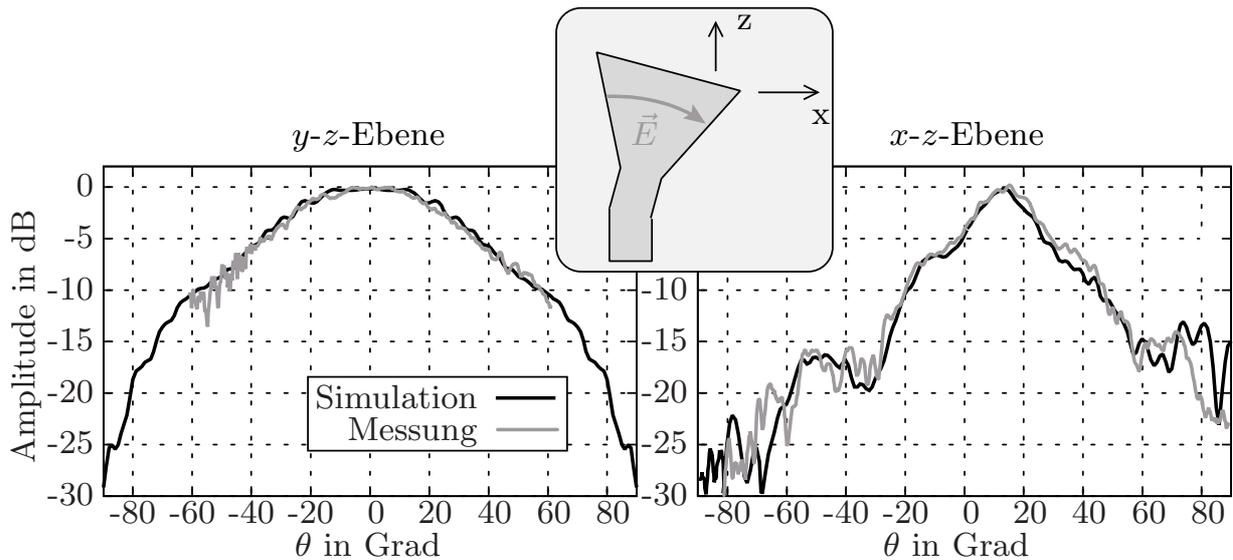
bestimmen und das Abbildungsverhalten  $I_1 \rightarrow I_2$  anstatt  $E_0 \rightarrow I_2$  zu suchen, da dann Nenner- und Zählerintegral im selben Koordinatensystem definiert sind.

#### 3.2.5 Designbeispiel einer $22^\circ$ -Sektorantenne bei 58 GHz

Das in den vergangenen Kapiteln bereit gestellte mathematische Werkzeug wird nun auf das Beispiel einer Sektorantenne angewandt. Es wird eine Sektorantenne mit  $22^\circ$ -Öffnungswinkel in der  $x$ - $z$ -Ebene und maximaler Bündelung in der  $y$ - $z$ -Ebene berechnet und realisiert. Die Abmessungen der Antenne betragen 108.6 mm in  $x$ -Richtung und 90 mm in  $y$ -Richtung. Sie besteht aus ca. 1660 verschiedenen Einheitszellen auf dem unteren Reflektor und 1444 Dipolen auf dem oberen Reflektor, bei dem die Randbereiche auf Grund der dort geringeren Leistungsdichte nicht genutzt werden. Für die folgende Betrachtung wird der Koordinatennullpunkt in die Mitte der Reflektoren gesetzt. Da es sich um einen gefalteten Aufbau handelt, sind die Dipole des unteren Reflektor um  $45^\circ$  zu der einfallenden Polarisation gedreht, um durch einen  $180^\circ$  Phasenunterschied beider orthogonaler Komponenten eine Drehung der Polarisation von  $90^\circ$  zu bewirken. Die Zellgröße ist kleiner als eine halbe Wellenlänge und beträgt 2.4 mm. Der für die Array-Berechnung relevante Elementabstand ist auf Grund der  $45^\circ$ -Drehung  $2.4 \text{ mm} / \sqrt{2}$ . Wie bereits beschrieben, ist es sinnvoll, den Nullstellenabstand der  $si$ -Verteilung als ein ganzzahliges Vielfaches des Elementabstands zu wählen. Hier wird ein Abstand von 13.58 mm gewählt, was 8 Elementabständen und einem Öffnungswinkel von  $22^\circ$  entspricht.

Das Speisehorn befindet sich, wie in Bild 3.28, Seite 49 gezeigt, in der Ebene des unteren Reflektors. Da eine symmetrische Fernfeld-Charakteristik erzeugt werden soll, ist auch eine symmetrische Speisung von Vorteil. Jedoch ist das Aperturblocking in der Mitte des Reflektors besonders störend, da die  $si$ -Verteilung dort die größte Leistungsdichte aufweist. Deswegen wird eine Offset-Speisung, die um  $x_{\text{feed}} = 13.58 \text{ mm}$  entlang der  $x$ -Achse verschoben ist und sich also im Minimum der  $si$ -Verteilung befindet, trotz des erhöhten mechanischen Aufwands und des unsymmetrischen Aufbaus eingesetzt. Das Horn ist schräg ausgerichtet (Bild 3.39), so dass die maximale Leistungsdichte bereits ohne Phasenmodifikation auf dem oberen Reflektor in Richtung der Mitte des unteren Reflektors abgestrahlt wird. Damit wird garantiert, dass auf dem oberen Reflektor im Bereich maximaler Leistungsdichte der Reflexionsphasengradient minimal wird.

Die in den beiden Hauptebenen simulierte und gemessene Fernfeldcharakteristik des Speisehorns ist in Bild 3.39 dargestellt. Es wird ein Speisehorn mit rechteckiger Apertur eingesetzt, da hier durch die Abmessungen der rechteckigen Hornapertur die Strahlungscharakteristik so angepasst werden kann, dass die Amplitudenverteilung auf dem unteren Reflektor auch ohne Phasenmodifikation auf dem oberen Reflektor bereits grob der späteren Soll-Verteilung bzw. deren Einhüllenden entspricht.



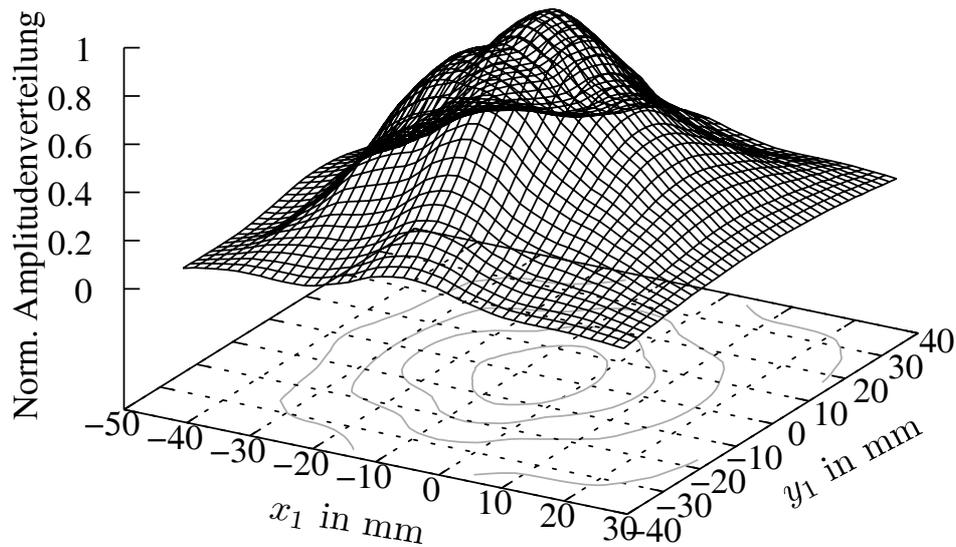
**Bild 3.39:** Strahlungscharakteristik des in der E- und H-Ebene aufgeweiteten Horns bei 58 GHz.

Für die weitere Berechnung wird die aus der Horncharakteristik resultierende Leistungsdichteverteilung  $I_1(x_1, y_1)$  auf dem oberen Reflektor herangezogen.  $I_1$  kann entweder mit

$$I_1(x_1, y_1) = \underbrace{E_0(\phi_0, \theta_0)}_{\text{Speisehorn}} \cdot \underbrace{\cos \theta_0}_{\text{schräger Einfall}} \cdot \underbrace{\frac{h}{\sqrt{h^2 + x_1^2 + y_1^2}}}_{\text{Weglängenkompensation}}, \quad (3.91)$$

aus der Speisehorncharakteristik bestimmt oder direkt mit einem Vollwellen-Simulationsprogramm berechnet werden. Der Leistungsdichteverteilung ist, wie in Bild 3.40 zu sehen ist, auf den mittleren Bereich des Reflektors konzentriert. Auf Grund der geringen Leistungsdichte im Reflektorrandbereich und dem dort sehr flachen Einfall der Welle (und der damit verbundenen Phasenfehler) ist der Randbereich des oberen Reflektors nicht für die Synthese relevant. Neben der Leistungsdichteverteilung muss auch die Einfallsrichtung der Welle, d.h. der Pointingvektor in der Ebene des oberen Reflektors, überall in Betrag, Phase und Richtung bekannt sein.

Über die Amplitudenverteilung  $I_2(x_2, y_2)$  des unteren Reflektors ist bisher nur die entlang der  $x$ -Achse projizierte Amplitudenverteilung bekannt. Während diese entlang der  $x$ -Achse eine si-förmige Verteilung aufweist, kann die Verteilung  $f_y(x_2, y_2)$  entlang der  $y$ -Achse nahezu beliebig gewählt werden. Entlang dieser Achse ist vor allem der konstante Phasenverlauf entscheidend, um in der  $y$ - $z$ -Ebene eine schmale Hauptkeule zu erzeugen, während der Betrag von



**Bild 3.40:** Die durch das Speisehorn erzeugte normierte Amplitudenverteilung  $|I_1(x_1, y_1)|$  auf dem oberen Reflektor bei 58 GHz.

$f_y(x_2, y_2)$  den Nebenkeulenabstand und die Keulenbreite nur zweitrangig beeinflusst. Bei rechteckigen Reflektoren gilt somit für die Sektorantenne

$$\int_{-\infty}^{\infty} I_2(x_2, y_2) dy_2 = \text{si}(a \cdot x_2), \quad (3.92)$$

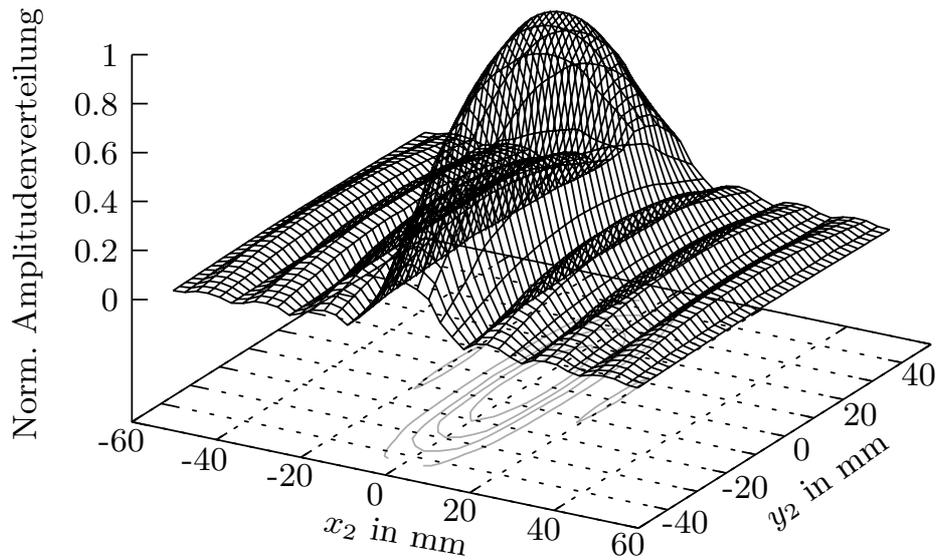
$$\int_{-\infty}^{\infty} I_2(x_2, y_2) dx_2 = f_y(x_2, y_2). \quad (3.93)$$

Um das Syntheseverfahren zu vereinfachen, wird ein separierbarer Ansatz für die zweidimensionale Amplitudenverteilung  $I_2$  gewählt mit

$$I_2(x_2, y_2) = I_{2,x}(x_2) \cdot I_{2,y}(y_2), \quad (3.94)$$

d.h. die Amplitudenverteilung in  $y$ -Richtung hängt nur von der  $y$ -Koordinate ab:  $f_y(x_2, y_2) = f_y(y_2)$ .

Ein Standard-Hohlleiterspeisehorn produziert eine Leistungsdichteverteilung auf dem Reflektor, deren Verlauf entlang der  $y$ -Achse (bzw. auch der  $x$ -Achse) durch  $\cos^n(b \cdot y_2)$  angenähert werden kann. Um entlang dieser Ebene den Phasengradienten auf dem oberen Reflektor möglichst klein zu halten, wird entlang der  $y$ -Achse mit  $f_y(y_2) = \cos(b \cdot y_2)$  ein ähnlicher Verlauf gewählt, wobei  $b < \frac{\pi}{2y_{2,\max}}$  und  $y_{2,\max}$  die maximale Abmessung des unteren Reflektors in  $y$ -Richtung ist. Bei einem rechteckförmigen Reflektor ergeben sich dann aus (3.92) und (3.93)



**Bild 3.41:** Gewünschte normierte Amplitudenverteilung  $|I_2(x_2, y_2)|$  auf dem unterem Reflektor bei 58 GHz.

gerade die auf der rechten Seite der Gleichung angegebenen Funktionen

$$I_{2,x}(x_2) = \text{si}(ax_2), \quad (3.95)$$

$$I_{2,y}(y_2) = f_y(y_2). \quad (3.96)$$

Die in diesem Beispiel zu

$$I_2(x_2, y_2) = |\text{si}(ax_2)| \cdot \sqrt{\cos\left(\pi \frac{y_2}{1.1y_{2,\max}}\right)} \quad (3.97)$$

gewählte Amplitudenverteilung ist in Bild 3.41 dargestellt. Die Länge  $A$  des Reflektors wird so gewählt, dass in Richtung der positiven und negativen  $x$ -Achse die vierte Nullstelle der si-Verteilung am Rand des Reflektors liegt. Auf Grund der Symmetrie des Aufbaus zur  $x$ - $z$ -Ebene können in (3.81) die unteren Integralgrenzen verändert und  $C$  aus

$$C^2 = \frac{\int_{-A/2}^{A/2} \int_0^{B/2} I_1(x_1, y_1) dy_1 dx_1}{2 \int_0^{A/2} \int_0^{B/2} I_2(x_2, y_2) dy_2 dx_2} \quad (3.98)$$

bestimmt werden. Mit den Längen  $A = 108.6$  mm und  $B = 90$  mm und der in (3.97) definierten Amplitudenverteilungen ergibt sich  $C^2 = 0.853$ . Aus dem

Energieerhaltungssatz lässt sich allgemein folgende Integralgleichung aufstellen

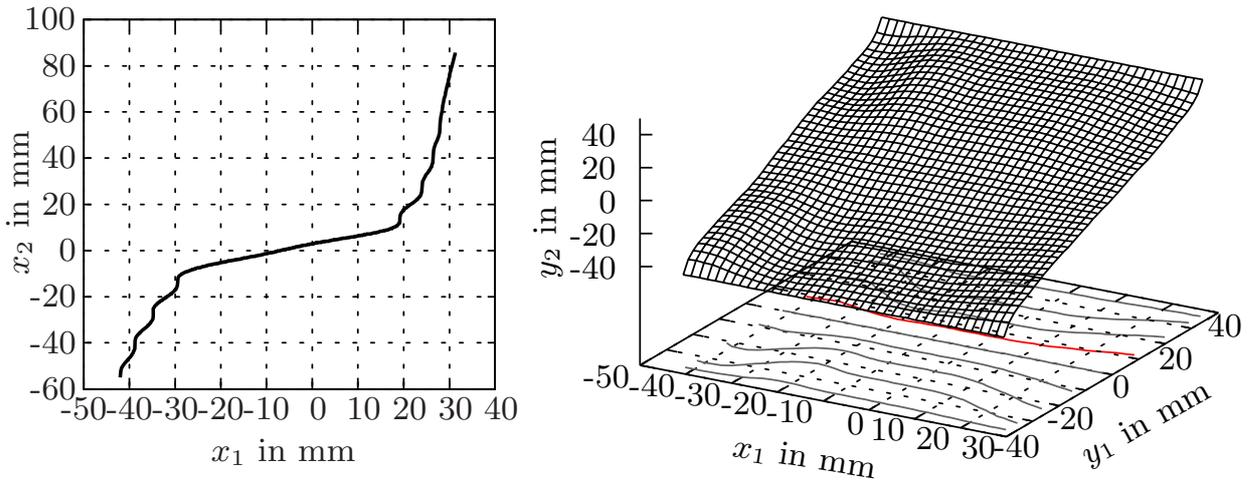
$$\begin{aligned}
 C^2 \int_{x_2(x_{1,min}, y_{1,min})}^{x_2(x_1, y_1)} \int_{y_2(x_{1,min}, y_{1,min})}^{y_2(x_1, y_1)} I_2(x'_2, y'_2) dy'_2 dx'_2 \\
 = \int_{x_{1,min}}^{x_1} \int_{y_{1,min}}^{y_1} I_1(x'_1, y'_1) dy'_1 dx'_1, \quad (3.99)
 \end{aligned}$$

wobei  $x_2(x_1, y_1)$  und  $y_2(x_1, y_1)$  stetige Funktionen sind. Durch die Gleichung wird beschrieben, an welche Position die Leistung eines kleinen Flächenstücks  $dx_1 dy_1$  auf dem oberen Reflektor auf ein Flächenstück  $dx_2 dy_2$  auf dem unteren Reflektor abgebildet wird. Es wird neben (3.99) eine weitere Gleichung benötigt, um die zwei unbekannt Funktionen  $x_2(x_1, y_1)$  und  $y_2(x_1, y_1)$  bzw. den Strahlenverlauf zu finden. Mit Hilfe der Reflexionsgesetze (3.54) und (3.55) ist das Gleichungssystem vollständig, welches aber auf Grund seiner komplexen Form analytisch und numerisch nicht gelöst werden kann. Dies wird erst durch Aufstellen einer weiteren Gleichung möglich, die aber nur eine Näherung darstellt und physikalisch sinnvoll sein muss.

In diesem Beispiel kann angenommen werden, dass alle Flächenstücke, die sich auf dem oberen Reflektor zwischen  $x_{1,min}$  und  $x_1$  befinden, auf ein Gebiet zwischen  $x_{2,min}$  und  $x_2(x_1)$  abgebildet werden. Die Funktion  $x_2(x_1)$  stellt also eine monoton steigende Funktion dar, wodurch es nicht zur Überkreuzung von Strahlen entlang dieser Ebene kommen kann. Im Strahlenmodell bedeutet das, dass alle Strahlen, die bei kleinen Werten von  $x_1$  am oberen Reflektor reflektiert werden, auch bei kleinen Werten  $x_2$  auf den unteren Reflektor auftreffen und keine Strahlen sich schneiden. Die  $y$ -Position der Strahlen spielt dabei vorerst keine Rolle. Für das behandelte Beispiel ist dies eine sinnvolle Annahme, da sowohl die Leistungsdichteverteilung auf dem unteren Reflektor als auch näherungsweise die Leistungsdichteverteilung auf dem oberen Reflektor als eine nach  $x$  und  $y$  separierbare Verteilungsfunktion dargestellt werden kann. Deshalb kann angenommen werden, dass sich jeweils die Strahlenverläufe in den  $x$ - $z$ -Ebenen und  $y$ - $z$ -Ebenen ähneln, d.h. dass z.B. alle Strahlen, die bei der  $y$ -Koordinate  $y_1$  auf den oberen Reflektor treffen, zu der  $y$ -Koordinate  $y_2$  auf den unteren Reflektor reflektiert werden, egal an welcher Position  $x_1$  die Reflexion erfolgt.

Das Abbildungsverhalten kann durch die entsprechende Wahl der Integralgrenzen gesteuert werden. In diesem Beispiel werden die Grenzen der Integration nach  $y$  in (3.99) durch die Reflektorabmessungen  $B/2$  ersetzt:

$$C^2 \int_{-A/2}^{x_2} \int_0^{B/2} I_2(x'_2, y_2) dy_2 dx'_2 = \int_{-A/2}^{x_1} \int_0^{B/2} I_1(x'_1, y_1) dy_1 dx'_1. \quad (3.100)$$



**Bild 3.42:** Abbildungsfunktionen  $x_2(x_1)$  (links) und  $y_2(x_1, y_1)$  (rechts). Ein Strahl, der auf dem oberen Reflektor bei den Koordinaten  $(x_1, y_1)$  reflektiert wird, trifft auf den unteren Reflektor bei den Koordinaten  $(x_2, y_2)$  auf.

Aus (3.100) ergibt sich die Funktion  $x_2(x_1)$ , also die Information über die  $x$ -Koordinaten der Auftreffpunkte der Strahlen auf dem oberen und unteren Reflektor (Bild 3.42). Zur Bestimmung der Funktion  $y_2(x_1, y_1)$  wird  $x_2(x_1)$  in (3.99) eingesetzt:

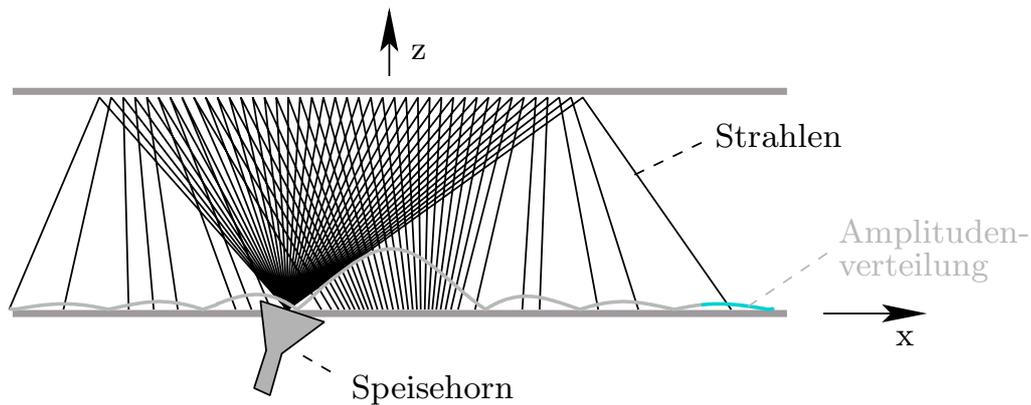
$$C^2 \int_{-A/2}^{x_2(x_1)} \int_{y_{min}(x_2)}^{y_2} I_2(x'_2, y'_2) dy'_2 dx'_2 = \int_{-A/2}^{x_1} \int_0^{y_1} I_1(x'_1, y'_1) dy'_1 dx'_1. \quad (3.101)$$

Die sich daraus ergebende Funktion  $y_2(x_1, y_1)$  ist in Bild 3.42 gezeichnet. Alternativ kann zuerst durch die Gleichung

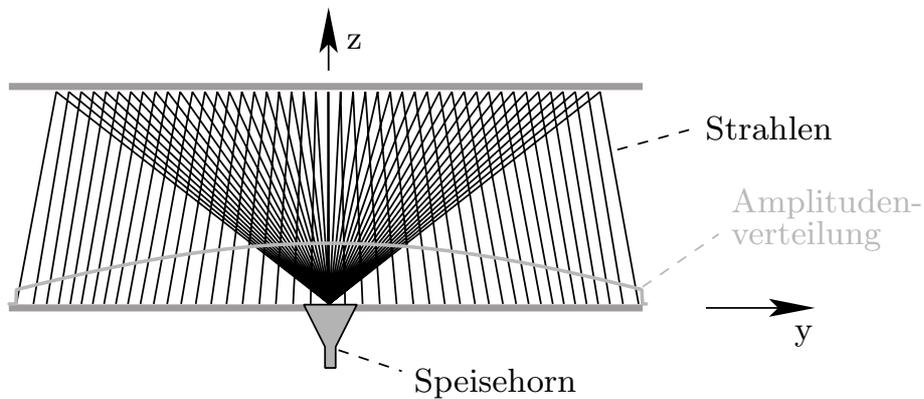
$$C^2 \int_{-A/2}^{A/2} \int_0^{y_2} I_2(x_2, y'_2) dy'_2 dx_2 = \int_{-A/2}^{A/2} \int_0^{y_1} I_1(x_1, y'_1) dy'_1 dx_1 \quad (3.102)$$

eine Funktion  $y_2(y_1)$  bestimmt werden und die Lösung, entsprechend der Vorgehensweise von oben, in (3.99) eingesetzt werden:

$$C^2 \int_{-A/2}^{x_2} \int_{y_{min}(x'_2)}^{y_2(y_1)} I_2(x'_2, y'_2) dy'_2 dx'_2 = \int_{-A/2}^{x_1} \int_0^{y_1} I_1(x'_1, y_1) dy_1 dx'_1. \quad (3.103)$$



**Bild 3.43:** Strahlen in  $x$ - $z$ -Ebene für eine si-Charakteristik entlang der  $y$ -Achse in der Amplitudenverteilung.



**Bild 3.44:** Strahlen in  $y$ - $z$ -Ebene für eine Kosinus-Charakteristik entlang der  $x$ -Achse in der Amplitudenverteilung.

Dadurch ergibt sich eine Funktion  $x_2(x_1, y_1)$ . Mit den zwei Funktionen  $x_2$  und  $y_2$  ist nun für jeden Reflexionspunkt  $(x_1, y_1)$  auf dem oberen Reflektor der gewünschte Auftreffpunkt des Strahls auf dem unteren Reflektor  $(x_2, y_2)$  bekannt. Die Strahlenverläufe, die sich aus den zwei Berechnungsvarianten ergeben, unterscheiden sich nur geringfügig, was bestätigt, dass die eingeführte Näherung bzw. die Wahl der Integrationsverläufe in diesem Fall sinnvoll ist. Der in diesem Beispiel gewählte Integrationsverlauf ist immer dann geeignet, wenn sowohl die Amplitudenverteilung  $I_1$  als auch  $I_2$  eine nach  $x$  und  $y$  separierbare Funktion ist.

Die Strahlenverläufe in der  $x$ - $z$ - bzw.  $y$ - $z$ -Ebene sind in Bild 3.43 und 3.44 dargestellt. Mit den Reflexionsgesetzen von planaren Reflektoren

$$\sin \theta_2 \cos \phi_2 + \sin \theta_1 \cos \phi_1 = \frac{1}{k} \frac{\partial \Phi(x_1, y_1)}{\partial x_1}, \quad (3.104)$$

$$\sin \theta_2 \sin \phi_2 + \sin \theta_1 \sin \phi_1 = \frac{1}{k} \frac{\partial \Phi(x_1, y_1)}{\partial y_1} \quad (3.105)$$

und den geometrischen Bedingungen in (3.90) können die Ableitungen des Phasenverlaufs  $\partial \Phi(x_1, y_1)/\partial x_1$  und  $\partial \Phi(x_1, y_1)/\partial y_1$  des oberen Reflektor berechnet werden, die in Bild 3.46 dargestellt sind. Die Einfallswinkel  $\theta_1$ ,  $\phi_1$  bzw.  $\theta_2$ ,  $\phi_2$  können aus den geometrischen Daten bestimmt werden:

$$\theta_1 = \arctan \frac{\sqrt{y_1^2 + (x_1 - x_{\text{feed}})^2}}{h}, \quad (3.106)$$

$$\phi_1 = \arctan \frac{y_1}{x_1 - x_{\text{feed}}}, \quad (3.107)$$

$$\theta_2 = \arctan \frac{\sqrt{(y_2(x_1, y_1) - y_1)^2 + (x_2(x_1, y_1) - x_1)^2}}{h}, \quad (3.108)$$

$$\phi_2 = \arctan \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}. \quad (3.109)$$

Durch Integration von (3.104) und (3.105) ergeben sich die in Bild 3.47 dargestellten unterschiedliche Reflexionsphasenverläufe

$$\Phi_1(x_1, y_1) = \int_0^{x_1} \frac{\partial \Phi(x'_1, y_1)}{\partial x'_1} dx'_1, \quad (3.110)$$

$$\Phi_2(x_1, y_1) = \int_0^{y_1} \frac{\partial \Phi(x_1, y'_1)}{\partial y'_1} dy'_1 \quad (3.111)$$

auf dem oberen Reflektor. Die Amplitudenverteilung  $I_2(x_2, y_2)$  kann nur dann fehlerfrei synthetisiert werden, wenn die Phasenverläufe  $\Phi_1(x_1, y_1)$  bzw.  $\Phi_2(x_1, y_1)$  zuzüglich den frei wählbaren Integrationskonstanten  $\Phi_3(y_1)$  bzw.  $\Phi_4(x_1)$  identisch sind, also

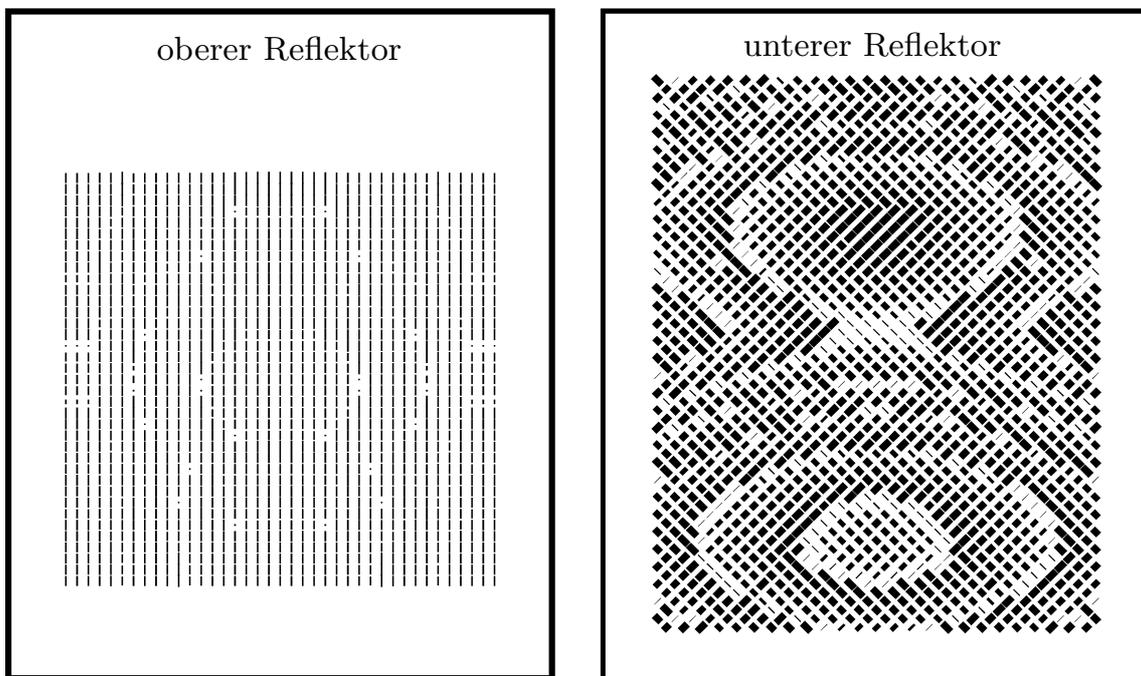
$$\Phi_1(x_1, y_1) + \Phi_3(y_1) \equiv \Phi_2(x_1, y_1) + \Phi_4(x_1). \quad (3.112)$$

Im Allgemeinen ist das nicht der Fall, da  $\Phi_1(x_1, y_1)$  bzw.  $\Phi_2(x_1, y_1)$  nicht als Summe zweier Funktionen  $\Phi_1(x_1, y_1) = \Phi_{1,x}(x_1) + \Phi_{1,y}(y_1)$  bzw.  $\Phi_2(x_1, y_1) = \Phi_{2,x}(x_1) + \Phi_{2,y}(y_1)$  dargestellt werden können. Ist jedoch die bei der Herleitung verwendete Näherung sinnvoll, können die Funktionen  $\Phi_3(y_1)$  und  $\Phi_4(x_1)$  so gewählt werden, dass

$$\Phi_1(x_1, y_1) - \Phi_2(x_1, y_1) \approx \Phi_4(x_1) - \Phi_3(y_1) \quad (3.113)$$

gilt. Für die Realisierung der Antenne wird der Phasenverlauf  $\Phi_1(x_1, y_1) + \Phi_3(y_1)$ , wie er in Bild 3.48 dargestellt ist, verwendet. Dabei sind die Integrationskonstanten  $\Phi_3$  und  $\Phi_4$  so gewählt, dass auf der  $x$ - und  $y$ -Achse die Verläufe

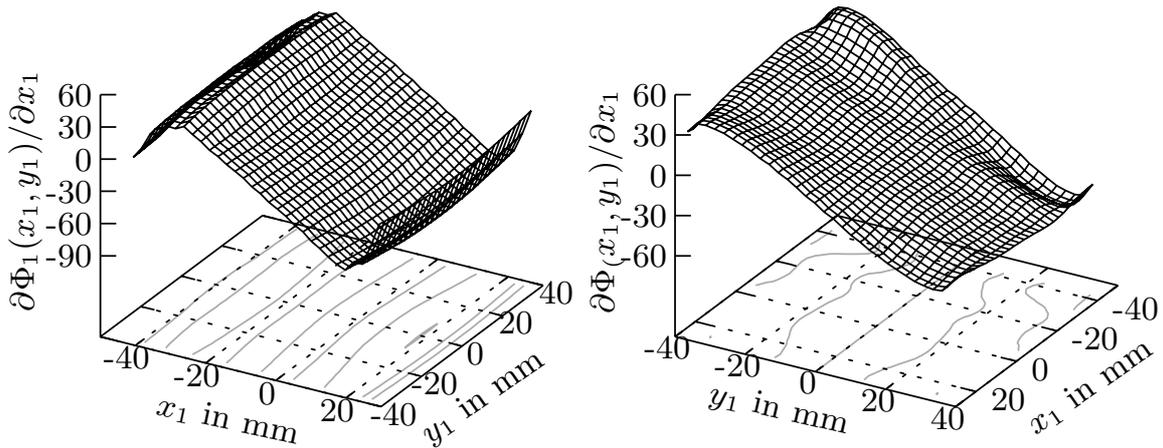
von  $\Phi_1(x_1, y_1) + \Phi_3(y_1)$  und  $\Phi_2(x_1, y_1) + \Phi_4(x_1)$  identisch sind. Dabei treten zwar in den Ecken des oberen Reflektors relativ große Abweichungen der Absolutphase auf (Bild 3.48), für den Strahlenverlauf ist jedoch nur die Ableitung des Phasenverlaufs relevant. Deren Abweichung vom Sollwert ist relativ gering (hier max.  $20^\circ/\text{mm}$ ) und führt zu Winkelabweichungen der Strahlen im Bereich von wenigen Grad. In diesem Beispiel treffen die Strahlen die im Eck-Bereich des Reflektors reflektiert werden nur wenige Millimeter vom Sollpunkt auf dem unteren Reflektor auf. Durch diese Fehler wird aber nur die Amplitudenverteilung und nicht die Phase beeinflusst, da die Phasenverteilung unabhängig davon auf dem unteren Reflektor eingestellt wird. Für die beiden Reflektoren ergeben sich die in Bild 3.45 dargestellten Anordnungen der Dipole bzw. Patches.



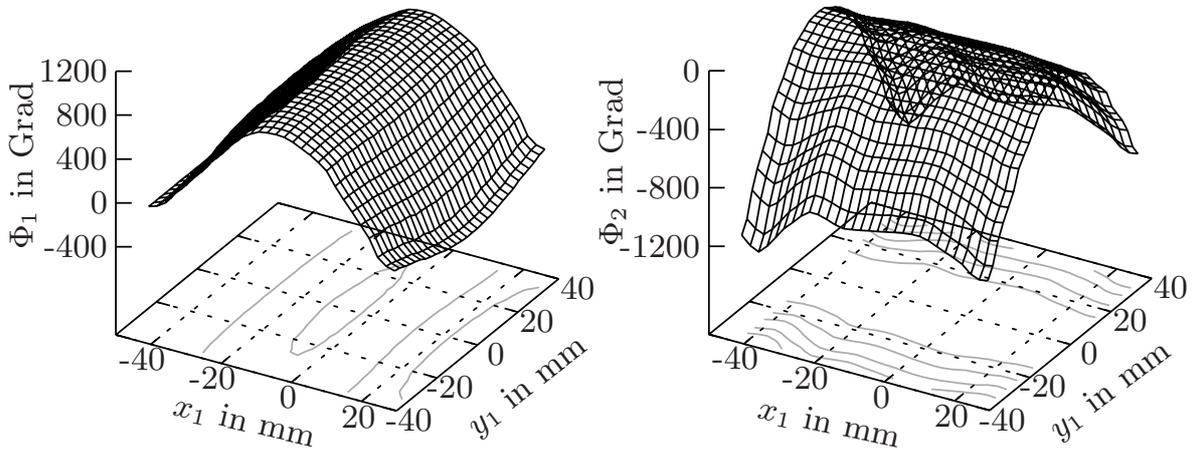
**Bild 3.45:** Dipole bzw. Patches auf dem oberen und unteren Reflektor.

In den Bildern 3.49 und 3.50 sind der berechnete Arrayfaktor und die gemessenen Fernfeldcharakteristik in den beiden Hauptebenen gegenüber gestellt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung beider Verläufe. Die Position der Hauptkeule und der Sektorflanken sind identisch. Auch die gemessenen Welligkeit im Sektorbereich entspricht ungefähr der Simulation des Arrayfaktors. Nur der Nebenkeulenabstand fällt in der Messung, wie erwartet, etwas geringer aus. Die zweidimensionale Messung (Bild 3.51) zeigt, dass außerhalb der Sektorebene der Nebenkeulenabstand noch wesentlich höher ist. Auffällig ist der leicht schräge Verlauf in der Sektorebene innerhalb der Sek-

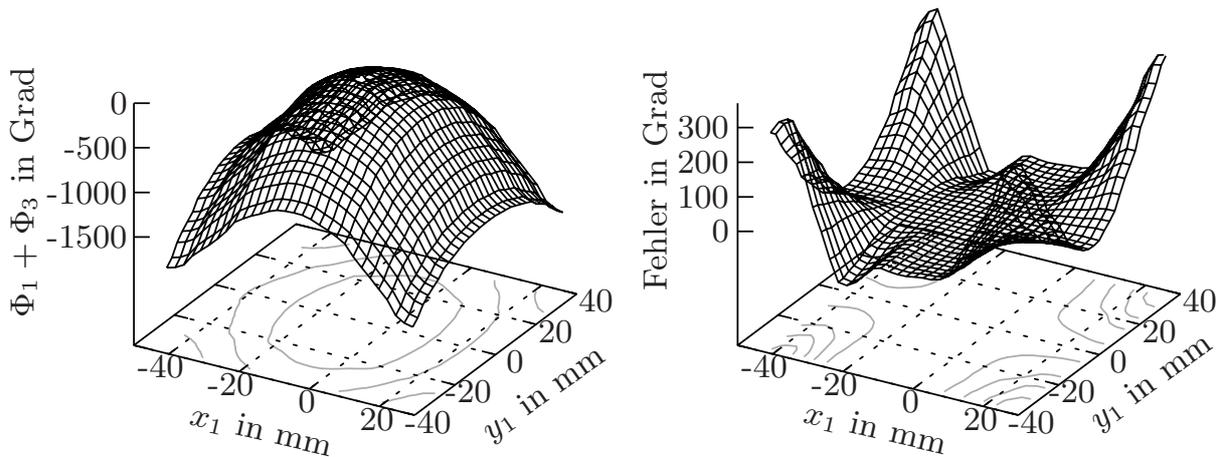
torflanken. Gründe dafür könnten die unsymmetrische Speisung, Toleranzen im Aufbau, wie z.B. gegeneinander verschobene Reflektoren, oder auch Berechnungsfehler auf Grund des schrägen Einfalls der Welle sein. Die wahrscheinlichsten Gründe sind jedoch Abweichungen im realisierten Amplituden- und Phasenverlauf. Wird aus der in Bild 3.53 oben dargestellten Charakteristik mit schrägem Sektorverlauf auf die dafür notwendigen Arrayanregung geschlossen, ergibt sich der in Bild 3.53 unten dargestellte Amplituden- und Phasenverlauf. Dort fällt auf, dass die Amplitude an den Soll-Nullstellen nicht wie gefordert ganz auf Null abfällt (komplexe Nullstellen) und dass der Phasenverlauf nicht die harten  $180^\circ$ -Sprünge aufweist, sondern einen weichen Übergang besitzt. Da das Array nicht elektrisch groß ist, für die Berechnung aber das Strahlenmodell verwendet wird, ist der geforderte Amplitudenverlauf nicht fehlerfrei realisierbar und ein „Auffüllen“ der Nullstellen unvermeidbar. Auch die harten Phasenübergänge sind auf Grund des gewählten Aufbaus nicht fehlerfrei realisierbar, da es durch die  $45^\circ$ -Drehung der Einheitszellen auf dem unteren Reflektor zu Überlappungen kommt. Die gewünschte si-Verteilung ist mit diesem Antennentyp nur näherungsweise realisierbar. Die Messungen bestätigen jedoch, dass die si-Verteilung selbst mit dem vorgestellten Aufbau noch zufriedenstellend synthetisiert und die geforderte Charakteristik dennoch gut synthetisiert werden kann. Bei anderen Charakteristiken mit stetigem Verlauf und kleinerem Gradienten des Reflexionsphasenverlaufs ist eine wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung zu erwarten, da solche Verläufe mit Hilfe der planaren Reflektoren genauer generiert werden können.



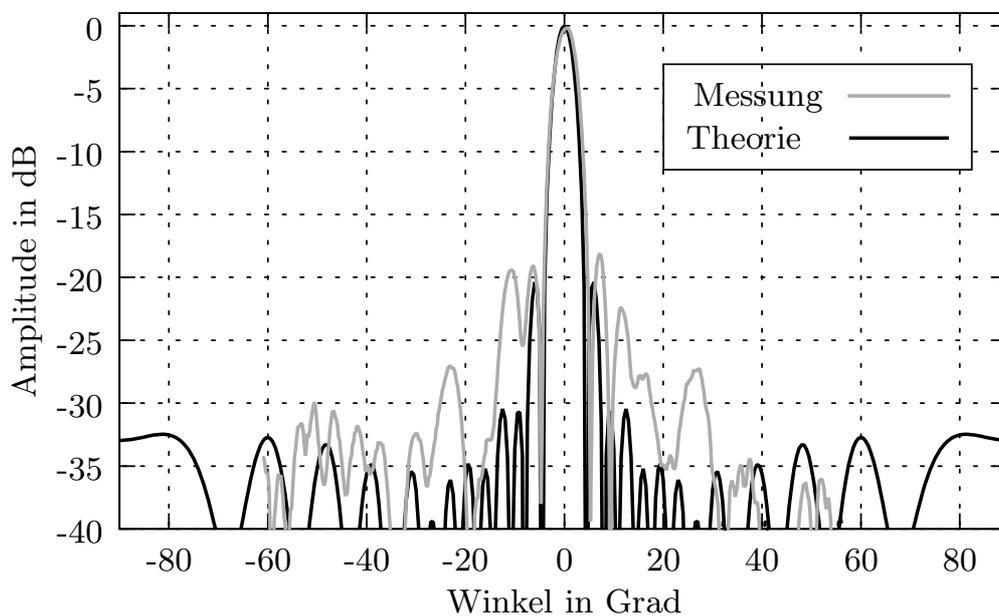
**Bild 3.46:** Notwendige Ableitung der Reflexionsphase  $\Phi(x_1, y_1)$  nach  $x$  (links) und  $\Phi(x_1, y_1)$  nach  $y$  (rechts).



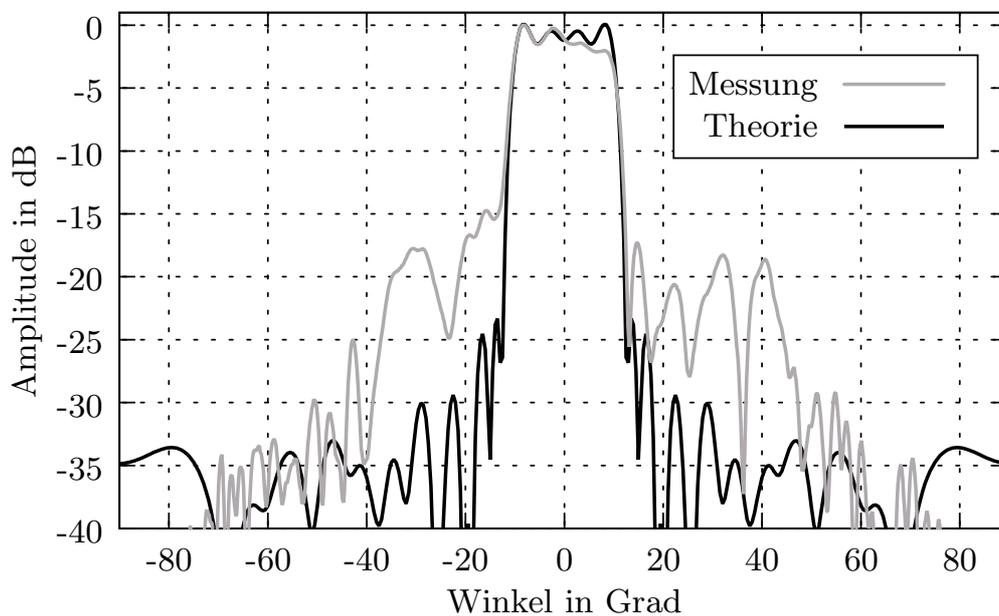
**Bild 3.47:** Reflexionsphase  $\Phi_1(x_1, y_1)$  aus (3.110) durch Integration über  $x$  (links) und aus (3.111)  $\Phi_2(x_1, y_1)$  durch Integration über  $y$  (rechts).



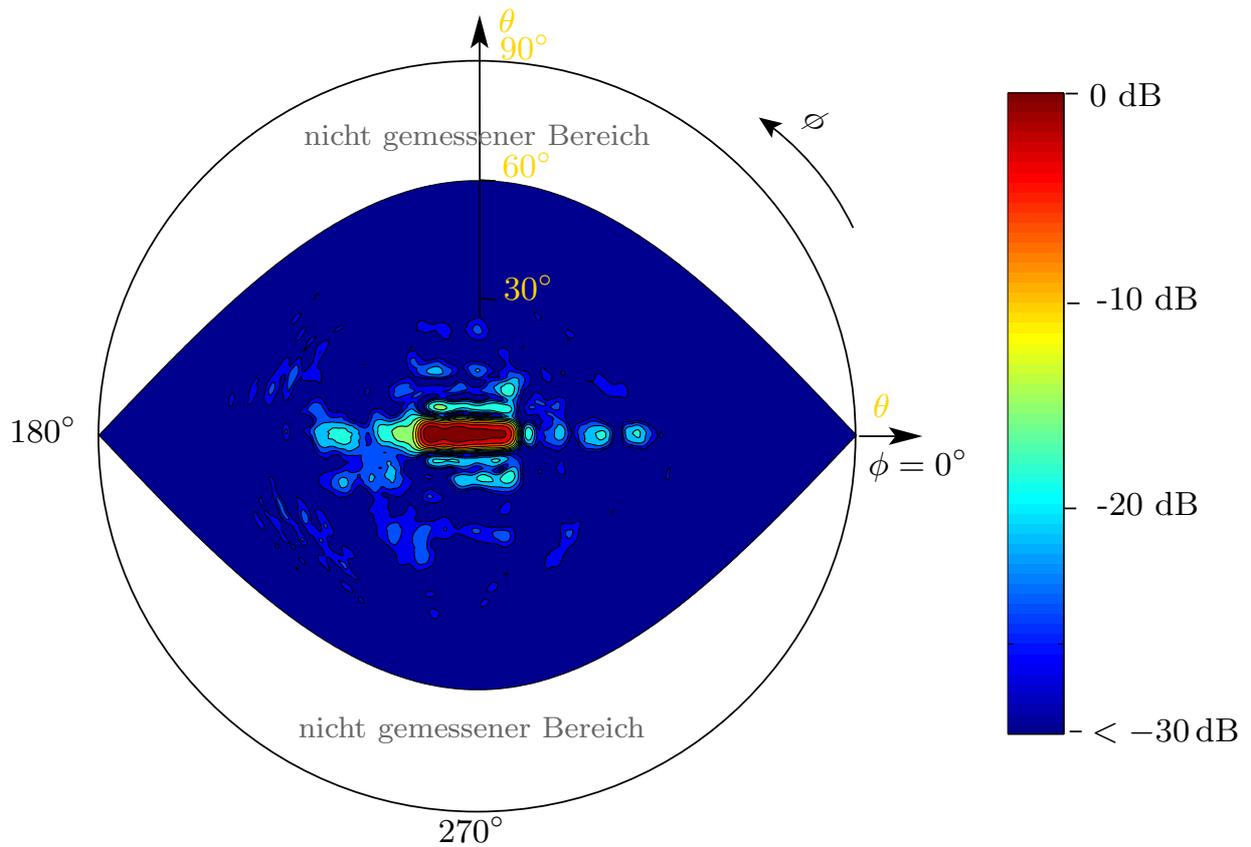
**Bild 3.48:** Gewählte Reflexionsphase  $\Phi_1(x_1, y_1) + \Phi_3(y_1)$  (links) und die Abweichung zwischen den Phasenverläufen  $\Phi_1 + \Phi_3$  und  $\Phi_2 + \Phi_4$  (rechts).



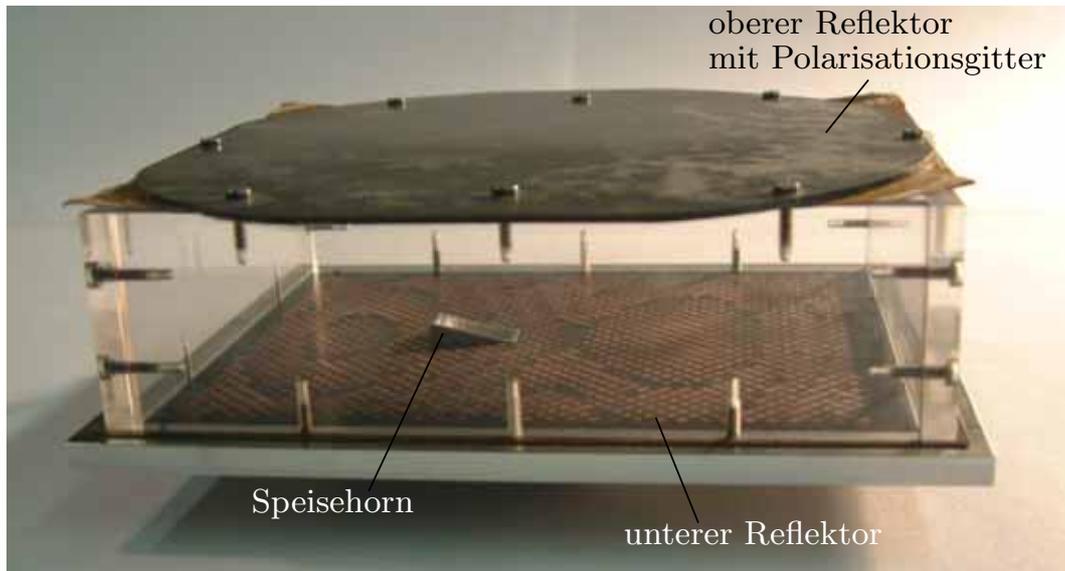
**Bild 3.49:** Theoretisches und gemessenes Fernfeld bei 57.5 GHz.



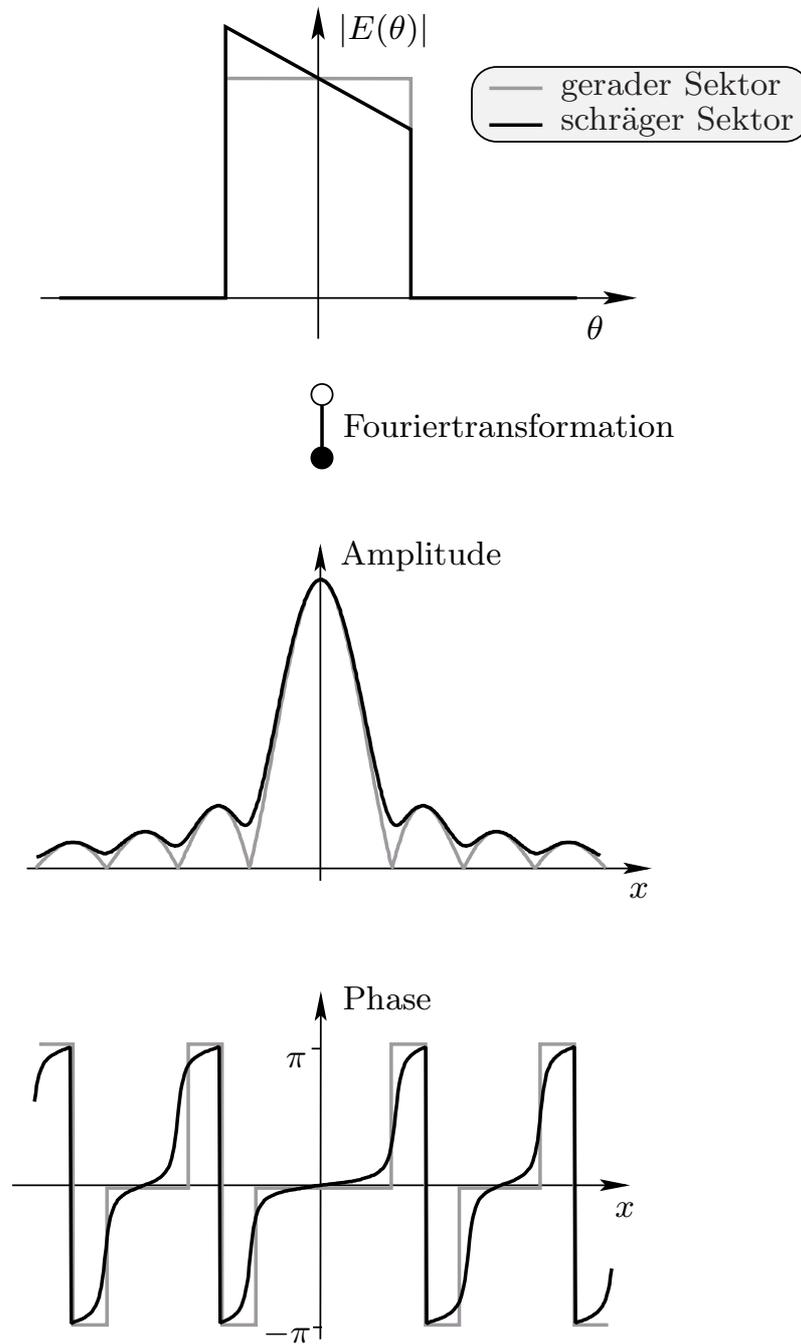
**Bild 3.50:** Theoretisches und gemessenes Fernfeld bei 57.5 GHz.



**Bild 3.51:** Zweidimensionale Messergebnisse der Sektorantenne bei 58 GHz.



**Bild 3.52:** Doppelreflektoranordnung zur Erzeugung einer Sektorcharakteristik.



**Bild 3.53:** Schräge Rechtecksfunktion (oben) und die aus der Fouriertransformation folgende Amplituden- und Phasenverteilung (Mitte und unten).

### 3.2.6 Auswirkung von Amplituden- und Phasenfehlern

Auf Grund von Herstellungstoleranzen, ungenauen Berechnungen und der Verwendung von Näherungen kommt es unweigerlich zu Abweichungen der komplexen Anregung von den theoretischen Werten. Abweichungen in der Amplitudenverteilung können sich unter anderem durch die folgende Punkte ergeben:

- Abweichungen des realisierten Reflexionsphasenverlaufs  $\Phi(x_1, y_1)$  auf dem oberen Reflektor vom Sollwert,
- (unvermeidbare) leichte Wölbung des oberen Reflektors auf Grund des Herstellungsprozesses,
- Phasenabweichungen durch schrägen Einfall,
- Ungenauigkeiten in der Positionierung des Speisehorns und der Reflektoren und
- Abweichungen der Speisehorncharakteristik von der Simulation.

Dasselbe gilt auch für die Phasenverteilung: Zusätzlich spielen hier Herstellungstoleranzen auf dem unteren Reflektor eine Rolle. Abweichungen des auf dem oberen Reflektor realisierten Reflexionsphasenverlaufs vom gewünschten Verlauf und die damit verbundenen Abweichungen der Strahllänge können teilweise in die Berechnung des unteren Reflektors einbezogen werden, so dass sich dieser Fehler nicht auch auf die Phasenverteilung auswirkt.

Je nach zu synthetisierender Verteilung können sich Fehler in der Amplituden- oder Phasenverteilung unterschiedlich kritisch auf die Fernfeldcharakteristik auswirken. Oft sind Amplituden- und Phasenfehler miteinander verkoppelt und Abweichungen in der Fernfeldcharakteristik können nicht nur einem von beiden zugeordnet werden.

## 4 Omnidirektionale Antennen

Neben Sektorantennen sind Antennen mit omnidirektionaler Strahlungscharakteristik wichtige Elemente, um ein flächendeckendes Netz von Funkverbindungen aufzubauen. Viele Anwendungen erfordern eine Antenne mit gleichmäßiger Abstrahlung im Azimut und kleiner Keulenbreite in der Elevation. Dabei können die Bedingungen an die Antenne sehr unterschiedlich sein: Bei vielen kommerziellen Produkten steht die kostengünstige Herstellung bzw. ein einfacher Aufbau im Vordergrund, während in anderen Bereichen die Symmetrie der Strahlungscharakteristik entscheidend ist.

Omnidirektionale Antennen können in der Regel in zwei Gruppen eingeteilt werden [70]. Zum einen bestehen die Antennen aus Einzelstrahlern, welche bereits eine omnidirektionale Charakteristik besitzen, wie z.B. frei stehende Mono- und Dipole, (doppel)konische Antennen, magnetische Schleifen, etc. Ein hoher Gewinn bzw. eine kleine Keulenbreite in der Elevation werden durch eine vertikale Arrayanordnung mehrerer Elemente erreicht. Die Omnidirektionalität des Arrays kann aber durch das Speisetzwerk stark beeinträchtigt werden. Zum anderen kann durch eine Back-to-Back-Anordnung mehrerer Einzelelemente mit nicht omnidirektionaler Einzelcharakteristik eine omnidirektionale Gesamtcharakteristik erzeugt werden, welche jedoch eine Welligkeit aufweist, die nur schwer zu reduzieren ist.

Einzelelemente, wie z.B. ein in der Mitte eines geformten Reflektors angebrachter Monopol [71] oder die in [72] präsentierte bikonische Antenne mit unterschiedlichen konischen Winkeln, sind für den Millimeterwellenbereich ungeeignet. Hingegen zeigt die von Xu [73] bei 36 GHz realisierte dielektrische Antenne ein gutes Verhalten, diese ist jedoch sehr aufwändig zu berechnen und herzustellen. Außerdem ist die Keule in der Elevation deutlich nach unten gerichtet. In der Vergangenheit wurden zahlreiche Versuche unternommen, mit einer um einen Zylinder gewickelten planaren Strukturen, wie z.B. Mikrostreifenleitungs-patches omnidirektionale Charakteristiken zu erzeugen [74, 75, 76]. Die Welligkeit in der Elevation kann hier auf keine zufriedenstellenden Werte reduziert werden. Bei rein planaren Strukturen wie in [77, 78, 79] ergibt sich eine noch größere Unsymmetrie in der Fernfeld-Charakteristik. In der Elevation wird hier nur eine große Keulenbreite mit hohen Nebenkeulen erreicht.

In [80] wird mit Hilfe eines Schlitz-Arrays in einem Rundhohlleiter ein relativ flacher Verlauf im Azimut erzeugt, jedoch muss zuvor mit einem Modenwandler die  $TM_{01}$ -Mode angeregt werden, welcher bei den geringen Abmessungen im

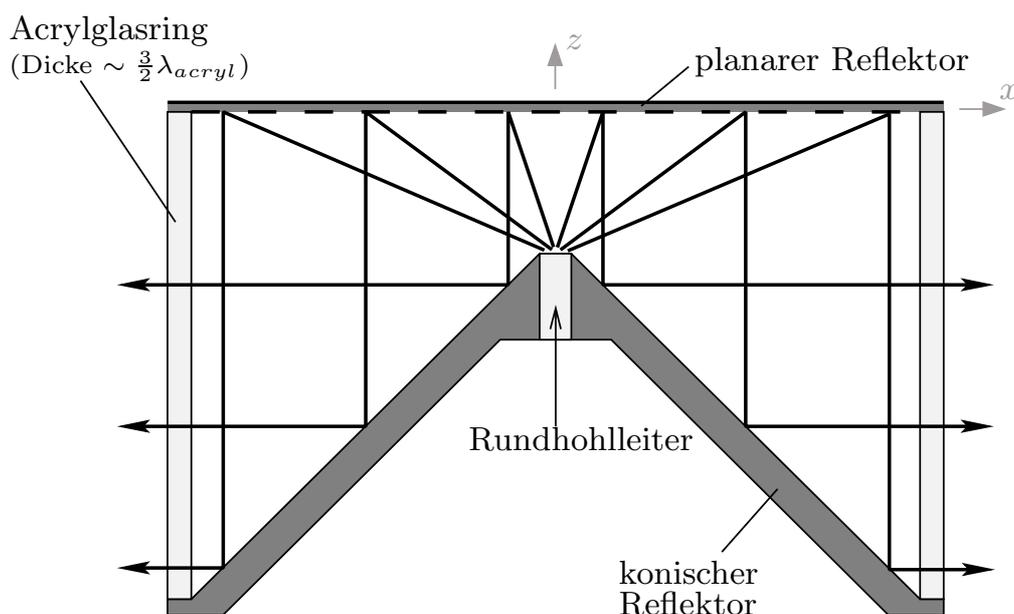
mm-Wellen-Bereich nur schwer herzustellen ist. Dasselbe gilt für [81, 82], wo geformte rotationssymmetrische Reflektoren von Speisehörnern mit rotationssymmetrischer Feldverteilung ausgeleuchtet werden.

Die im Folgenden präsentierten Antennen, die auf unterschiedlichen Wellenleitertypen basieren, besitzen alle eine omnidirektionale Strahlungscharakteristik im Azimut und eine kleine Keulenbreite in der Elevation. Die in dieser Arbeit präsentierten Anordnungen werden untersucht und deren Vor- und Nachteile diskutiert. Die Reflektorantennen in Kapitel 4.1, 4.2 und 4.3 sind für 60 GHz spezifiziert. Die zwei auf planarer Leitungstechnik bzw. auf Parallelplattenleitern basierenden Antennen in den Kapiteln 4.4 und 4.5 werden auf Grund der einfacheren Leistungszuführung und Messtechnik bei 24 GHz realisiert, können aber grundsätzlich auch für den 60 GHz-Bereich entwickelt werden. Bei den beiden seriell gespeisten Arrays muss ein Kompromiss zwischen der Bandbreite und der 3 dB-Keulenbreite eingegangen werden, was die Anzahl der verwendeten Arrayelemente beschränkt.

### 4.1 Doppelreflektor-Antennen mit einfacher Hohlleiterspeisung

Mit dem in Bild 4.1 im Schnitt dargestellten Aufbau kann eine omnidirektionale Strahlungscharakteristik im Azimut bei schmaler Hauptkeule in der Elevation erzeugt werden [83]. Als Speisung der Reflektoranordnung dient ein Rundhohlleiter, welcher in der Mitte des konischen Reflektors positioniert ist. In diesem breitet sich entlang der Rotationsachse die Grundmode ( $TE_{11}$ -Mode) aus und es wird eine linear polarisierte Welle in Richtung des planaren Reflektors abgestrahlt. Eine konische Aufweitung am Ende des Rundhohlleiters führt zu einer verbesserten Anpassung und einer Reduktion des Spillovers. Der planare Reflektor fokussiert die Welle, formt also aus der einfallenden Welle mit kugelförmiger Phasenfront eine Welle mit planarer Phasenfront und verändert gleichzeitig die Polarisation der reflektierten Welle in Abhängigkeit vom Ort. Die nun vom planaren Reflektor nach unten zum konischen Reflektor laufende Welle wird von der um  $45^\circ$  geneigten metallischen Oberfläche radial nach außen reflektiert. Gegenüber anderen Reflektoranordnungen wie in [82] hat dieser Aufbau wesentliche Vorteile:

- Die einfache Speisung.  
*Im einfachsten Fall besteht die Speiseanordnung aus einer Bohrung in der Mitte des konischen Reflektors und einem Standard-Hohlleiteranschluss am unteren Ende.*
- Keine gewölbten Flächen.  
*Das Ersetzen einer parabolischen Reflektorfläche durch einen planaren Reflektor mit frequenzselektiven Flächen vereinfacht den Aufbau deutlich und reduziert die Herstellungskosten.*



**Bild 4.1:** Schnitt durch die Doppel-Reflektor-Antenne mit omnidirektionaler Charakteristik im Azimut und kleiner Keulenbreite in der Elevation für lineare oder zirkulare Polarisierung.

- Keine Modentransformation im Rundhohlleiter notwendig.  
*Für eine gleich bleibende Polarisierung im Azimut bei Verwendung eines Parabolspiegels ist die Speisung mit einer rotationssymmetrischen Mode bzw. Feldverteilung notwendig. Bei diesem Aufbau ist eine aufwändige Modentransformation im Rundhohlleiter nicht notwendig, da die notwendige Polarisationsanpassung mit dem planaren Reflektor durchgeführt wird.*

Im Folgenden wird, soweit das nicht bereits geschehen ist, genauer auf die einzelnen Komponenten und deren Funktionsweise eingegangen und dies mit Messergebnissen einer bei 58 GHz realisierten Antenne verdeutlicht.

#### 4.1.1 Die Speisung

Bei einem möglichst einfachen Aufbau erfolgt die Speisung durch einen offenen Rundhohlleiter. Dieser hat bei Abstrahlung in den freien Raum eine Anpassung von ca. 20 dB. Diese kann durch eine konische Aufweitung des Hohlleiters oder durch einen Radialsprung noch weiter verbessert werden. Vor allem bei Verwendung eines Radialsprungs ist darauf zu achten, dass durch die entsprechende Wahl des Durchmessers die Grenzfrequenz von  $TM_{11}$ -Moden oberhalb des verwendeten Frequenzbereichs liegt.

Gleichzeitig wird durch unterschiedliche Aperturdurchmesser auch die Ausleuchtung des planaren Reflektors verändert. Durch die Wahl eines größeren Durch-

messers wird der Spillover reduziert, d.h. es wird weniger Leistung am planaren Reflektor vorbei gestrahlt, was zu einem größeren Gewinn und kleineren Nebenkeulen in der Elevation (durch Direktstrahlung vom Speisehorn) führt. Jedoch wird mehr Leistung in der Mitte der Reflektors konzentriert, welche direkt wieder in das Speisehorn zurück reflektiert oder an diesem gestreut wird und ebenfalls zu unerwünschten Nebenkeulen führt. Die  $TE_{11}$ -Mode erzeugt auf dem planaren Reflektor eine fast rotationssymmetrische Leistungsdichteverteilung mit linearer Polarisation, die parallel zum elektrischen Feld im Hohlleiter verläuft und nur eine geringe Kreuzpolarisationskomponente aufweist.

### 4.1.2 Der planare Reflektor

Der planare Reflektor besteht aus frequenzselektiven Flächen, welche zur Formung der Phasenfront und zur Modifikation der Polarisation verwendet werden. Wie auch in Kapitel 3 bestehen die hier realisierten planaren Reflektoren aus einer einlagigen Substratschicht mit Rückseitenmetallisierung und rechteckförmigen Patches auf der Vorderseite.

#### Formung der Phasenfront

Die Variation der Patch-Dimensionen zur Steuerung der Reflexionsphase einer auf die Einheitszelle einfallenden Welle wird in diesem Fall genutzt, um eine Welle mit maximaler Fokussierung im Fernfeld zu erzeugen, d.h. unmittelbar nach der Reflexion soll die Welle unabhängig vom Reflexionspunkt die gleiche Phase aufweisen und somit eine ebene Phasenfront bilden. Die Ausbreitungsrichtung der reflektierten Welle ist somit, wie in Bild 4.1 dargestellt, senkrecht zur Reflektoroberfläche in Richtung des konischen Reflektors. Die Phasenkompensation durch den Reflektor auf Grund der unterschiedlichen „Strahlenlängen“ ist ortsabhängig und beträgt

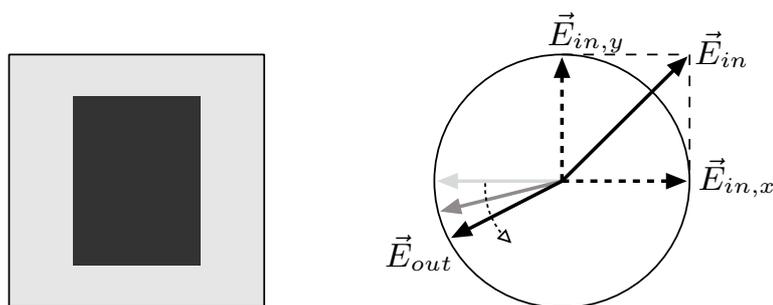
$$\Delta\Phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{h^2 + x^2 + y^2}, \quad (4.1)$$

wobei  $h$  der Abstand zwischen dem Phasenzentrum der Speisung und dem planaren Reflektor ist und durch  $x$  und  $y$  ein Punkt auf dem Reflektor gegeben ist.

#### Zirkulare Polarisation

Die zweite Aufgabe des Reflektors, die einfallende linear polarisierte Welle in eine Welle mit zirkularer Polarisation zu wandeln, wird durch die unterschiedliche Reflexion zweier orthogonaler Komponenten erreicht. Die Kanten des Reflexions-Arrays werden um  $45^\circ$  gedreht zu der Richtung des einfallenden elektrischen Feldes angeordnet. Dieser Feldvektor kann für die theoretische Betrachtung,

entsprechend dem Superpositionsprinzip, in zwei gleich große orthogonale phasengleiche Komponenten entlang der Patchkanten zerlegt werden (Bild 4.2). Da die Reflexionsphase der Komponenten im Wesentlichen von der Ausdehnung des Patches in Richtung der jeweiligen elektrischen Feldkomponente abhängt, kann mit Hilfe der Länge bzw. Breite der Patches die jeweilige Reflexionsphase nahezu unabhängig voneinander eingestellt werden. Wird hier ein Phasenunterschied von plus oder minus  $90^\circ$  zwischen den Komponenten gewählt, ergibt sich eine Welle mit links- bzw. rechtsdrehender Polarisation. In Bild 4.3 a) ist der mittlere Bereich des Reflektors im Detail zu sehen.

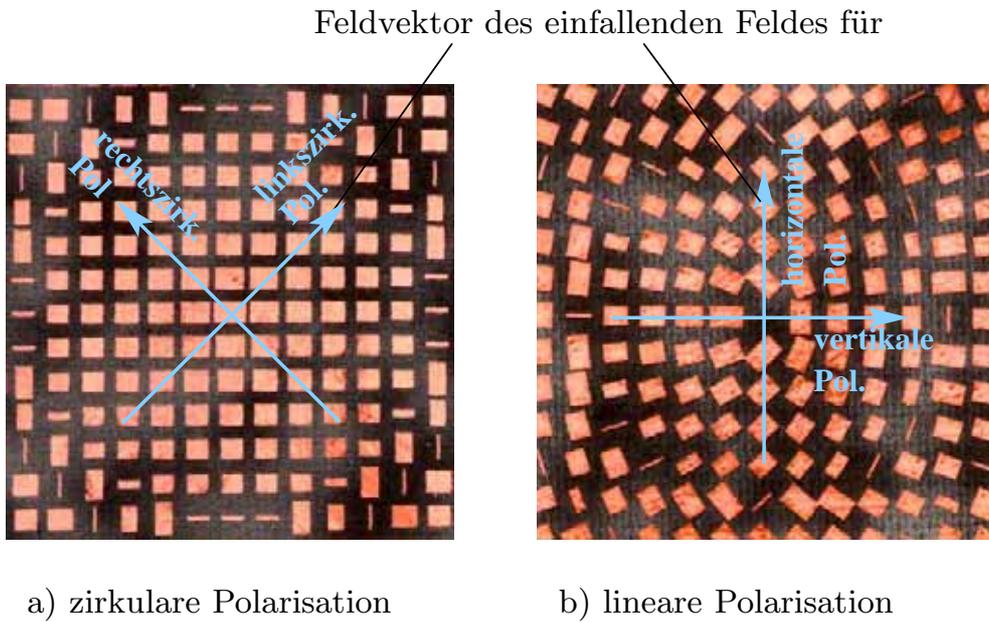


**Bild 4.2:** Erzeugung zirkularer Polarisation. Links eine Einheitszelle mit Patch und den elektrischen Feldkomponenten (rechts).

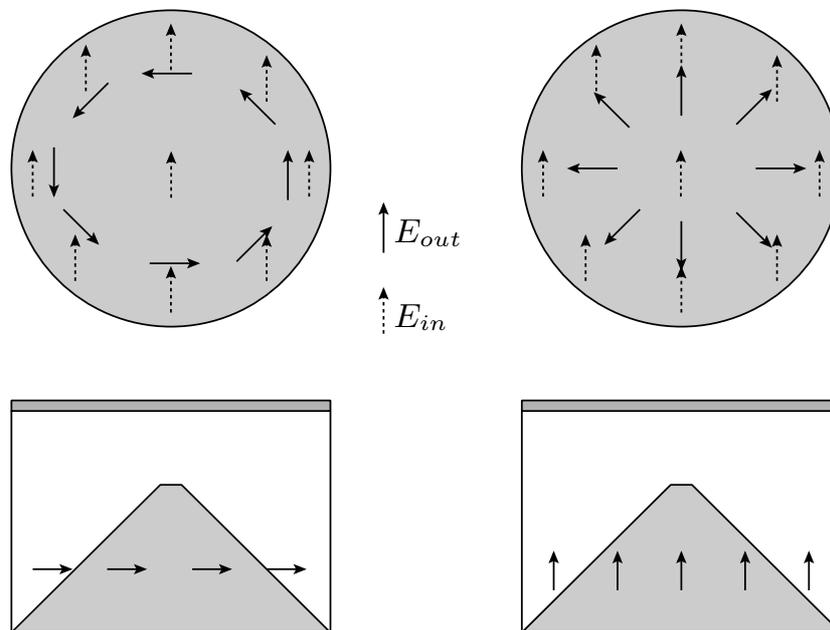
### Lineare Polarisation

Zur Erzeugung linearer Polarisation mit der Doppelreflektoranordnung muss die einfallende, linear polarisierte Welle in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt auf dem planaren Reflektor um einen bestimmten Winkel gedreht werden. In Bild 4.4 ist die Problematik verdeutlicht. Wird durch den planaren Reflektor nur die Phasen Anpassung vorgenommen, so besitzt die Welle nach der Reflexion am konischen Reflektor in einer bestimmten Richtung z.B. horizontale Polarisation. Rotiert man die Antenne, dann dreht sich der Polarisationsvektor mit, d.h. nach der Drehung um  $90^\circ$  wird vertikale Polarisation abgestrahlt, nach einer weiteren  $90^\circ$ -Drehung erneut horizontale Polarisation, usw.

Die Abstrahlung einer Welle mit in allen Richtungen gleich gerichteter Polarisation erfordert eine Korrektur, welche wiederum mit Hilfe des planaren Reflektors vorgenommen werden kann. Im Gegensatz zu dem Fall mit Erzeugung zirkularer Polarisation kommen hier Patches bzw. Einheitszellen zum Einsatz, bei denen der Reflexionsphasenunterschied zwischen den orthogonalen (entlang den Patchkanten gerichteten) Feldkomponenten  $180^\circ$  beträgt. Eine einfallende Welle, deren elektrisches Feld um den Winkel  $\alpha$  zur Patchkante gedreht ist, verlässt dann den Reflektor um den Winkel  $2\alpha$  zur Patchkante gedreht. Verdeutlichen lässt sich dies anhand des Sonderfalls mit der Reflexionsphase  $0^\circ$  und  $180^\circ$  für

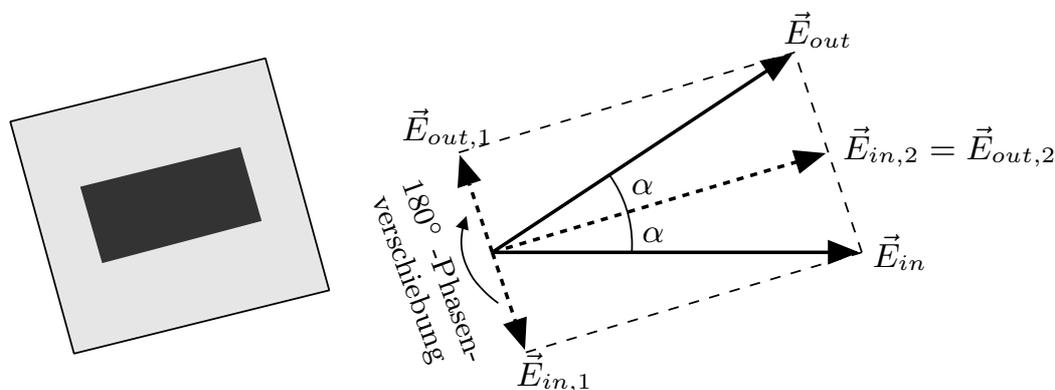


**Bild 4.3:** Ausschnitte aus den Reflektoren zur Erzeugung zirkularer oder linearer Polarisation.



**Bild 4.4:** Notwendige Polarisationsdrehung durch den planaren Reflektor bei Abstrahlung horizontaler (*links*) und vertikaler (*rechts*) Polarisation.

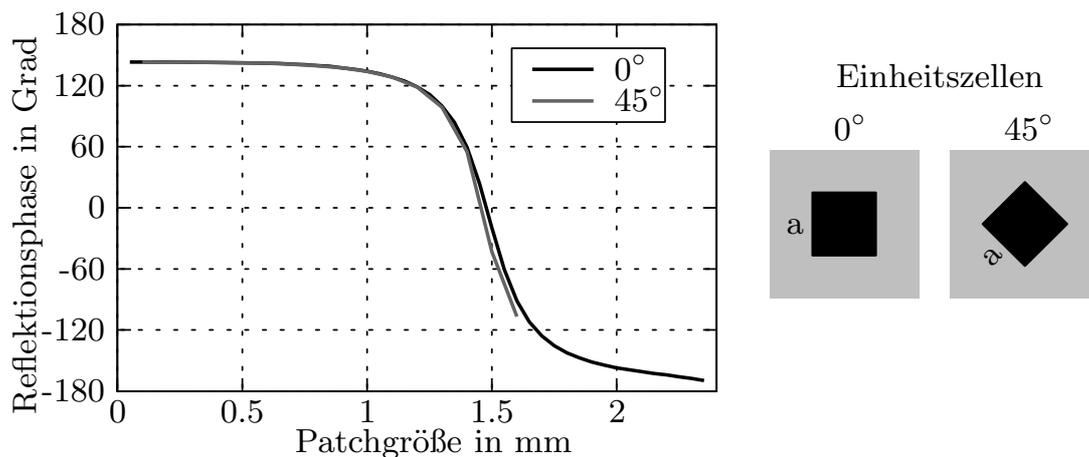
die beiden Komponenten in Bild 4.5. Während die Komponente mit  $0^\circ$  Phasenänderung  $\vec{E}_{in,2}$  ihre Richtung beibehält, wirkt sich die  $180^\circ$ -Phasenänderung für die orthogonale Komponente  $\vec{E}_{in,1}$  wie ein Umklappen des Feldvektors in entgegengesetzter Richtung aus. Die Überlagerung der beiden reflektierten Komponenten ergibt das um  $2\alpha$  gedrehte Feld  $\vec{E}_{out}$ .



**Bild 4.5:** Erzeugung linearer Polarisation

Ein Fernfeld mit vertikaler Polarisation kann dadurch erzeugt werden, dass die Kanten der Patches, die sich in der E-Ebene des Speisehorns befinden, parallel zum elektrischen Feld ausgerichtet und die Patches entlang der H-Ebene um  $45^\circ$  gedreht sind, um nach dem oben beschriebenen Verfahren die Polarisation der reflektierten Welle an dieser Position um  $90^\circ$  zu drehen. Das bedeutet, dass alle Patches, die auf demselben Radius liegen, gleiche Abmessungen besitzen, um die Phase der Welle im gleichen Maße zu verändern, aber unterschiedlich ausgerichtet sind, wie in Bild 4.3 b) zu sehen ist. Durch die Rotation der Patches bzw. der Einheitszellen kommt es zur Überlappung mit benachbarten Einheitszellen, besonders im Bereich kleiner Radien. Dieser Effekt kann rechnerisch nicht vollständig erfasst werden und es ist daher mit Abweichungen des Reflexionsphasenwerts im Vergleich zum periodischen Fall zu rechnen.

Des Weiteren sind die Patches nicht mehr parallel zu den Kanten der Einheitszelle ausgerichtet, da die Zellen weiterhin auf einem zweidimensionalen quadratischem Raster liegen und nicht wie die Patches ihre Ausrichtung in Abhängigkeit vom Ort ändern. Auch hier sind Abweichungen gegenüber der für periodische Anordnungen berechneten Reflexionsphasen zu erwarten, besonders bei Patches, die sich in Resonanz befinden. Ein Beispiel dafür ist der in Bild 4.6 dargestellte Reflexionsphasenverlauf eines parallel ausgerichteten und eines innerhalb der Einheitszelle um  $45^\circ$  gedrehten quadratischen Patches. Da die rotierten Patches die Grenzen der Einheitszelle bei steigender Patchgröße früher berühren bzw. zu Überlappungen mit Patches benachbarter Zellen führen, ist hier der einstellbare Reflexionsphasenbereich deutlich geringer. In quasi-periodischen Reflexionsar-



**Bild 4.6:** Reflexionsphasenverlauf einer periodischen Einheitszelle mit einem um  $0^\circ$  und einem um  $45^\circ$  rotiertem Patch. ( $f = 58 \text{ GHz}$ ,  $\epsilon_r = 2.2$ ,  $h_{subst} = 0.254 \text{ mm}$ , Zellgröße  $A = B = 2.4 \text{ mm}$ , quadratisches Patch)

rays ist es möglich, Patchlängen bzw. Breiten zu wählen, welche größer als  $A/\sqrt{2}$  sind ( $A = \text{Kantenlänge einer quadratischen Zelle}$ ), ohne dass es zu Berührungen benachbarter Patches kommt. Zwar ragt dann ein Teil der Metallisierung der einen Zelle in den Bereich der Nachbarzelle, diese hat aber bei dem realisieren quasi-periodischen Array im Allgemeinen einen anderen Reflexionsphasenwert und somit eine andere Patchgröße. Besteht kein galvanischer Kontakt zwischen den Patches, zeigt das Array trotzdem näherungsweise das berechnete Reflexionsverhalten, wie dasjenige mit parallel angeordneten Patches [84].

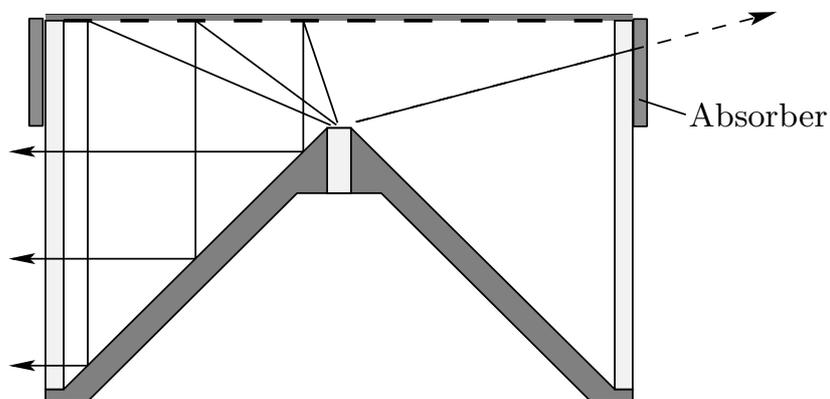
### 4.1.3 Der konische Reflektor

Der konische Reflektor des Prototyps mit einer Neigung von  $45^\circ$  ist aus Aluminiumvollmaterial hergestellt. Eine Herstellung aus Kunststoff mit Spritzgusstechnik oder aus anderen Materialien, die anschließend mit einer leitenden Oberfläche versehen werden [85], senkt sowohl das Gesamtgewicht der Antenne, als auch die Materialkosten. Die Höhe des Reflektors bildet die seitliche (vertikale) Apertur und ist somit maßgebend für die Keulbreite in der Elevation.

### 4.1.4 Parasitäre Auswirkungen des Aufbaus auf die Strahlungscharakteristik

Oben wurden bereits einige Probleme angesprochen, die sich durch den Aufbau, verwendete Näherungen, Abweichungen und durch Toleranzen der einzelnen Elemente ergeben. Die wesentlichen Punkte sind hier nochmals aufgeführt

- Der Spillover des Speisehorns und planaren Reflektors reduziert nicht nur den Gewinn der Antenne, sondern die am Reflektor vorbei gestrahlte Leistung führt auch zu erhöhten Nebenkeulen in Winkelbereichen größer ca.  $55^\circ$ . Absorbermaterial am oberen Rand des Zylinders (Bild 4.7) reduziert die Nebenkeulen im Bereich  $55^\circ$  bis  $90^\circ$ . Ebenso kann durch eine veränderte Speisehorncharakteristik der Spillover reduziert werden.
- Durch eine größere Apertur des Speisehorns wird allerdings mehr Leistung in die Mitte des Reflektors und somit zurück in den Bereich der Apertur reflektiert und von dort in alle Richtungen gestreut. Absorbermaterial in der Mitte des Reflektors kann diesen Effekt reduzieren. Eine bessere Alternative ist die im Kapitel 4.2 vorgestellte veränderte Speisung, bei welcher der mittlere Bereich des Reflektors erst gar nicht ausgeleuchtet wird.
- Die Auswirkungen von Phasenfehlern durch Herstellungs- und Materialtoleranzen bzw. durch Ungenauigkeiten in der Berechnung oder den schrägen Einfall sind bereits ausführlich diskutiert worden.
- Die Stromdichte auf dem konischen Reflektor ist an den Rändern, vor allem im Bereich der Spitze, relativ groß, was an den Kanten zu Streueffekten führt, die sich vor allem durch eine Welligkeit bzw. durch Nebenkeulen in der Fernfeldcharakteristik bemerkbar machen.



**Bild 4.7:** Einsatz von Absorber, um ungewünschte Strahlen (rechts) zu unterdrücken

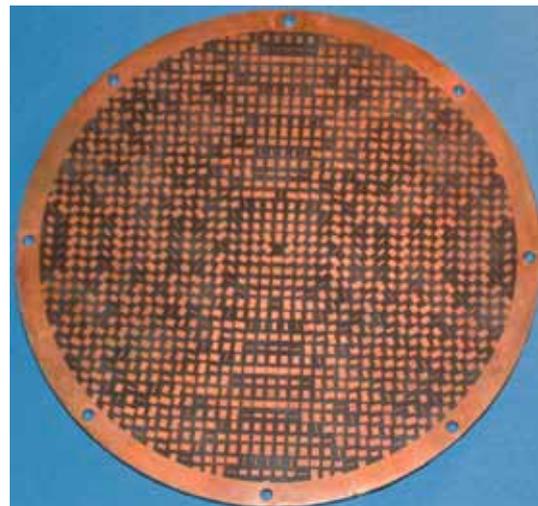
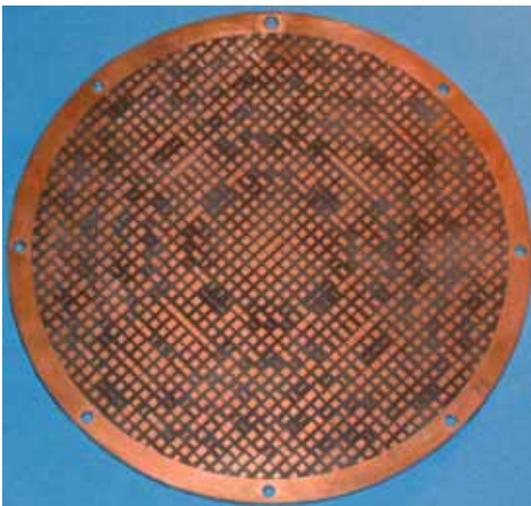
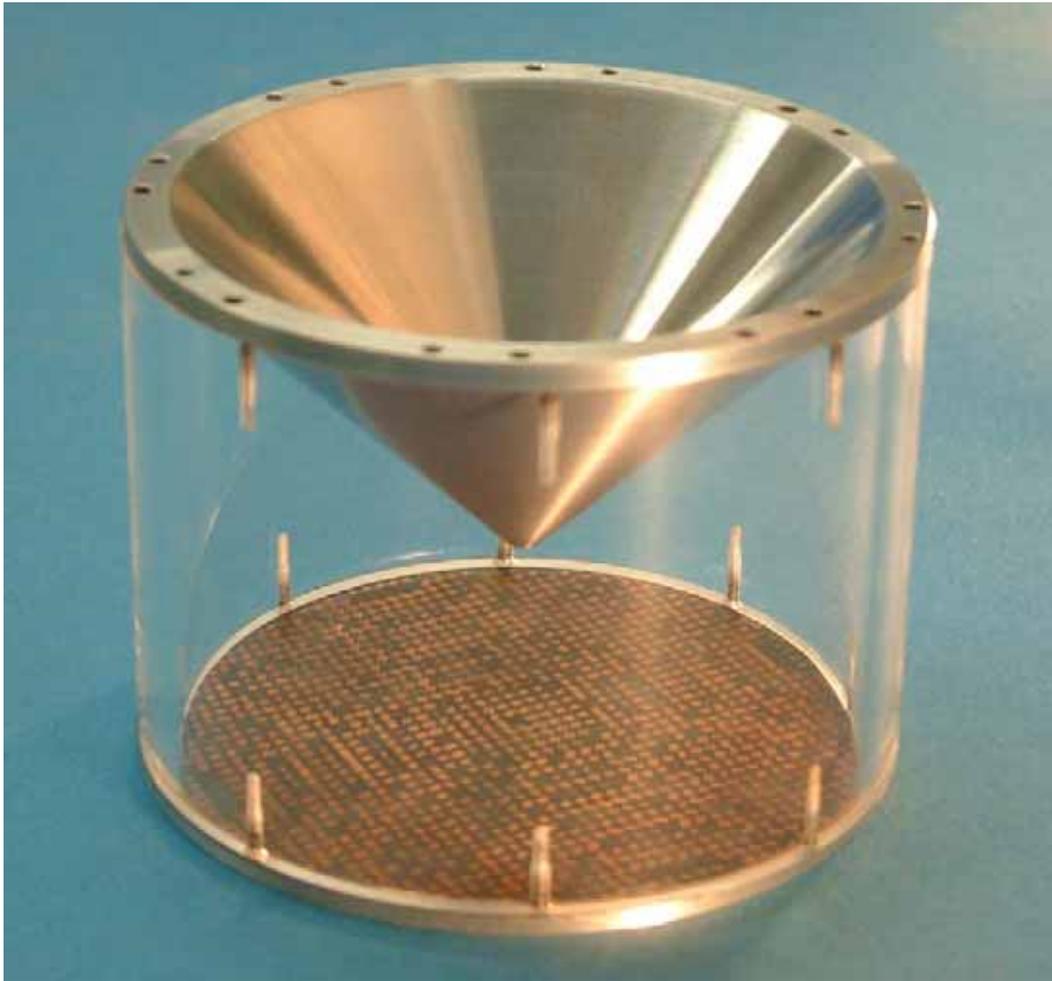
### 4.1.5 Messergebnisse

Die realisierten Antennen (Bild 4.8) haben einen Durchmesser von 100 mm, mit 30 mm bzw. 40 mm Abstand zwischen dem offenen Rundhohlleiter und dem

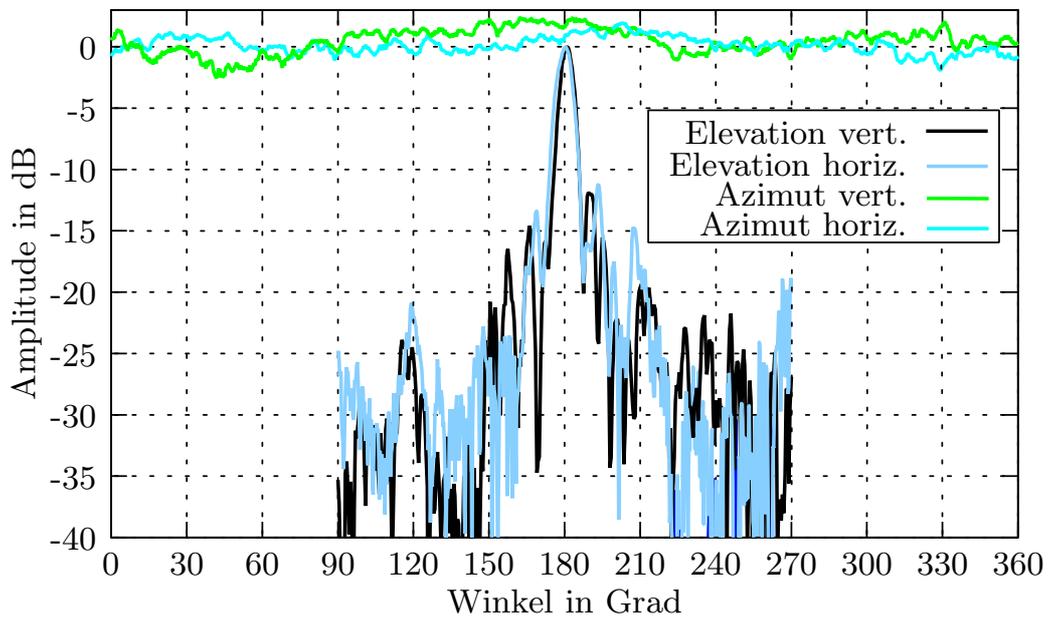
planaren Reflektor. An Hand der Messergebnisse zeigt sich, dass die kleinere Brennweite und der damit verbundene flachere Einfall der Welle am Rand des planaren Reflektors zu einer breiteren Hauptkeule und einem kleinerem Nebenkeulenabstand führt, weshalb im Folgenden nur die Messungen bei größerer Brennweite diskutiert werden.

In Bild 4.9 sind die Messergebnisse in der Elevations- und Azimutebene von der Antenne mit zirkularer Polarisierung dargestellt. Sowohl für die horizontale als auch für die vertikale Komponente beträgt der Nebenkeulenabstand ca. 12 dB. In der Elevation ergibt sich eine 3 dB-Keulenbreite von  $6.7^\circ$ . Verursacht durch den nicht komplett rotationssymmetrischen Aufbau der Speisung und des planaren Reflektors sowie durch überlagerte Streuungen an der Halterung im Messaufbau, beträgt die Welligkeit im Azimut  $\pm 1.8$  dB. Das Achsenverhältnis zwischen horizontaler und vertikaler Komponente beträgt maximal 2 dB. Die Variation der Hauptkeule in Abhängigkeit von der Frequenz ist in einem Bereich von 3 GHz in Bild 4.10 dargestellt. Während sich der Nebenkeulenabstand nur geringfügig ändert, kommt es außerhalb der Mittenfrequenz zu einer Verbreiterung der Hauptkeule. Eine Schwenkung über der Frequenz ist nicht zu beobachten. In der dreidimensionalen Darstellung in Bild 4.11 ist zu erkennen, dass die Nebenkeulen der vertikalen Komponente stärker ausgeprägt sind als die der horizontalen.

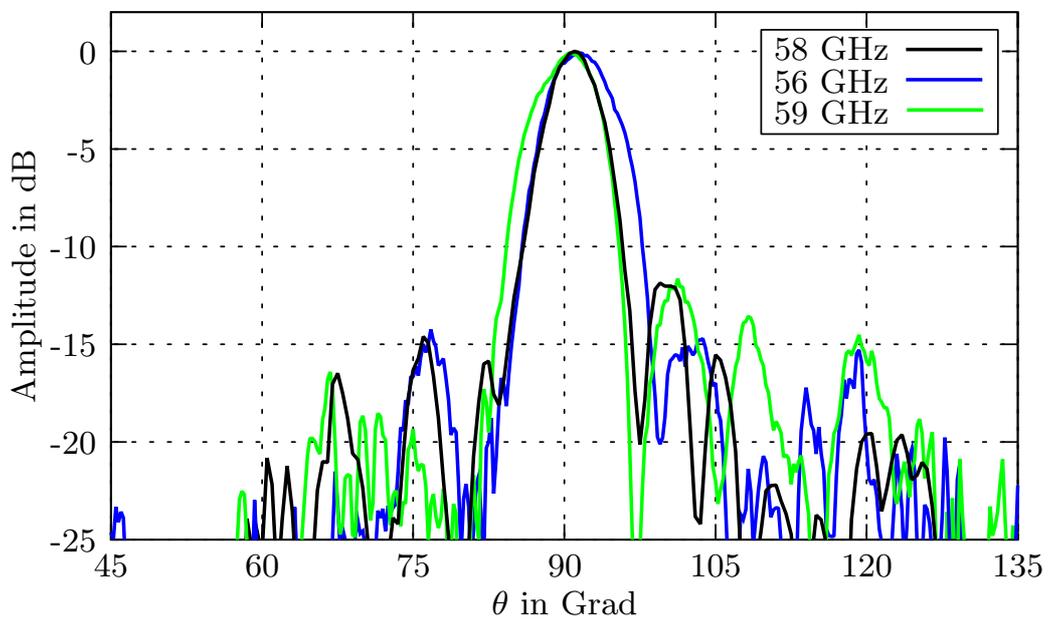
Bei dem Reflektor zur Erzeugung linearer Polarisierung ergeben sich vergleichbare 3 dB-Keulenbreiten mit  $6.1^\circ$  bzw.  $7.2^\circ$  für horizontale bzw. vertikale Polarisierung (Bild 4.12). Der Nebenkeulenabstand beträgt hier 12 dB bzw. 14 dB in der Elevation und die Schwankungen im Azimut liegen bei  $\pm 1.8$  dB. Die Kreuzpolarisation ist von der direkten Strahlung der Speisung geprägt. Messungen der Kreuzpolarisation ergeben einen fast identischen Leistungsdichteverlauf wie bei einer direkten Messung der Speisestrahlung im Azimut, wenn der planare Reflektor nicht vorhanden ist. Dadurch erklärt sich der im Azimut um  $90^\circ$  verschobene Verlauf der Kreuzpolarisation im Fernfeld. Bei horizontaler Polarisierung des elektrischen Feldes ist die vertikale Kreuzpolarisation in der E-Ebene des Speisehorns am größten, bei vertikaler Polarisierung dementsprechend in der H-Ebene (Bild 4.13). Auch bei der linearen Polarisierung kommt es zu einer Verbreiterung der Hauptkeule bei Frequenzabweichungen (Bild 4.14) und die Nebenkeulen sind bei horizontaler Polarisierung wieder allgemein niedriger als bei vertikaler Polarisierung (Bild 4.15).



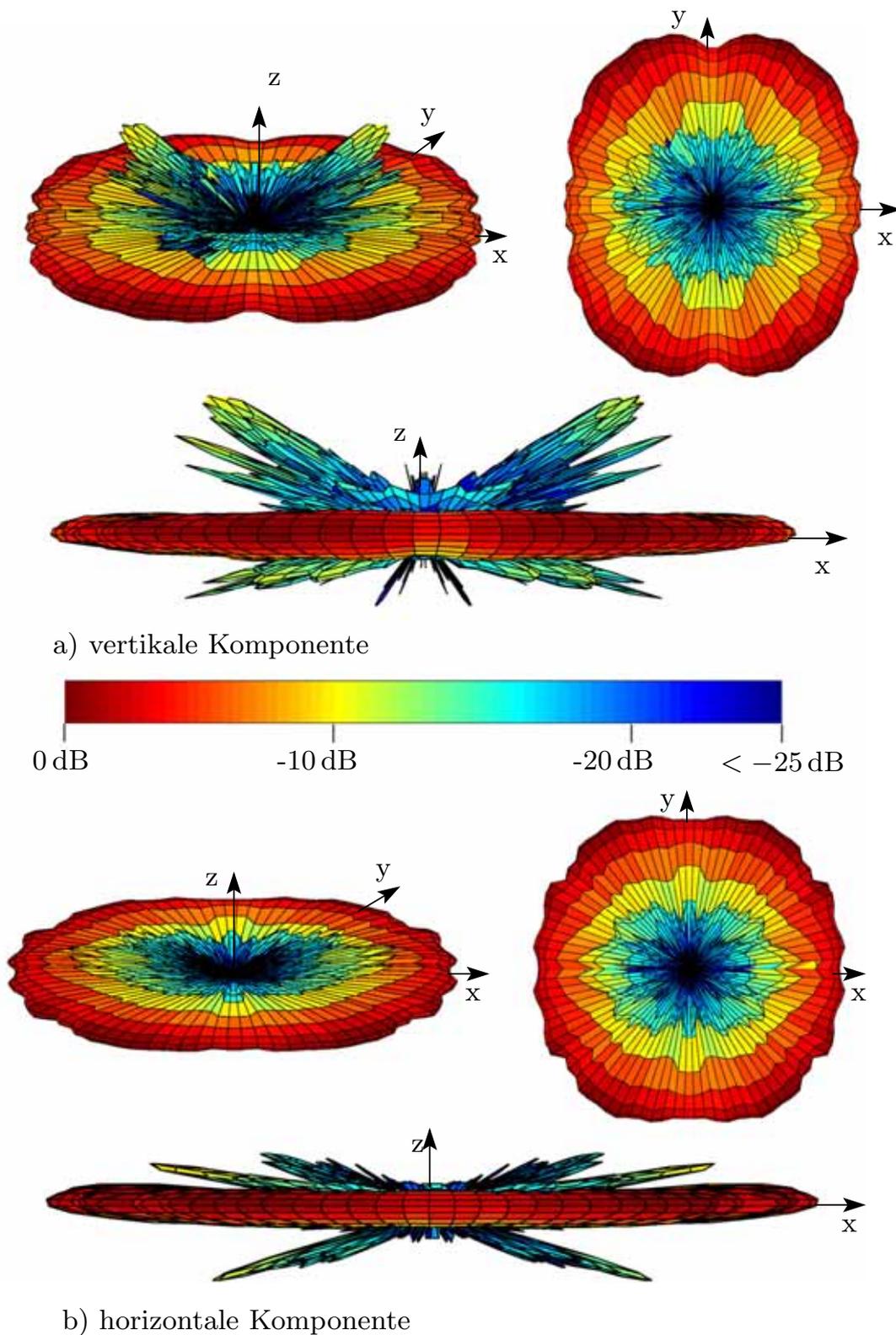
**Bild 4.8:** Bild des realisierten Aufbaus (*oben*) und der Reflektoren für zirkulare (*links*) und lineare (*rechts*) Polarisierung.



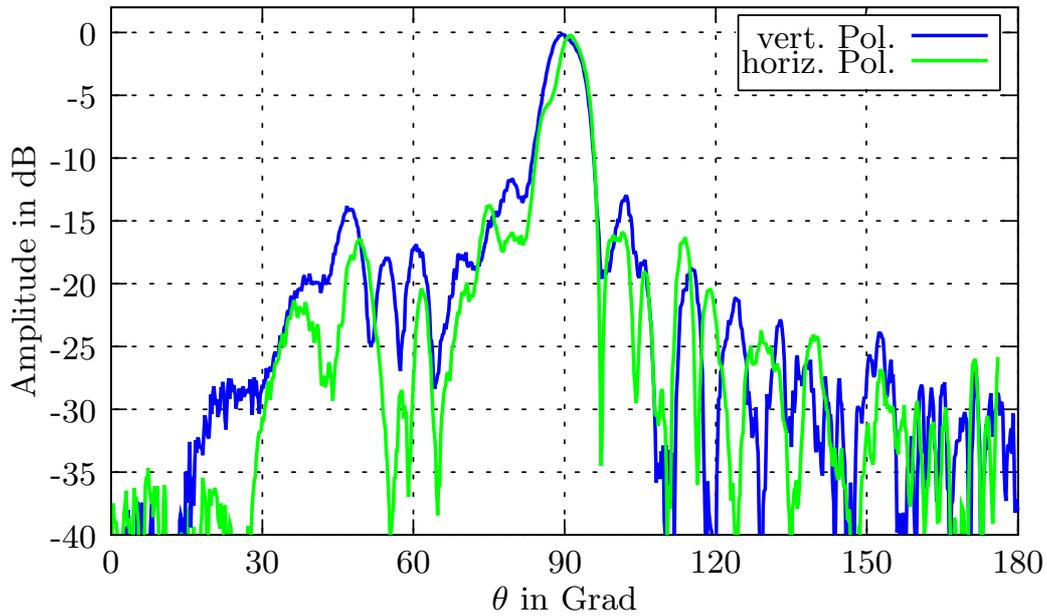
**Bild 4.9:** Fernfeldcharakteristik der Antenne mit zirkulare Polarisation in der Elevation bei 58 GHz.



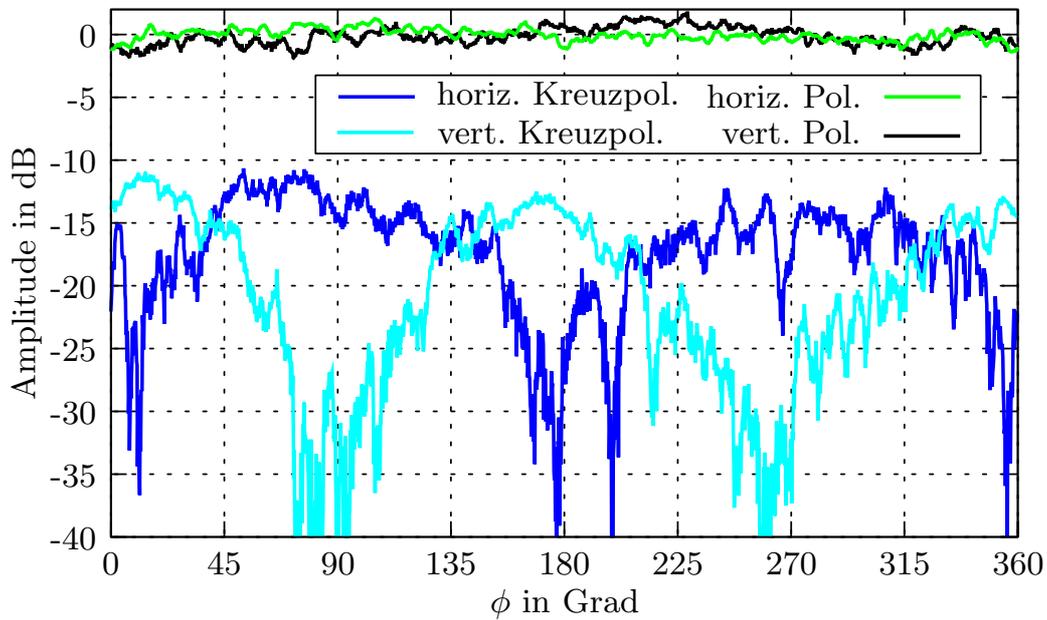
**Bild 4.10:** Fernfeldcharakteristik der Antenne mit zirkulare Polarisation in der Elevation in einem Frequenzbereich von 3 GHz.



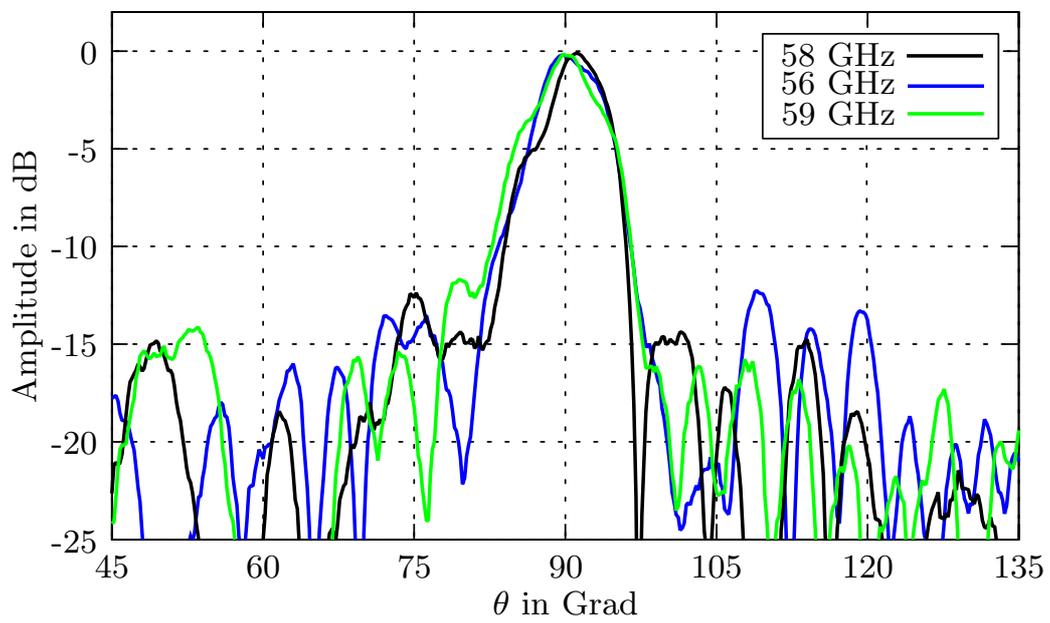
**Bild 4.11:** Strahlungsdiagramm der omnidirektionalen Antenne mit einfacher Speisung und zirkularer Polarisation bei 58 GHz.



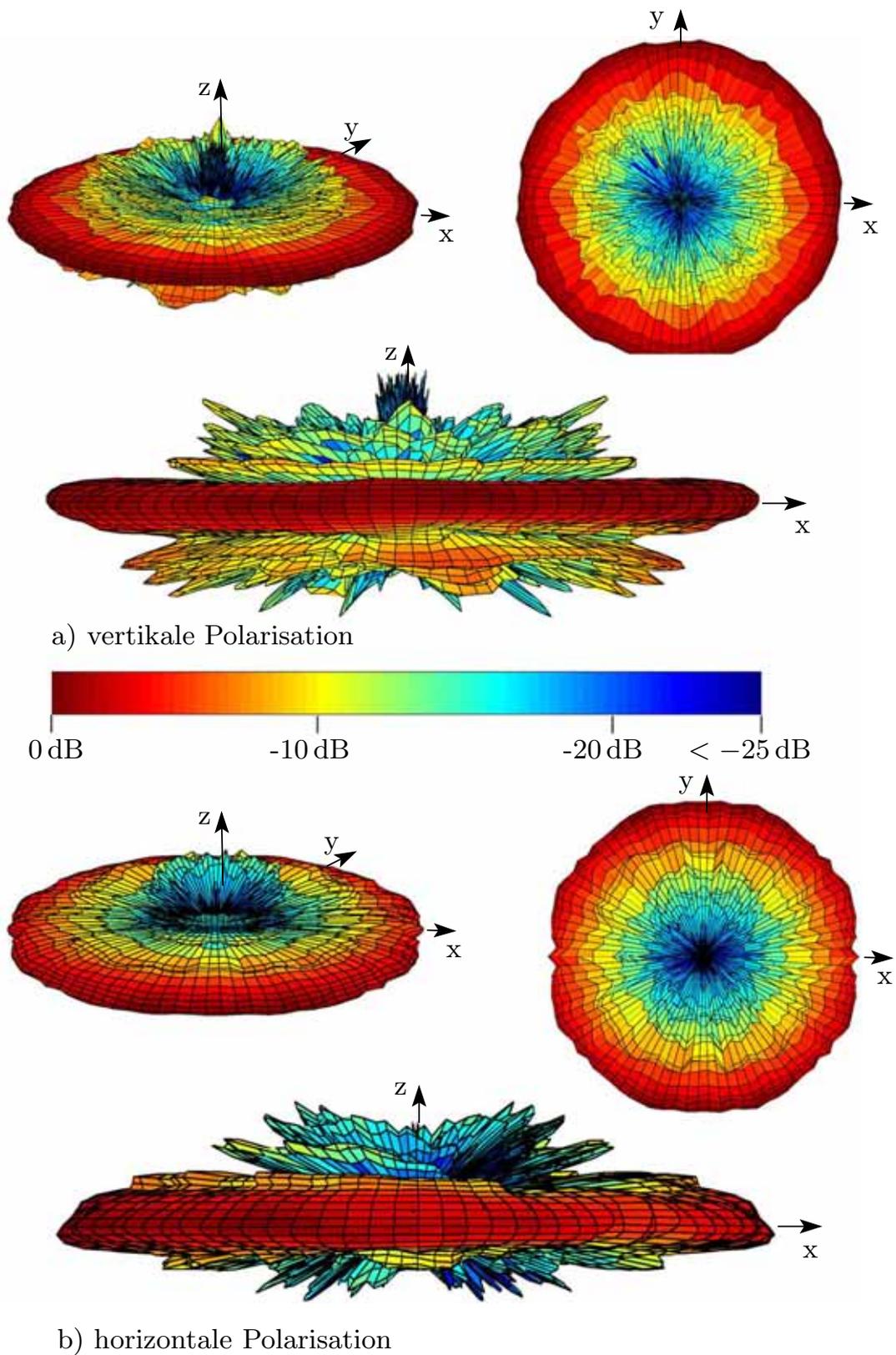
**Bild 4.12:** Fernfeldcharakteristik der Antenne mit vertikaler und horizontaler Polarisation in der Elevation bei 58 GHz.



**Bild 4.13:** Fernfeldcharakteristik der Antenne bei vertikaler und horizontaler Polarisation im Azimut bei 58 GHz.



**Bild 4.14:** Fernfeldcharakteristik der Antenne mit linearer Polarisierung in der Elevation in einem Frequenzbereich von 3 GHz.

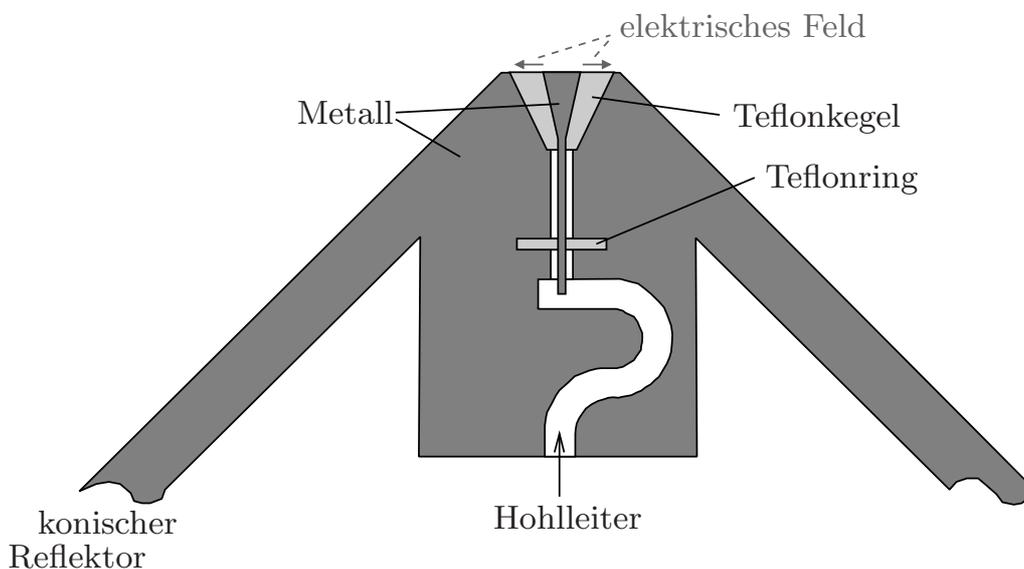


**Bild 4.15:** Strahlungsdiagramme der omnidirektionalen Antenne mit einfacher Speisung und vertikaler (a) bzw. horizontaler (b) Polarisation bei 58 GHz.

## 4.2 Doppelreflektor-Antennen mit koaxialer Speisung

Mit dem Ziel, den Nebenkeulenabstand in der Elevation zu senken und gleichzeitig die Auswirkungen der primären Speisung auf die Nebenkeulen zu untersuchen, wird die Rundhohlleiter-Speisung durch ein Horn mit koaxialer Speisung ersetzt. In Bild 4.16 ist die Lage des Koaxialhorns mit Innenleiter, des Hohlleiter-Koaxial-Übergangs und des Hohlleiterverlaufs in der Spitze des konischen Reflektors zu sehen. Der bereits höhere Aufwand zum Aufbau eines Koaxialhorns wird auf Grund der geringen Wellenlänge bzw. Abmessungen im Millimeterwellenbereich weiter erhöht.

Der Innenleiter wird durch einen Teflonkegel im Horn und einen Teflonring in der Mitte des Koaxialleiters fixiert. Der Radius des Rings ist um  $\lambda_{eff}/2$  größer als der Koaxialleiterradius, so dass der Kurzschluss am Außenradius des Rings wieder in einen fiktiven Kurzschluss am Außenradius des Koaxialleiters transformiert wird. Die Höhe des Rings beträgt ebenfalls ungefähr  $\lambda_{eff}/2$ . Dadurch ist die Ringhalterung für die Koaxialmode bei der Mittenfrequenz reflexionsfrei. Der Innenleiter steht von oben in den kurzgeschlossenen Hohlleiter hinein und dient als breitbandiger Übergang. Um die Speisung der Gesamtantenne von unten zu ermöglichen, schließt ein Hohlleiterbogen mit Standardhohlleiteranschluss in der Mitte an. Der rotationssymmetrische Feldverlauf in dem Horn mit

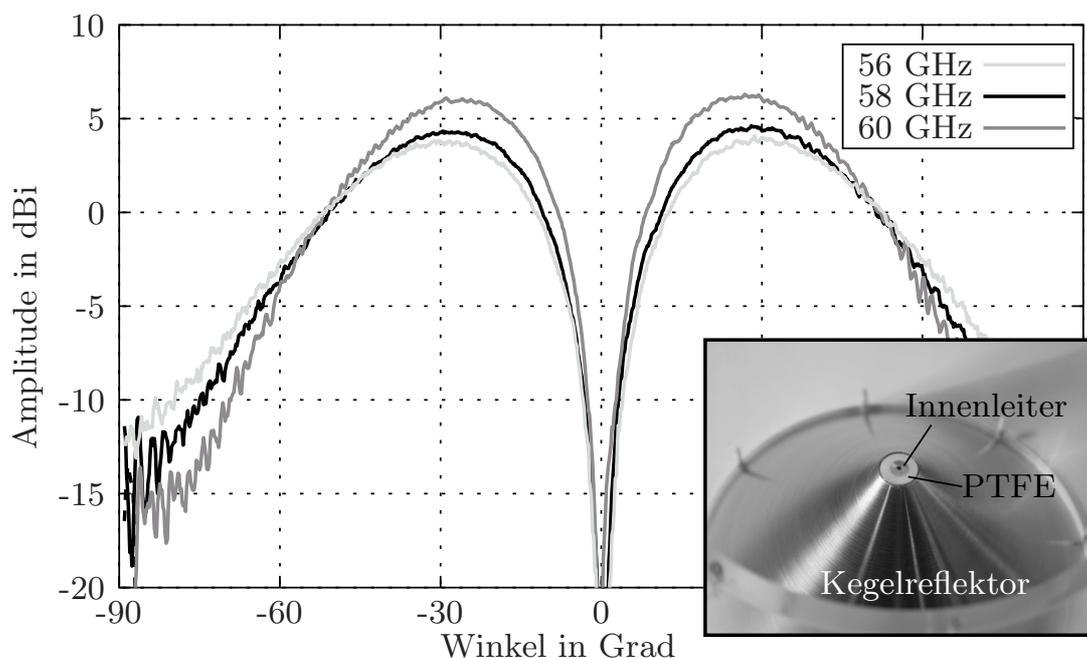


**Bild 4.16:** Koaxiale Speisung mit Hohlleiter-Koaxial-Übergang in der Mitte des konischen Reflektors.

TEM-Mode führt zu einem Strahlungsminimum in Richtung der Rotationsachse. Die Richtung und Breite der Hauptkeule wird durch die Abmessungen des Innen- bzw. Außenleiters in der Hornapertur bestimmt. Ein kleinerer Durch-

messer bewirkt eine Schwenkung der Hauptkeulen(n) zur Seite hin und eine Veränderung der Keulenbreite. Über den Abstand zwischen Innen- und Außenleiter kann ebenfalls Einfluss auf die Keulenbreite genommen werden. Die neue Speisung sorgt für eine symmetrischere Leistungsdichteverteilung entlang der seitlichen Apertur und somit für potenziell niedrigere Nebenkeulen. Ein weiterer Vorteil ist die niedrige Strahlungsdichte im Bereich der Mitte des planaren Reflektors, was die Streuung am Speisehorn signifikant reduziert und den Gewinn leicht erhöht.

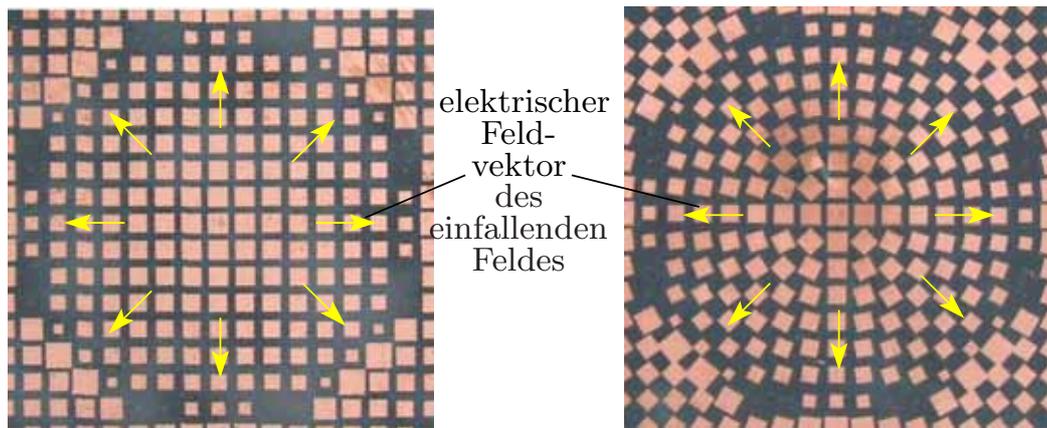
Die Strahlungscharakteristik des realisierten Horns mit 4 mm Innendurchmesser und 8 mm Außendurchmesser in der Apertur ist in Bild 4.17 dargestellt. Der schnelle Abfall der Leistungsdichte im Bereich  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta > 55^\circ$  wirkt sich positiv auf die Charakteristik der Gesamtantenne aus. Da sich die Strahlungscharakteristik über der Frequenz nur geringfügig ändert, eignet sich dieser Speisungstyp auch für Breitbandanwendungen (engl.: ultra wide band antennas).



**Bild 4.17:** Strahlungscharakteristik des koaxiales Speisehorns.

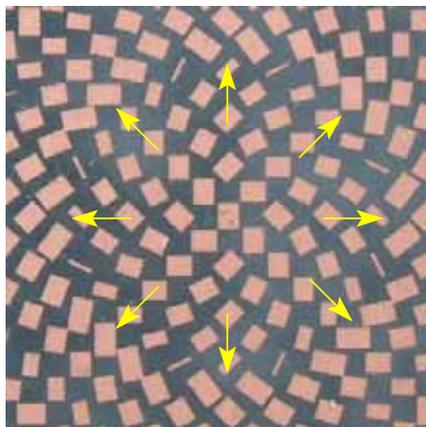
#### 4.2.1 Vertikale Polarisation

Die Berechnung des planaren Reflektors erfolgt auf die gleiche Art und Weise wie im vorangegangenen Kapitel 4.1. Auf Grund der radialen Polarisation der vom Speisehorn abgestrahlten Welle, welche auch auf der Reflektorober-

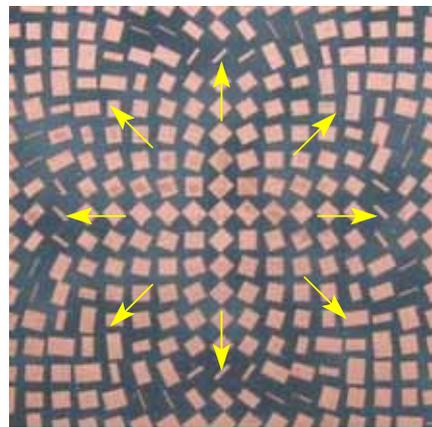


a) Reflektor für vertikale Pol. (1)

b) Reflektor für vertikale Pol. (2)



c) Reflektor für horizontale Pol.



d) Reflektor für zirkulare Pol.

**Bild 4.18:** Bildausschnitte von Reflektoren für koaxiale Speisung und eingezeichnetem elektrischen Feldvektor der einfallenden Welle.

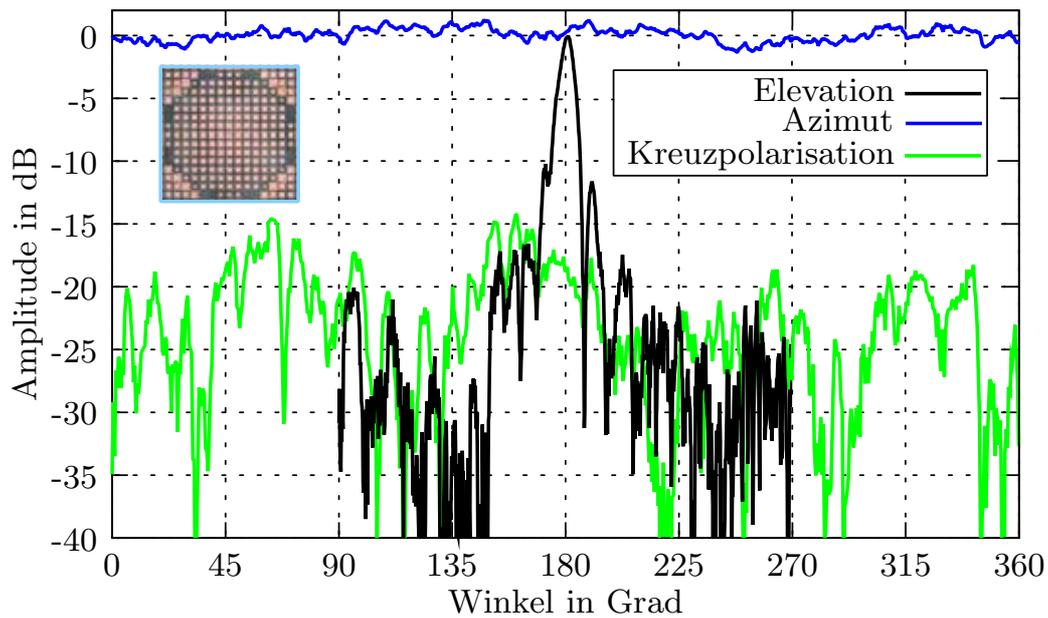
fläche ein radial polarisiertes Feld hervorruft, ist nun eine unterschiedliche Polarisationsdrehung erforderlich. Für die Abstrahlung vertikaler Polarisation ist keine Modifikation der Polarisation bei der Reflexion am planaren Reflektor notwendig. Es erfordert lediglich eine Weglängenkompensation, die auf zwei Arten erfolgen kann. Die erste Möglichkeit ist in Bild 4.18 a) gezeigt. Hier werden nur quadratische Patches gewählt, welche in einem zweidimensionalen, äquidistanten Array parallel zueinander angeordnet sind. Aufgrund der quadratischen Form werden orthogonale Feldkomponenten (entlang der Kanten) mit demselben Phasensprung reflektiert, wodurch es nicht zu einer Polarisationsdrehung oder Wandlung kommt.

Zur Untersuchung des Verhaltens von gegeneinander verdrehten Patches wird eine zweite Reflektorvariante realisiert, wie sie in Bild 4.18 b) zu sehen ist. Hier

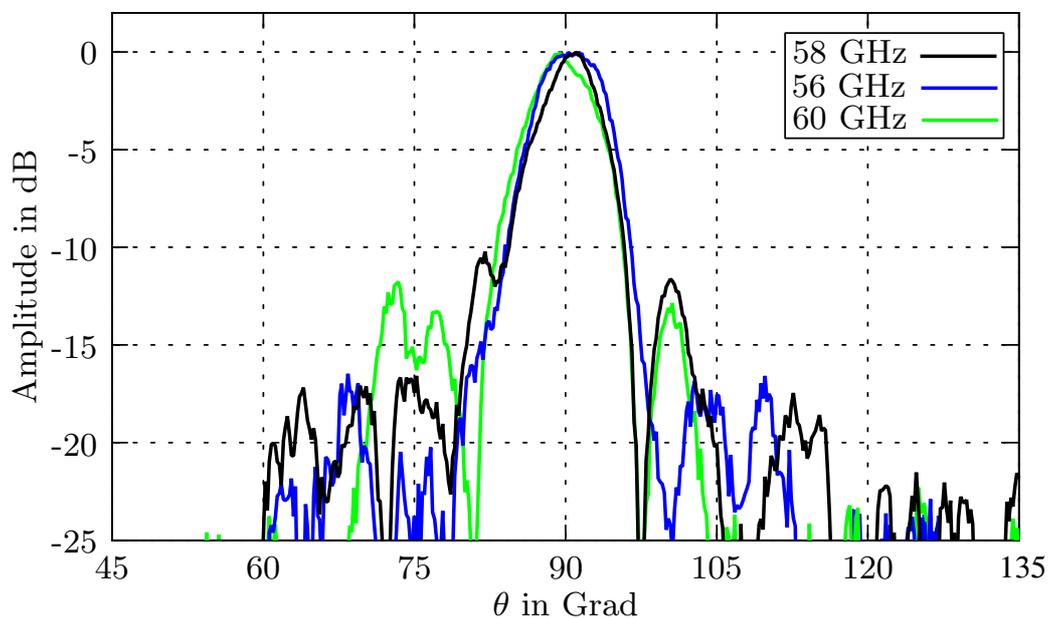
fällt das elektrische Feld immer parallel bzw. senkrecht zu den Patchkanten auf die Einheitszelle ein. Die Lage und Ausrichtung der Einheitszelle selbst bleibt aber unverändert, nur die Patches sind innerhalb der Zelle in Richtung Reflektormitte gedreht. Es werden wieder quadratische Patches verwendet, um einen direkten Vergleich zu der ersten Variante zu haben und die Auswirkungen der Rotation der Patches zu untersuchen. An Stelle der quadratischen Patches ist auch die Verwendung schmaler Patches möglich, die bezüglich des schrägen Welleneinfalls zum Teil Vorteile haben.

Im Vergleich zu der Erzeugung linearer Polarisation bei dem Aufbau mit einfacher Speisung (Kapitel 4.1) sind hier benachbarte Patches doppelt so stark gegeneinander verdreht. Somit ist eine größere Abweichung der Reflexionsphasen vom berechneten Wert im Fall einer periodischen Anordnung zu erwarten. Außerdem kommt es auf Grund der Rotation zu Überlappungen einiger benachbarter Patches (z.B. bei den großen Patches in den Ecken von Bild 4.18 b). Um Fehler durch Überlappungen zu minimieren, werden nachträglich ungewollte Kontakte zwischen zwei benachbarten Patches durch einen kleinen Schnitt mit dem Skalpell getrennt.

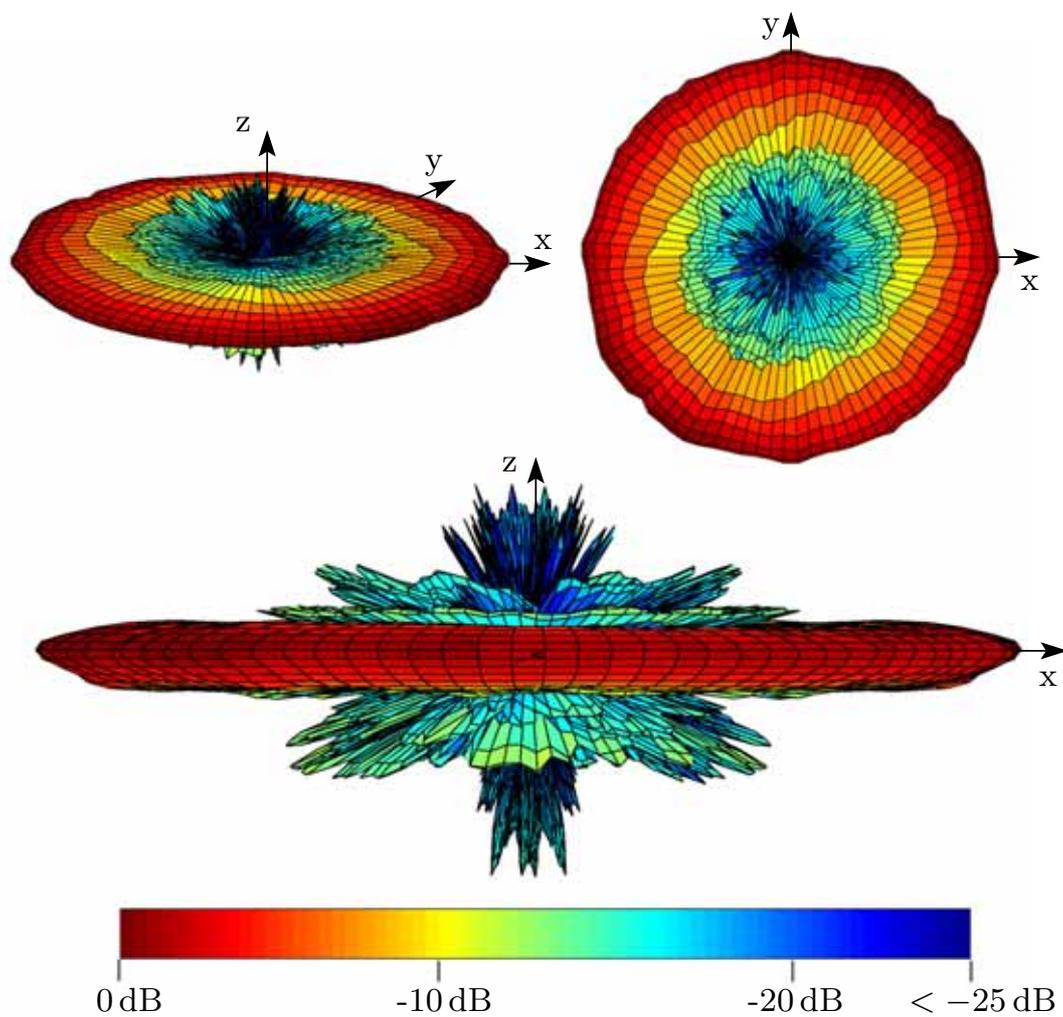
Die Strahlungscharakteristiken von Variante 1 (Bild 4.19) und Variante 2 (Bild 4.22) weisen keine wesentlichen Unterschiede auf. Selbst die Kreuzpolarisation im Azimut bei  $\theta = 90^\circ$  ist bei Variante 1 mit 15 dB Abstand zur Kopolarisation nur unwesentlich schlechter als bei der Variante mit gedrehten Patches. In den anderen Ebenen ist die Kreuzpolarisationsunterdrückung noch deutlich besser. Der Nebenkeulenabstand zu den innersten Keulen beträgt bei den beiden Varianten nur 10 dB bzw. 15 dB, die weiteren Nebenkeulen sind aber deutlich stärker gedämpft und nur wenig Leistung geht in diesen für die Hauptkeule verloren. Eine Schwenkung oder Verformung der Hauptkeule ist in beiden Fällen über einen Frequenzbereich von 4 GHz nicht festzustellen. Bei Variante 1 verbessert sich sogar der Nebenkeulenabstand bei den Randfrequenzen um 2 bis 3 dB (Bild 4.20), während bei Variante 2, zumindest bei höheren Frequenzen, der Nebenkeulenabstand auf bis zu 12 dB sinkt (Bild 4.23). Die 3 dB-Keulenbreite beträgt bei allen drei Frequenzen  $5.8^\circ$ . Messungen der Charakteristik im Azimut führen zu denselben Schwierigkeiten mit dem Messaufbau wie im vorigen Kapitel. So zeigt die Einzelmessung im Azimut eine Welligkeit von  $\pm 1.2$  dB bzw.  $\pm 1.7$  dB auf, während sich bei der dreidimensionalen Darstellung in den Bildern 4.21 und 4.24 zumindest in der Projektion ein deutlich glatterer Verlauf andeutet.



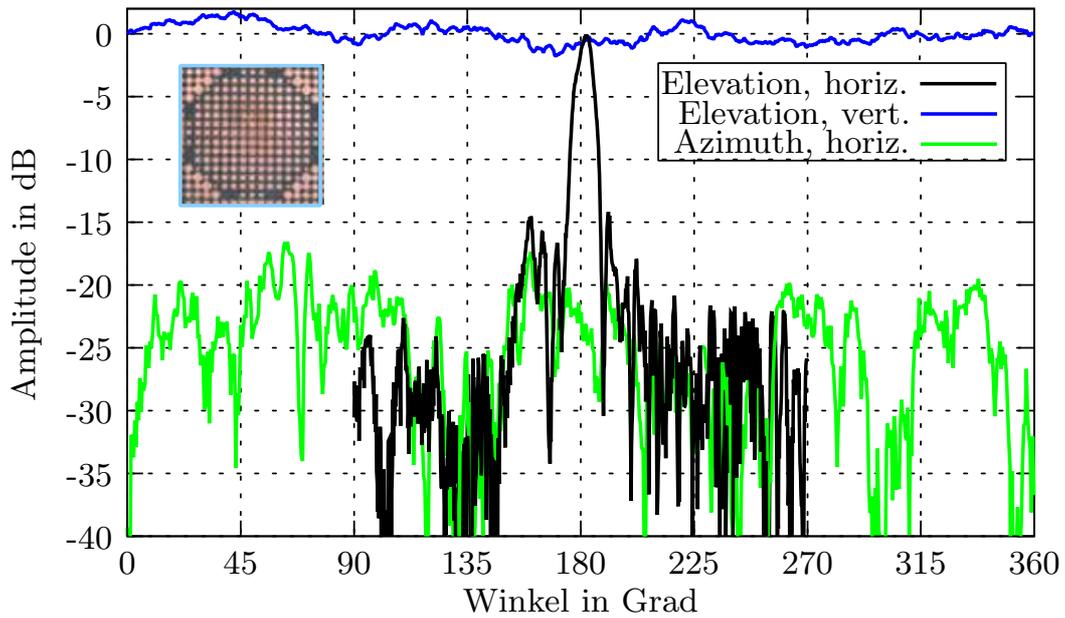
**Bild 4.19:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und vertikaler Polarisation (Variante 1) bei 58 GHz.



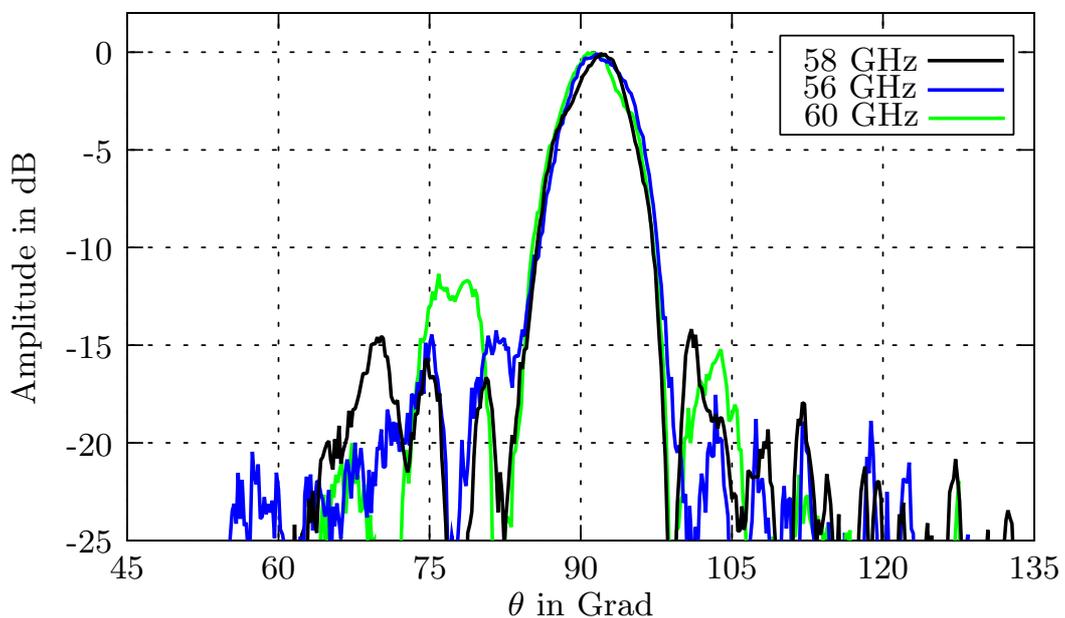
**Bild 4.20:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und vertikaler Polarisation (Variante 1) in der Elevation in einem Frequenzbereich von 3 GHz.



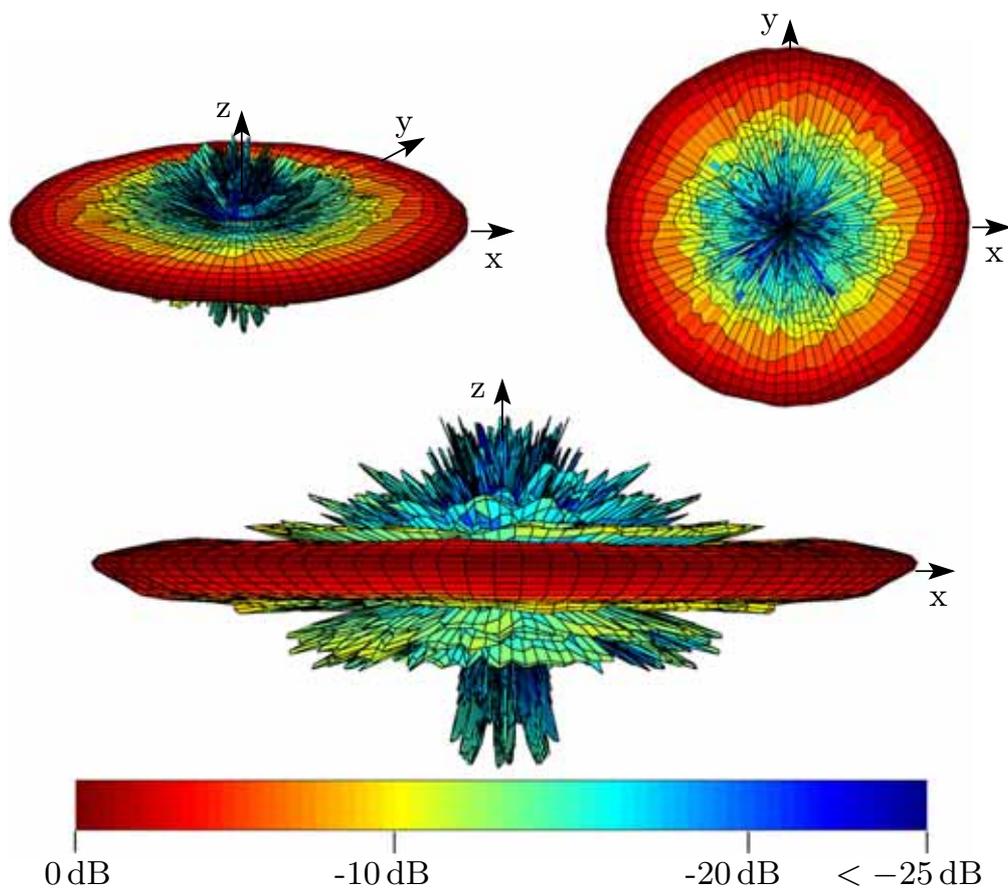
**Bild 4.21:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und vertikaler Polarisation (Variante 1) bei 58 GHz.



**Bild 4.22:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und vertikaler Polarisation (Variante 2) bei 58 GHz.



**Bild 4.23:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und vertikaler Polarisation (Variante 2) in der Elevation in einem Frequenzbereich von 4 GHz.



**Bild 4.24:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und vertikaler Polarisation (Variante 2) bei 58 GHz.

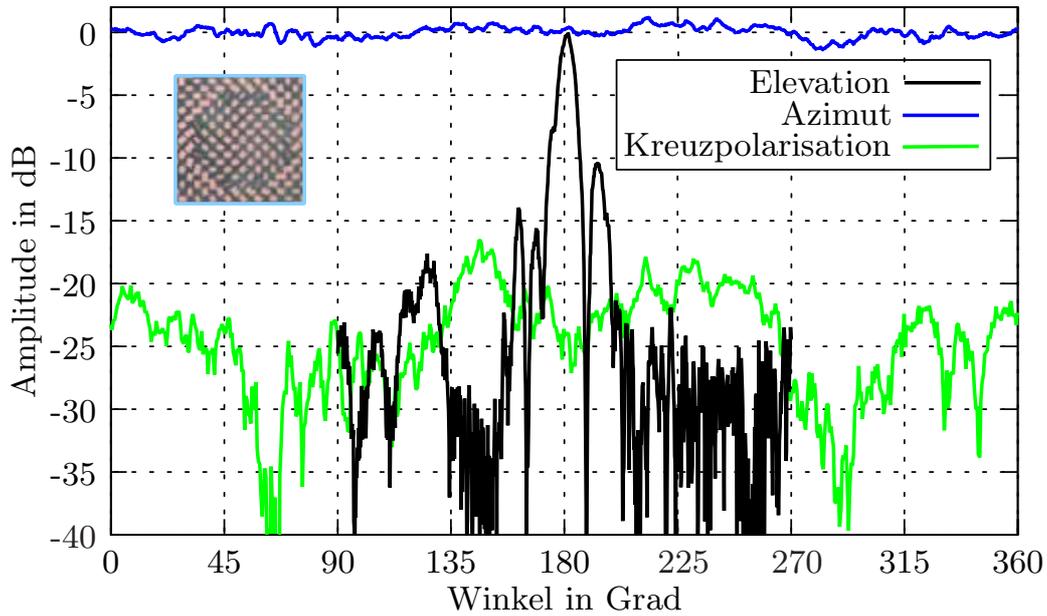
### 4.2.2 Horizontale Polarisation

Zur Erzeugung horizontaler Polarisation muss an jeder Stelle des Reflektors die Polarisation der einfallenden Welle um  $90^\circ$  gedreht werden. Dies geschieht wiederum mit Patches, bei denen die orthogonalen Komponenten entlang den Kanten eines Patches mit  $180^\circ$  Phasenunterschied reflektiert werden. Da radiale Polarisation vorliegt und der Feldvektor um  $45^\circ$  gedreht zu den Patchkanten einfallen muss, um eine gleichmäßige Leistungsaufteilung in zwei orthogonalen Komponenten zu erhalten, sind alle Patches um  $45^\circ$  zum radialen Vektor gedreht (Bild 4.18 c). In den Messergebnissen der Strahlungscharakteristik zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie bei vertikaler Polarisation. Der Nebenkeulenabstand beträgt ca. 10 dB mit zu großen Winkeln hin schnell abfallenden Nebenkeulen (Bild 4.25). In der Azimut-Charakteristik ist eine Welligkeit von  $\pm 1.3$  dB vorhanden, wobei die dreidimensionale Darstellung im Bild 4.27 wieder auf Einflüsse der Messapertur schließen lässt.

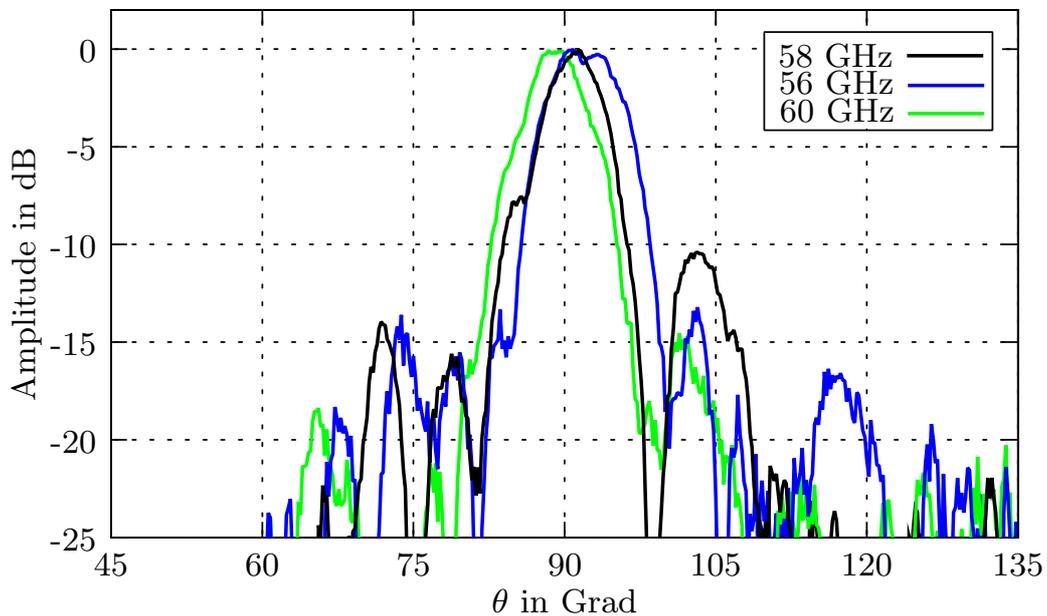
Die hohe Unterdrückung der Kreuzpolarisation von mindestens 17 dB lässt auch auf eine gute Funktionsweise des Prinzips mit gedrehten Patches innerhalb einer Einheitszelle schließen. Außerdem zeigt sich, dass der direkt vom Speisehorn zur Seite hin abgestrahlte Leistungsanteil keinen wesentlichen Einfluss auf die Charakteristik hat und das konische Koaxialhorn gegenüber dem Rundhohlleiterhorn in diesem Punkt deutliche Vorteile besitzt. Bei Frequenzen von  $\pm 2$  GHz von der Mittenfrequenz ist aber im Vergleich zur vertikalen Polarisation ein stärkerer Einfluss auf die Hauptkeule zu verzeichnen (Bild 4.26). Die 3 dB-Keulenbreite nimmt von  $5.9^\circ$  auf  $8.2^\circ$  zu und die „Schultern“ sind stärker ausgeprägt. Außerdem ist eine schwache Schwenkung der Hauptkeule mit der Frequenz vorhanden. Die Unterdrückung der Kreuzpolarisation verschlechtert sich ebenfalls. Die Verschlechterungen der Fernfeldparameter außerhalb der Mittenfrequenz sind im Wesentlichen auf das nichtlineare Verhalten der Reflexionsphasen in Abhängigkeit von den Patchdimensionen und der Frequenz zurückzuführen. Bei veränderter Frequenz variieren die Reflexionsphasen der Patches unterschiedlich stark, so dass der ursprüngliche Reflexionsphasenunterschied zwischen den zwei orthogonalen Komponenten nicht mehr  $180^\circ$  beträgt und sich somit nicht nur die Phase der Kopolarisation verändert, sondern zusätzlich eine kreuzpolare Komponente angeregt wird.

### 4.2.3 Zirkulare Polarisation

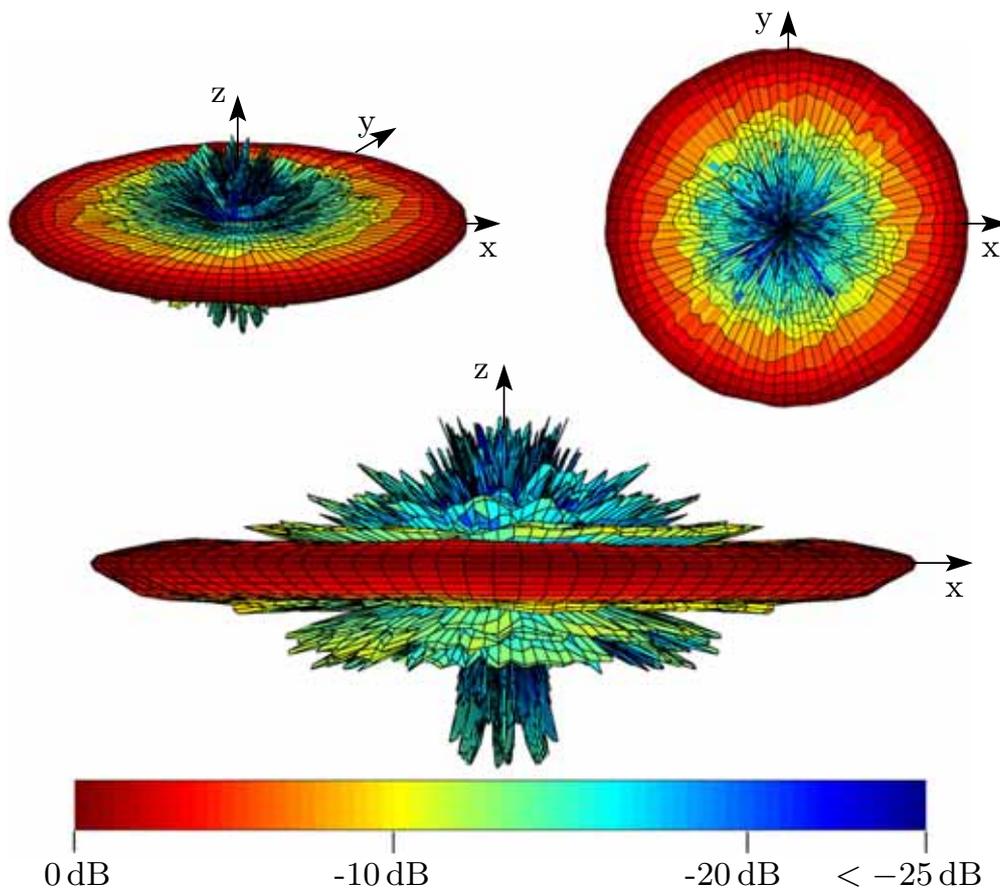
Ein Drehung aller Patches um  $45^\circ$  zum radialen Vektor ist auch für die Erzeugung zirkularer Polarisation notwendig. Im Gegensatz zur horizontalen Polarisation kommen Patches mit  $90^\circ$  Reflexionsphasenunterschied zwischen den orthogonalen Feldkomponenten entlang der Patchkanten zum Einsatz (Bild 4.18 d). Je nach Vorzeichen des Phasenunterschieds wird links- oder rechtsdrehende zirkulare Polarisation erzeugt. Die Patches befinden sich auch hier wieder auf



**Bild 4.25:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und horizontaler Polarisation bei 58 GHz.



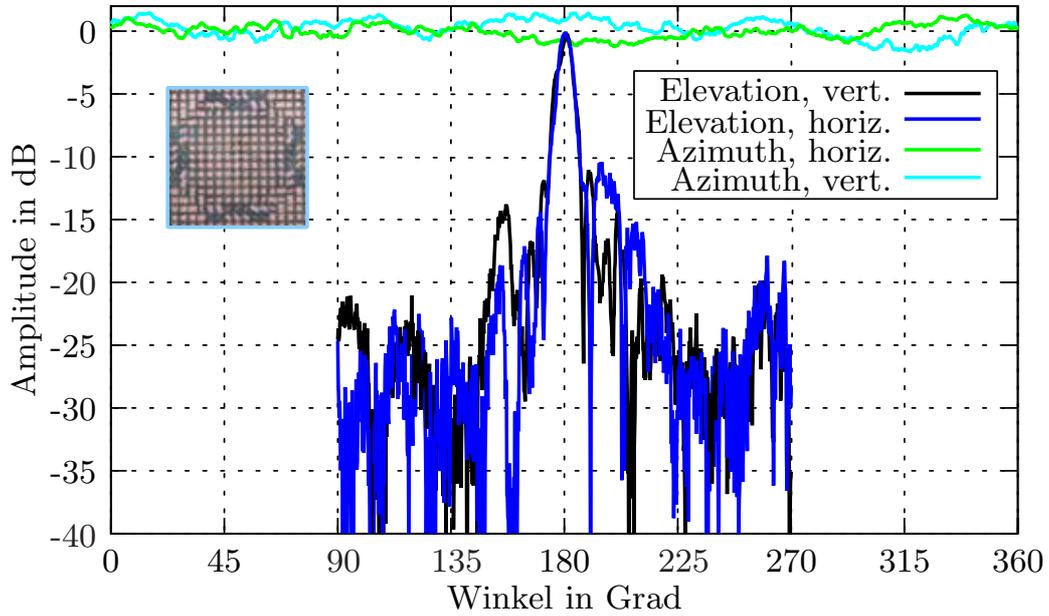
**Bild 4.26:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und horizontaler Polarisation in der Elevation in einem Frequenzbereich von 4 GHz.



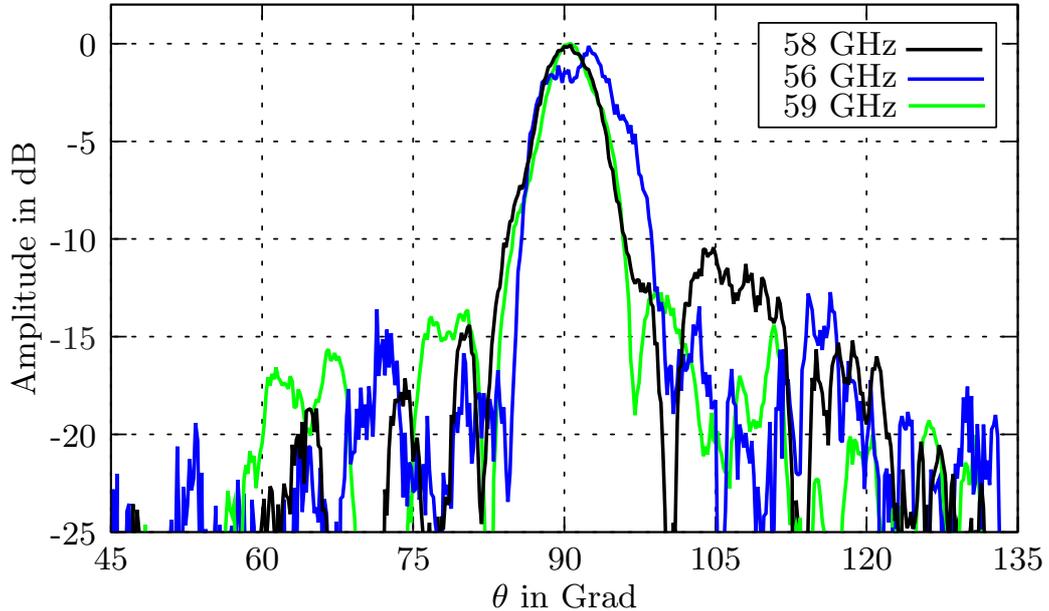
**Bild 4.27:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und horizontaler Polarisation bei 58 GHz.

einem zweidimensionalen äquidistanten Einheitszellengitter und sind in Richtung Reflektormitte orientiert.

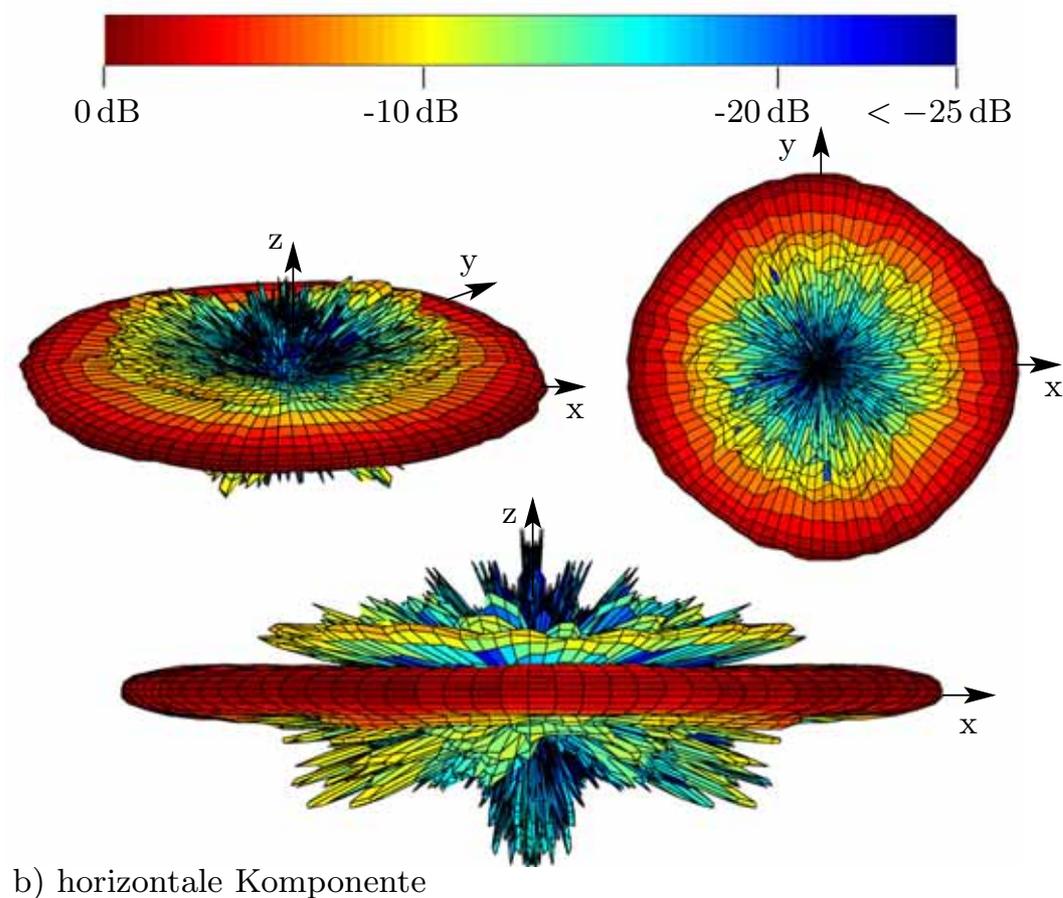
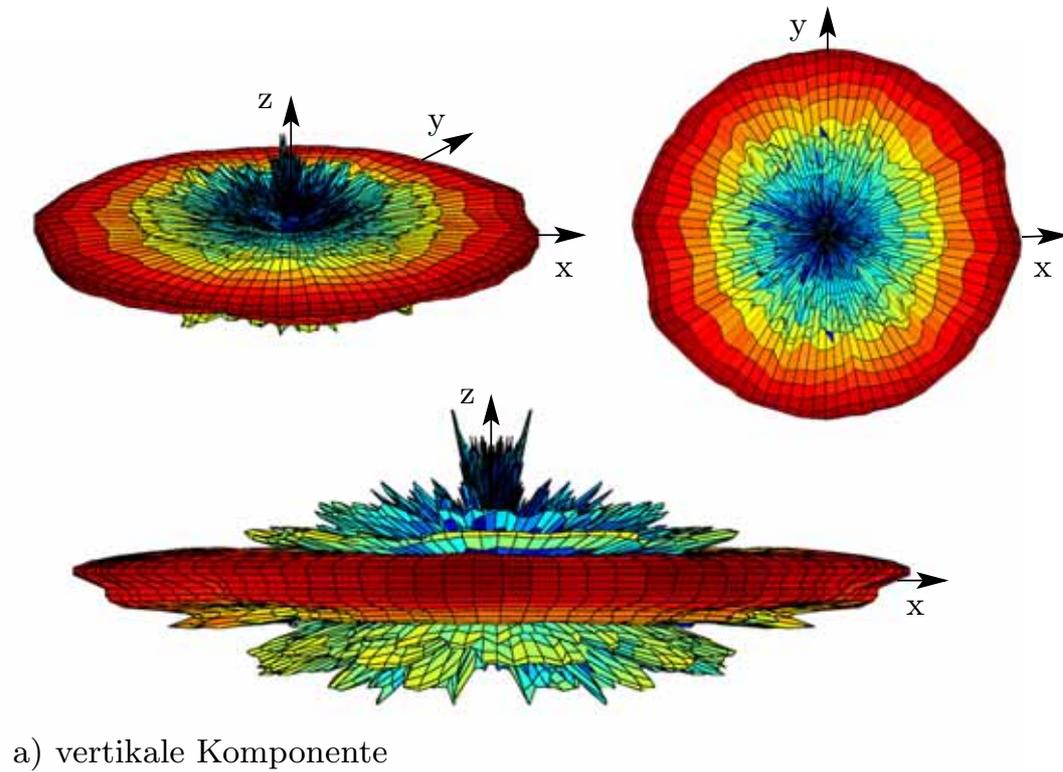
Zur Verifizierung wird die horizontale und vertikale Komponente im Fernfeld gemessen. Im Azimut unterscheiden sich diese um bis zu 2.5 dB, da die Welligkeit von  $\pm 1.3$  dB der horizontalen und  $\pm 1.8$  dB der vertikalen Komponente nicht parallel verläuft (Bild 4.28 und 4.30). Der Nebenkeulenabstand in der Elevation beträgt nur 11 dB bis 12 dB und fällt zur Seite hin weniger stark ab wie bei der Antenne mit linearer Polarisation. Die 3 dB-Keulenbreite ist mit  $6^\circ$  zwar nur um  $0.2^\circ$  breiter als bei dem Reflektor für lineare Polarisation, aber die Antenne zeigt bei Offset-Frequenzen ein deutlich schlechteres Verhalten (Bild 4.29). Bei niedrigeren Frequenzen ist die Hauptkeule mit Störungen überlagert und die Keulenbreite deutlich vergrößert. Während bei 59 GHz das Strahlungsdiagramm noch akzeptable Werte aufweist, ist bei 60 GHz die Hauptkeule schon deutlich verformt.



**Bild 4.28:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und zirkularer Polarisation bei 58 GHz.



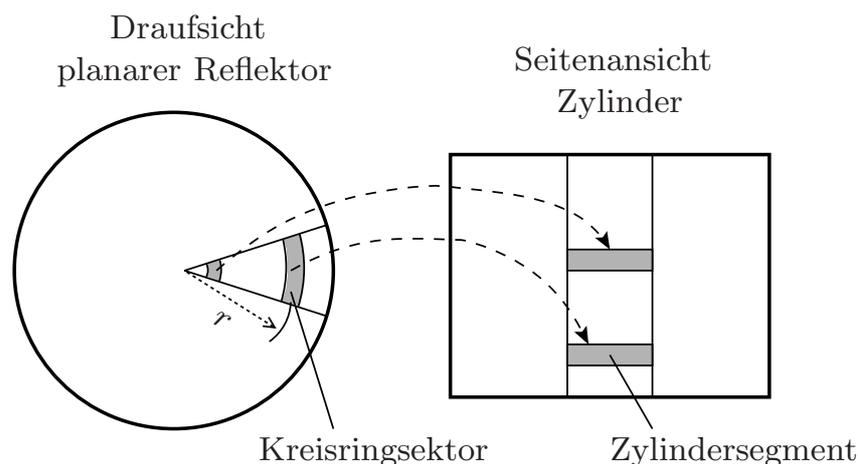
**Bild 4.29:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und zirkularer Polarisation in der Elevation in einem Frequenzbereich von 3 GHz.



**Bild 4.30:** Normierte Strahlungscharakteristik der Antenne mit koaxialer Speisung und zirkularer Polarisation bei 58 GHz.

### 4.3 Dreifachreflektor-Antennen

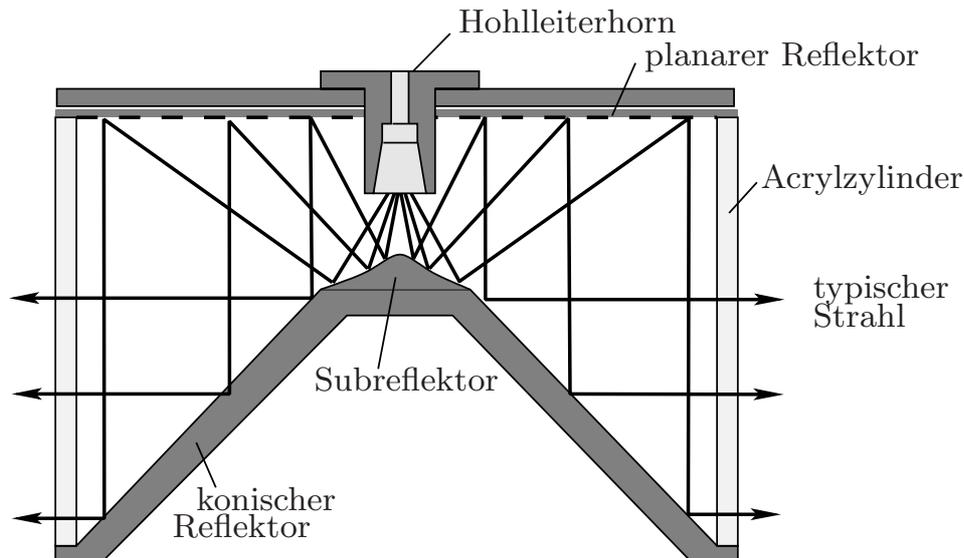
Die in Kapitel 4.1 vorgestellte Antenne hat den Vorteil eines relativ einfachen und kostengünstigen Aufbaus, einer kleiner Keulenbreite in der Elevation über eine große Bandbreite und einer starr ausgerichteten Keule über der Frequenz. Jedoch bewirkt die Speisung von unten durch einen Rundhohlleiter (Bild 4.1) eine Leistungsdichteverteilung auf dem planaren Reflektor, die ihr Maximum im Zentrum des Reflektors hat und zum Rand hin abfällt. Diese wird, wie in Bild 4.31 gezeigt, durch die unterschiedliche Projektion eines Kreisringsektors auf dem planaren Reflektor auf ein Zylindersegment entlang des Acrylrohrs um den Faktor  $1/r$  korrigiert, wobei  $r$  der Radius des Kreisringsektors ist. Dennoch bleibt weiterhin ein deutliche Unsymmetrie in der Amplitudenverteilung entlang der Achse der fiktiven Zylinderapertur bestehen, was sich in einem niedrigeren Nebenkeulenabstand und einer unsymmetrischen Hauptkeule bemerkbar macht. Zusätzlich wird bei der Anordnung von Kapitel 4.1 vergleichsweise viel Leistung in Richtung des Speisehorns zurück reflektiert und an diesem gestreut, was die Welligkeit im Azimut und die Nebenkeulen erhöht.



**Bild 4.31:** Abbildungsverhalten der Leistungsdichteverteilung eines Kreisringsegments auf die seitliche Zylinderoberfläche durch Spiegelung an einem konischen Reflektor.

Die Leistungsdichte auf dem planaren Reflektor kann auf zwei Arten reguliert werden: Einerseits kann, wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt wurde, mit Hilfe des Speisehorns die Leistungsdichteverteilung auf dem planaren Reflektor gesteuert werden. Hier sind jedoch die Einflussmöglichkeiten sehr begrenzt oder der Aufwand recht hoch. Andererseits kann, wie bei der in diesem Kapitel präsentierten Alternative, ein zusätzlicher Reflektor eingesetzt werden, der die Ausleuchtung des planaren Reflektors in gewünschter Weise modifiziert. Die Speisung erfolgt in diesem Fall von oben (Bild 4.32) und beleuchtet den auf

dem konischen Hauptreflektor angebrachten Subreflektor. Dieser reflektiert die einfallende Leistung in der Art auf den planaren Reflektor, dass sich nach der Reflexion der Welle am konischen Reflektor eine symmetrische Leistungsverteilung entlang der seitlichen zylindrischen Apertur ergibt. In Folgenden wird näher auf die verwendeten Komponenten eingegangen, deren Probleme und Lösungsansätze dann diskutiert werden.



**Bild 4.32:** Querschnitt durch die Dreifach-Reflektorantenne mit typischen Strahlengang.

### 4.3.1 Das Zweimodenhorn

Aufgrund des gewählten Frequenzbandes bzw. der Leistungszuführung durch einen Standardhohlleiter eignet sich ein Hohlleiter-Speisehorn zur Ausleuchtung des Subreflektors. Um gegenüber einem einfachen Rundhohlleiterhorn eine noch rotationssymmetrischere Strahlungscharakteristik zu erhalten, wird ein Zweimodenhorn verwendet (Bild 4.33). Neben der fundamentalen  $TE_{11}$ -Mode wird durch einen Radialsprung die  $TM_{11}$ -Mode angeregt. Das Leistungsverhältnis beider Moden wird über die Größe des Radialsprungs eingestellt. Für eine möglichst gleiche Keulbreite in der E- und H-Ebene ist ein Verhältnis von  $TE_{11}$ - zu  $TM_{11}$ -Mode von 0.47 ideal [86, 87]. Mit der Länge des anschließenden konisch aufgeweiteten Wellenleiters werden die Phasen der beiden Moden in der Aperturebene phasengleich eingestellt.

Der Aperturdurchmesser und der Abstand zwischen Horn und Subreflektor bestimmen im Wesentlichen die Ausleuchtung des Subreflektors. Durch sinnvolle Wahl der Abmessungen soll der Spillover reduziert werden, da die am Sub-

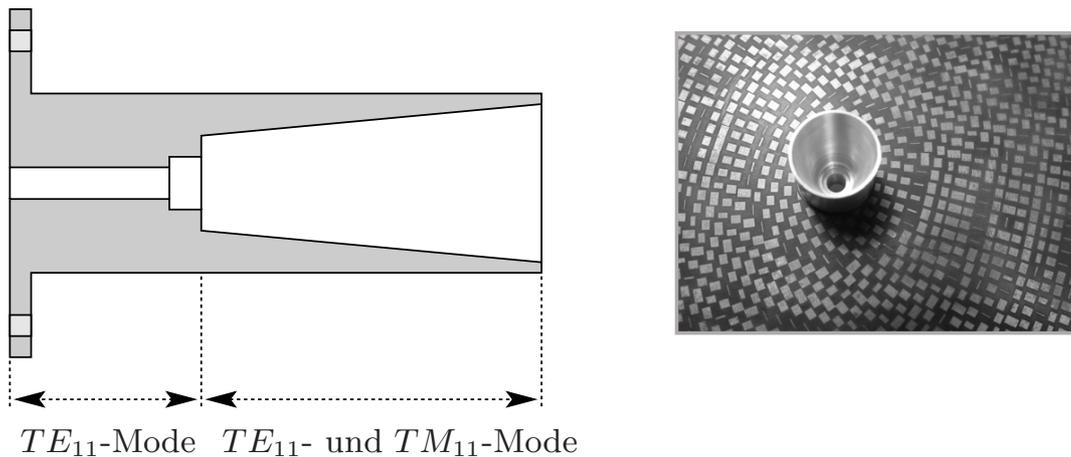


Bild 4.33: Das Zweimodenhorn

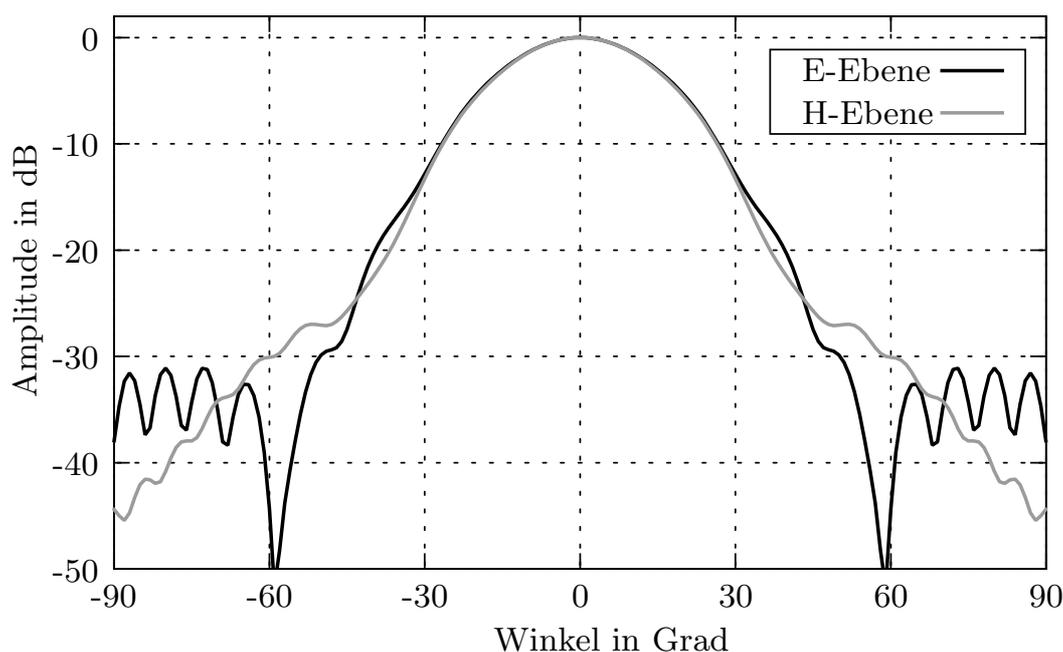
reflektor vorbei gestrahlte Leistung die Nebenkeulen erhöht und den Gewinn verkleinert. Durch eine größere Apertur und einen kleineren Abstand zwischen Horn und Reflektor werden die Verluste verkleinert. Andererseits wird bei zu kleiner Distanz die für die Berechnung benötigte Fernfeldnäherung des Horns ungenau. Der Aperturdurchmesser darf wegen zunehmender Abschattungseffekte nicht zu groß werden.

Die Strahlungscharakteristik in den beiden Hauptebenen des realisierten Speisehorns ist in Bild 4.34 dargestellt. Bis zu Winkeln von  $\pm 30^\circ$ , was auch dem genutzten Bereich entspricht, hat die Hauptkeule in der E- und H-Ebene einen identischen Verlauf. Die Kreuzpolarisation entspricht in diesem Fall ungefähr der Kreuzpolarisation eines Einmodenhorns mit gleichem Aperturdurchmesser und gleichem konischen Öffnungswinkel. Die Lage des Phasenzentrums ist vergleichsweise richtungsunabhängig.

### 4.3.2 Subreflektordesign

Die Berechnung des Subreflektors erfolgt mit Hilfe der Strahlenoptik. Da der Subreflektor die Größenordnung nur weniger Wellenlängen hat, sind Abweichungen vom berechneten Verhalten zu erwarten. Die Form des Subreflektors soll darauf hin ausgelegt sein, dass möglichst wenig Leistung in das Speisehorn zurück reflektiert wird. Außerdem soll eine vorgegebene Leistungsverteilung auf dem planaren Reflektor erzeugt werden.

Für die folgende Berechnung der Subreflektoroberfläche werden die in Bild 4.35 dargestellten Bezeichnungen verwendet. Das (gemittelte) Phasenzentrum des Speisehorns befindet sich auf der Rotationsachse ( $z$ -Achse) an der Stelle  $z_f$ , die Unterkante des Subreflektors bei  $z_{sub}$ . Ein Strahl, der unter dem Winkel  $\theta_1$  das Speisehorn verlässt, wird vom Subreflektor nach dem optischen Reflexionsgesetz



**Bild 4.34:** Simulierte Fernfeldcharakteristik bei 58 GHz

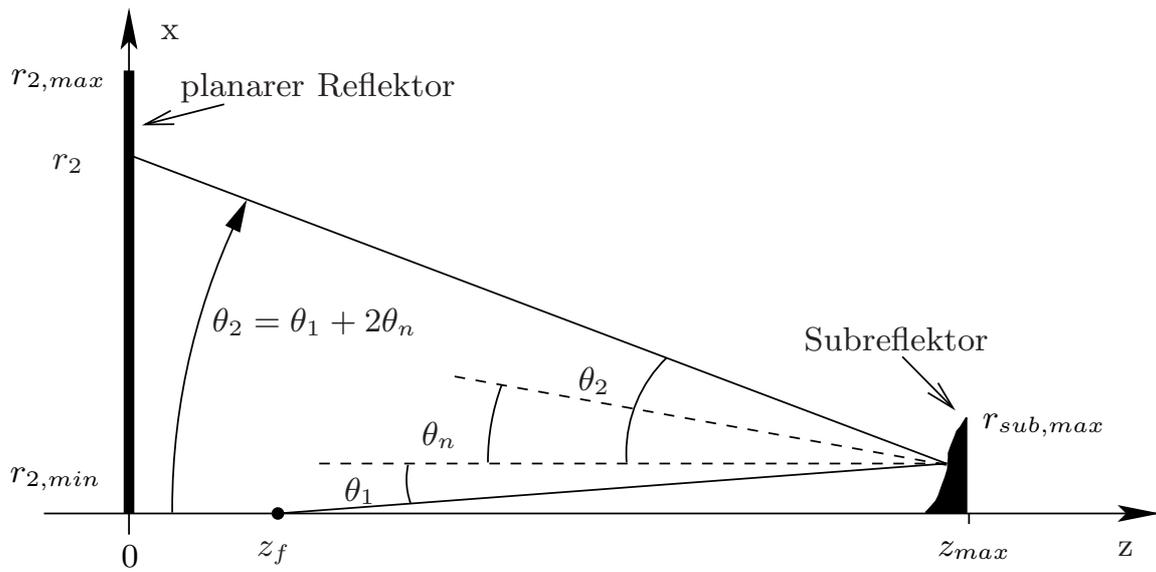
unter dem Winkel  $\theta_2$  reflektiert. Der Normalenvektor auf der Subreflektoroberfläche besitzt den Winkel  $\theta_n$  zur z-Achse. Der reflektierte Strahl trifft bei  $r_2$  auf dem planaren Reflektor auf. Die beiden Teilstrecken, die der Strahl vom Speisehorn bis zum planaren Reflektor zurück gelegt hat, werden mit  $l_1$  und  $l_2$  bezeichnet. Die Berechnung der Subreflektor-Geometrie erfolgt mit Hilfe des Gesetzes der Energieerhaltung (vgl. Kapitel 3.2.4). Dieses lautet in differentieller Form

$$\frac{dr_2}{d\theta_1} = \frac{E^2(\theta_1) \sin \theta_1}{A^2 I^2(r_2) r_2}, \quad (4.2)$$

wobei  $E(\theta_1)$  die Fernfeldcharakteristik der primären Ausleuchtung ist und in diesem Fall keine Abhängigkeit von  $\phi$  aufweist.  $A \cdot I(r_2)$  beschreibt den Verlauf der Feldstärke entlang der Oberfläche des planaren Reflektors.  $A$  ist ein Normierungsfaktor und muss so gewählt werden, dass gleich viel Energie bzw. Leistung von dem Reflektor reflektiert wird, wie auf ihn einfällt.  $A$  kann aus

$$A^2 = \frac{\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} E^2(\theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1}{\int_{r_{2,min}}^{r_{2,max}} I^2(r_2) r_2 dr_2} \quad (4.3)$$

bestimmt werden, wobei die Winkel  $\theta_{min}$  bzw.  $\theta_{max}$  von der z-Achse aus gemessen die Richtung des innersten bzw. äußersten Strahls, der auf den Subreflektor trifft, beschreiben und der relevante Bereich des planaren Reflektors durch die



**Bild 4.35:** Symmetrische Doppelreflektoranordnung

Radien  $r_{2,\min}$  bzw.  $r_{2,\max}$  definiert wird. Das Reflexionsgesetz nach Snell ergibt für die als ideal leitend angenommene Subreflektoroberfläche die Bedingung

$$\theta_2 = \theta_1 + 2\theta_n, \quad (4.4)$$

mit

$$\theta_n = \arctan \frac{dz}{dr}, \quad (4.5)$$

$$\theta_1 = \arctan \frac{r}{z(r) - z_f}, \quad (4.6)$$

$$\theta_2 = \arctan \frac{r_2 - r}{z(r)}. \quad (4.7)$$

Einsetzen von (4.5) und (4.7) in (4.4) ergibt

$$\arctan \frac{r_2 - r}{z(r)} = \theta_1 + 2 \arctan \frac{dz}{dr}, \quad (4.8)$$

bzw. nach  $r_2$  aufgelöst

$$r_2 = z(r) \tan \left( \theta_1 + 2 \arctan \frac{dz}{dr} \right) + r. \quad (4.9)$$

Daraus kann die Ableitung  $dr_2/d\theta_1$  bestimmt werden:

$$\frac{dr_2}{d\theta_1} = \frac{dz(r)}{d\theta_1} \tan \left( \theta_1 + 2 \arctan \frac{dz(r)}{d\theta_1} \right) + \frac{dr}{d\theta_1} + z(r) \left( 1 + \tan^2 \left( \theta_1 + 2 \arctan \left( \frac{dz(r)}{d\theta_1} \right) \right) \right) \cdot \left( 1 + \frac{2 \frac{d^2 z(r)}{d\theta_1^2}}{1 + \left( \frac{dz(r)}{d\theta_1} \right)^2} \right). \quad (4.10)$$

Mit den Bedingungen

$$\frac{d\theta_1}{dr} = \frac{z(r) - z_f - r \left( \frac{dz(r)}{dr} \right)}{(z(r) - z_f)^2 + r^2}, \quad (4.11)$$

$$\frac{dz(r)}{d\theta_1} = \frac{dz(r)}{dr} \frac{dr}{d\theta_1} \quad (4.12)$$

und durch Gleichsetzen von (4.2) und (4.10) ergibt sich eine nichtlineare Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$f_1(r, z, E, I) = f_2(r, z, \frac{dz}{dr}, \frac{d^2 z}{dr^2}), \quad (4.13)$$

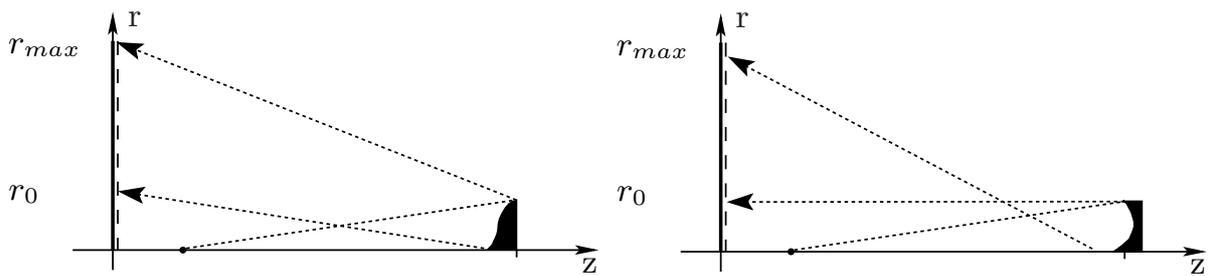
welche bei vorgegebenen Randbedingungen mit numerischen Methoden gelöst werden kann. Als Randbedingungen eignen sich der Funktionswert  $z(r)$  und die Ableitung  $dz(r)/dr$  am Reflektorrand ( $r = r_{sub,max}$ ) oder in der Mitte ( $r = 0$ ). Diese Werte sind leicht zu bestimmen, da  $z(r_{sub,max})$  oder  $z(0)$  als bekannt vorausgesetzt werden und die Ableitung an diesen Stellen durch den Strahlenverlauf der Randstrahlen berechnet werden können. Wenn  $E^2(\theta_1) \sin(\theta_1)$  und  $I^2(r_2)r_2$  analytisch integrierbar sind, ergibt sich aus

$$\int_{\theta_{min}}^{\theta_1} E^2(\theta'_1) \sin \theta'_1 d\theta'_1 = \int_{r_{2,min}}^{r_2} A^2 I^2(r'_2) r'_2 dr'_2 \quad (4.14)$$

bzw.

$$\int_{\theta_{min}}^{\theta_1} E^2(\theta'_1) \sin \theta'_1 d\theta'_1 = \int_{r_2}^{r_{2,min}} A^2 I^2(r'_2) r'_2 dr'_2, \quad (4.15)$$

dem Energieerhaltungsgesetz in integraler Form, ein analytisch darstellbarer Zusammenhang zwischen  $\theta_1$  und  $r_2$ . Die Differentialgleichung (4.13) kann numerisch, in seltenen Fällen sogar analytisch gelöst werden. Je nachdem, ob die Gleichungen (4.14) oder (4.15) herangezogen werden, ergibt sich ein Subreflektor vom Typ Cassegrain oder Gregory (Bild 4.36 und 4.37). Beim Typ Gregory trifft der Strahl, der am inneren Radius des Subreflektors reflektiert wird, am äußeren Radius auf den planaren Reflektor und dementsprechend umgekehrt für Strahlen, die am äußeren Rand des Subreflektors reflektiert werden. Die reflektierten Strahlen überkreuzen sich auf dem Weg zum planaren Reflektor. Bei Cassegrain-Reflektoren verlaufen die Strahlen nicht über Kreuz.



**Bild 4.36:** Strahlenverlauf bei Subreflektoren vom Cassegrain- (links) bzw. Gregory-Typ (rechts)



a) Cassegrain



b) Gregory



c) Gregory

**Bild 4.37:** Subreflektoren vom Cassegrain- (a) bzw. Gregory-Typ (b+c)

### 4.3.3 Der planare Reflektor

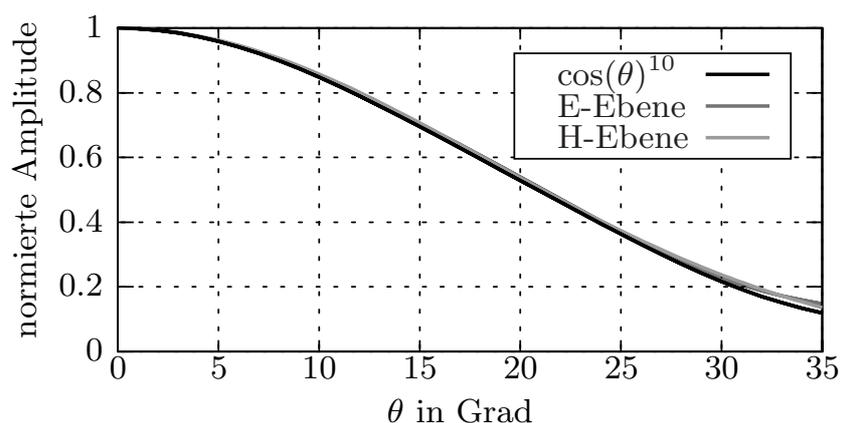
Durch Reflexion der Welle am planaren Reflektor wird die Welle mit gebogener Phasenfront in eine (lokal) ebene Welle transformiert, die sich in Richtung der  $z$ -Achse ausbreitet. Des Weiteren ist wie in Kapitel 4.1 eine Transformation oder Drehung der Polarisation nötig, was wieder durch die Geometrie und Ausrichtung der Dipole des planaren Reflektors erreicht wird.

### 4.3.4 Der konische Reflektor

Der konische Reflektor übernimmt hier dieselben Funktionen wie in den beiden vorangegangenen Kapiteln. Mit Hilfe von Passstiften wird der Subreflektor und der konische Reflektor exakt justiert. Zur Befestigung dient eine Schraubverbindung auf der elektromagnetisch uninteressanten Unterseite des Reflektors.

### 4.3.5 Anwendungsbeispiel

Es wird ein Antenne bei 58 GHz mit Radius  $r_{2,max}=61.5$  mm des planaren Reflektors und Radius  $r_{sub,max}=13$  mm des Subreflektors (entspricht etwa 2.5 Wellenlängen) aufgebaut und vermessen. Der Durchmesser des Subreflektors und dessen Abstand zum Speisehorn werden so gewählt, dass die Leistungsdichte



**Bild 4.38:** Feldstärke im Fernfeld des Speisehorns in der E- und H-Ebene und die verwendete Näherung.

auf dem Rand des Subreflektors um mindestens 10 dB gegenüber der Mitte abfällt (Amplitudentaper). Außerdem sollen keine Strahlen durch das Speisehorn blockiert werden.

Drei Subreflektor-Konfigurationen unterschiedlichen Typs und mit unterschiedlichem Amplitudentaper werden im Folgenden untersucht. Die Daten der Konfigurationen sind Tabelle 4.1 aufgeführt. Bei der Wahl der Daten muss berücksich-

Variante	Typ	Amplitudentaper	$z_f$	$z_{max}$
1	Cassegrain	-10.0 dB	13.15 mm	38.75 mm
2	Gregory	-15.0 dB	32.7 mm	53.0 mm
3	Gregory	-23.7 dB	37.7 mm	53.0 mm

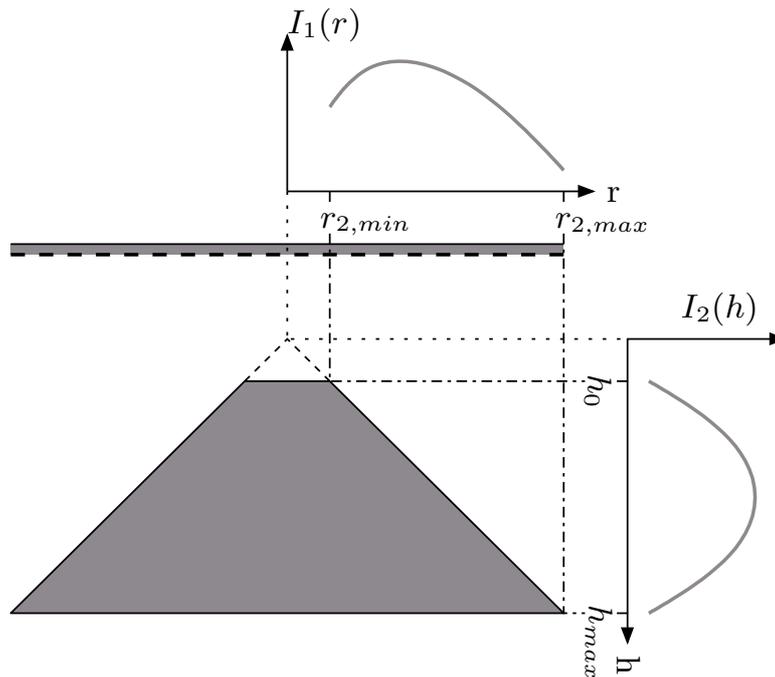
**Tabelle 4.1:** Daten der drei Subreflektorvarianten.

tigt werden, dass die Welle bzw. die Strahlen nicht zu flach auf den planaren Reflektor auftreffen, um größere Phasenfehler bei der Reflexion der Welle an den Dipolen zu vermeiden. Somit muss bei Subreflektoren des Gregory-Typs der Abstand zwischen Subreflektor und planarem Reflektor größer gewählt werden. Der flachste Strahl trifft bei den gewählten Konfigurationen bis zu ca.  $50^\circ$  zur Normalen auf den Reflektor.

Die Charakteristik des Speisehorns wird, wie in der Literatur üblich, durch

$$I_0(\theta_1) = \cos^n(\theta_1) \quad (4.16)$$

angenähert, wobei  $I_0(\theta_1)$  die unter  $\theta_1$  abgestrahlte Leistungsdichte bezeichnet. Für das hier verwendete Zweimodenhorn wird für  $n = 20$  eine gute Übereinstimmung der simulierten Werte und der Näherung erreicht (Bild 4.38). Die Leistungsdichte auf dem planaren Reflektor wird so gewählt, dass sich auf der



**Bild 4.39:** Zusammenhang zwischen der Leistungsdichte auf dem planaren Reflektor und der seitlichen, zylindrischen Apertur

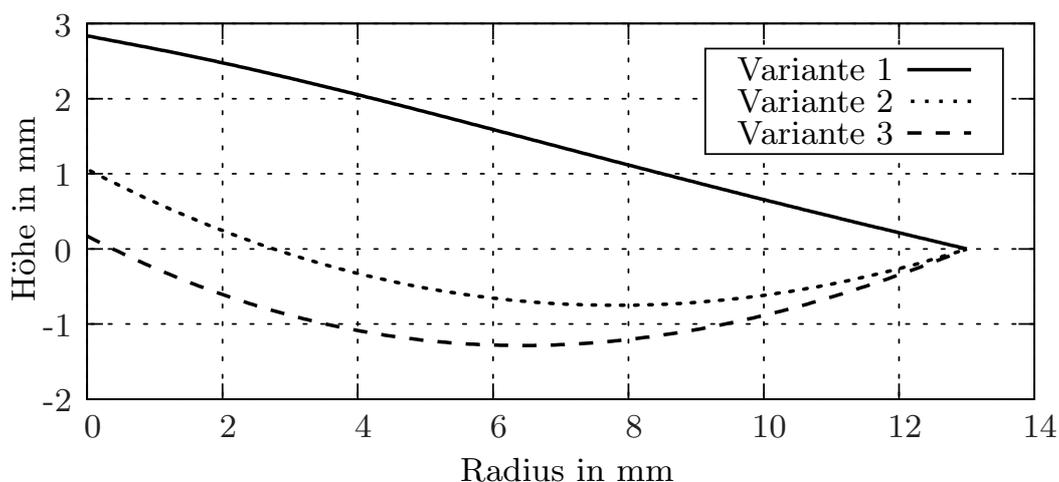
seitlichen, zylindrischen Apertur (entlang der  $z$ -Achse) eine symmetrische Leistungsdichteverteilung ergibt. Als Kompromiss zwischen einem guten Nebenkeulenabstand und einer kleinen Keulenbreite wird ein kosinusförmiger Amplitudenverlauf gewählt (Bild 4.39). Somit wird auch die Streuung an den Kanten des konischen Reflektors reduziert. Die höchste Leistungsdichte auf dem planaren Reflektor befindet sich in einem Radiusbereich, wo die Welle sehr steil einfällt, der einzustellende Reflexionsphasenverlauf einen kleinen Gradienten aufweist und die Dipole in allen Richtungen Nachbarn haben.

Sämtliche am planaren Reflektor reflektierte Strahlen sollen auf die  $45^\circ$  schräge Fläche des konischen Reflektors treffen. Dazu wird  $r_{2,min}=r_{sub,max}=13\text{ mm}$  gewählt, um Abschattungen durch den Subreflektor zu vermeiden. Unter Berücksichtigung der  $1/r$ -Korrektur der Leistungsdichte ergibt sich die einzustellende normierte Leistungsdichte

$$I_1(r_2) = \cos\left(\frac{\pi a}{r_{2,max} - r_{2,min}} \left(\frac{r_{2,max} + r_{2,min}}{2} - r_2\right)\right) \frac{1}{r_2}. \quad (4.17)$$

In diesem Beispiel werden  $r_{2,max}=61.5\text{ mm}$  und  $r_{2,min}=13\text{ mm}$  gewählt. Mit  $a$  kann der Amplitudentaper entlang der seitlichen, zylindrischen Apertur festgelegt werden. Der Taper soll 8 dB betragen, wodurch sich  $a=0.9$  ergibt. Der

Normierungsfaktor  $A^2$  wird mit (4.3) zu  $1.2775 \cdot 10^{-3}$  bestimmt. Da beide Integrale in Gleichung (4.14) analytisch gelöst werden können, ergibt sich ein in geschlossener Form darstellbarer Zusammenhang zwischen dem Abstrahlwinkel  $\theta_1$  eines Strahls vom Speisehorn und dem Auftreffradius  $r_2$  auf dem planaren Reflektor. Wird dieser Zusammenhang nun in das Reflexionsgesetz (4.9) eingesetzt und  $\theta_1$  durch (4.6) substituiert, ergibt sich aus der numerisch zu lösenden Differentialgleichung die Funktion  $z(r)$ , welche den Oberflächenverlauf des Subreflektors beschreibt. In Bild 4.40 sind die Ergebnisse der drei in Tabelle 4.1 aufgelisteten Varianten zu sehen. Während die Reflektoren vom Typ Grego-



**Bild 4.40:** Verlauf der Reflektoroberfläche des Cassegrain-Subreflektors (Variante 1) und der zwei Gregory-Subreflektoren (Variante 2+3)

ry (Varianten 2+3) eine Wölbung in nur eine Richtung aufweisen, besitzt der Cassegrain-Reflektor (Variante 1) sowohl einen konkav als auch konvex geformten Bereich.

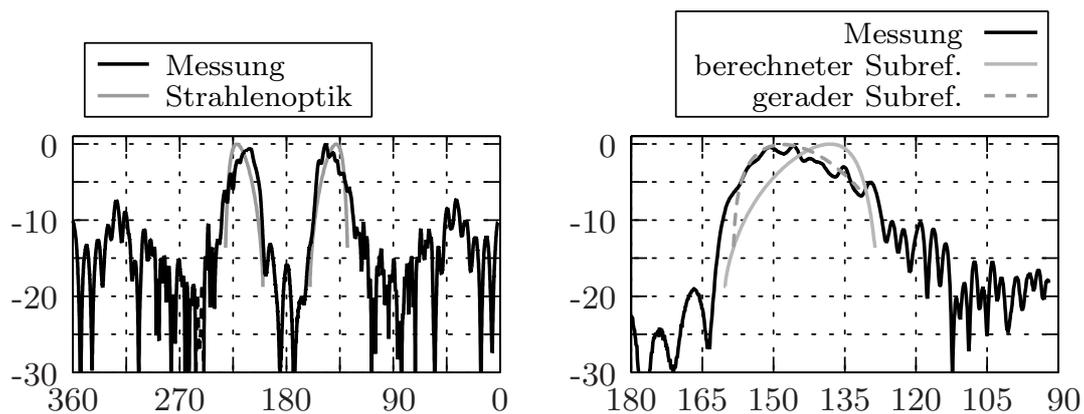
Der planare Reflektor formt aus der einfallenden Welle eine Welle mit ebener Phasenfront. Die Weglängen der Strahlen vom Speisehorn bis zum planaren Reflektor können aus den Abmessungen des Aufbaus bestimmt werden. Aus der Länge

$$l(r_2) = \sqrt{[z(r(r_2)) - z_f]^2 + r(r_2)^2} + \sqrt{[r_2 - r(r_2)]^2 + z^2(r(r_2))} \quad (4.18)$$

ergibt sich der einzustellende Reflexionsphasenverlauf auf dem Reflektor

$$\Phi(r_2) = \beta l(r_2) + \Phi_0, \quad (4.19)$$

wobei  $\beta$  die Wellenzahl in Luft ist und die Konstante  $\Phi_0$  beliebig gewählt werden kann.  $\Phi_0$  kann dazu verwendet werden, um vom Reflektor verursachte Phasenfehler, z.B. durch nicht realisierbare Reflexionsphasenwerte, im Bereich hoher Leistungsdichte auf dem Reflektor zu minimieren.



**Bild 4.41:** Messung im Fernfeld des Subreflektors von Cassegrain-Typ und der mit Hilfe der Strahlenoptik berechnete Verlauf

### Messungen im Fernfeld des Subreflektors

Stellvertretend für die nur fünf Wellenlängen großen Subreflektoren wird das von Cassegrain-Reflektor reflektierte Fernfeld vermessen. Die Soll-Charakteristik des Subreflektors ist überlagert mit dem direkt vom Speisehorn abgestrahlten Feld und den an den Ecken, Spitzen und Kanten des Subreflektors gestreuten Anteilen. Die Halterung zur Positionierung des Subreflektors im entsprechenden Abstand vor dem Speisehorn ist so gefertigt, dass der Einfluss auf das Fernfeld in der Messebene minimal ist. Die Dipole des planaren Reflektors liegen im Fernfeld des Subreflektors im Winkelbereich  $\theta = 128^\circ..161^\circ$ . In diesem Bereich weicht der gemessene Verlauf deutlich von dem mit Hilfe der Strahlenoptik berechneten Feldverlauf ab (Bild 4.41). Bei den Reflektoren vom Typ Gregory ist diese Abweichung noch deutlich größer. Verantwortlich dafür ist im Wesentlichen die dort größere Wölbung der Oberfläche pro Wellenlänge, was die Genauigkeit der strahlenoptischen Berechnung stark reduziert. Die Leistung, welche außerhalb des Winkelbereichs  $\theta = 128^\circ..161^\circ$  abgestrahlt wird, der sog. Subreflektor-Spillover, überlagert sich mit der Gesamtcharakteristik, verursacht erhöhte Nebenkeulen und vergrößert die Welligkeit im Azimut.

In Bild 4.41 (rechts) ist neben der gemessenen und mit Hilfe der Strahlenoptik bestimmten Fernfeldcharakteristik die Charakteristik eingezeichnet, die von einem konischen Subreflektor mit äquivalenter durchschnittlicher Steigung erzeugt wird. Auf Grund der geringen Wölbung des Cassegrain-Reflektors, weist dessen Form nur maximal 0.1 mm Abweichung gegenüber der des konischen Reflektors auf. Trotzdem wirkt sich dies in einer merklich unterschiedlichen Fernfeldcharakteristik aus. Hier wird deutlich, wie stark sich bereits kleinste Herstellungstoleranzen auf das Fernfeld auswirken können.

### Antenne mit vertikaler Polarisation

Die Auswirkungen der Streueffekte und des Spillovers werden in den Messungen deutlich sichtbar. Ein geringer Nebenkeulenabstand ist vor allem bei den Messungen zu beobachten, die bezogen auf das Fernfeld des Speisehorn in dessen E-Ebene vorgenommen werden, da in dieser Ebene keine Polarisationsdrehung, sondern nur die Phasenanpassung durch den planaren Reflektor erfolgt und alle gestreuten Feldanteile bzw. die Anteile, die vom Speisehorn am Subreflektor vorbei gestrahlt werden, sich mit gleicher Polarisation der erzeugten Soll-Charakteristik überlagern (Bild 4.43 c). In der H-Ebene verschlechtert sich dadurch nur der Kreuzpolarisationsabstand, die Kopolarisation bleibt weitgehend unverändert (Bild 4.43 d). Der Nebenkeulenabstand beträgt 11 dB in der E- bzw. 14 dB in der H-Ebene des Speisehorns. Der Vergleich der Messungen mit den drei unterschiedlichen Subreflektoren zeigt, dass sich ein kleinerer Abstand zwischen Subreflektor und Speisehorn bzw. der damit verbundene größere Amplitudentaper auf dem Subreflektor positiv auf den Nebenkeulenabstand auswirkt. Bei der dritten Subreflektorvariante beträgt dieser nur  $3\lambda$ , der Subreflektor befindet sich also im Nahfeld des Speisehorns, was zu Beeinträchtigungen der Strahlungscharakteristik des Horns führt. Auch die Messung im Azimut zeigt bei größerem Subreflektor-Taper ein deutlich konstanteres Verhalten auf (Bild 4.43 e). Die kleinste Welligkeit in Azimut mit  $\pm 1$  dB wird mit dem Gregory-Subreflektor (Variante 2) erreicht.

Die Untersuchung der Frequenzabhängigkeit der Antenne zeigt eine Veränderung der Nebenkeulen bereits bei Offset-Frequenzen von  $\pm 0.5$  GHz, während die Hauptkeule in diesem Frequenzbereich weitgehend unverändert ist (Bild 4.43 a). Wie die Messung in Bild 4.43 b) zeigt, hat die exakte  $z$ -Position des Speisehorns nur geringen Einfluss auf die Fernfeldcharakteristik. Selbst eine Verschiebung um  $\pm 3$  mm entlang der  $z$ -Achse bewirkt nur kleine Veränderungen, ganz im Gegensatz zu einer Verschiebung in der  $x$ - $y$ -Ebene, die zu einer deutlichen Erhöhung der Welligkeit im Azimut führt. Die Unempfindlichkeit der  $z$ -Position des Speisehorns auf das Fernfeld zeigt, dass die richtungsabhängige Lage des Phasenzentrums im Speisehorns sich unproblematisch auf den Gesamtaufbau auswirkt.

### Antenne mit horizontaler Polarisation

Die Umstellung von vertikaler auf horizontale Polarisation erfolgt durch Drehen des planaren Reflektors um  $90^\circ$  um seine Achse, während der restliche Aufbau unverändert bleibt. Dadurch bleibt in der H-Ebene des Speisehorns die Polarisation der Welle bei der Reflexion am planaren Reflektor unverändert, während in der E-Ebene eine  $90^\circ$ -Drehung erfolgt. Die an den Kanten des Subreflektors gestreuten Felder überlagern sich nun in der H-Ebene polarisationsgleich und führen zu erhöhten Nebenkeulen, dagegen wird in der E-Ebene durch die ge-

streuten Felder die Kreuzpolarisation erhöht (Bild 4.43 g+h). Im Azimut wird die kleinste Welligkeit mit den Gregory-Subreflektoren erzielt, was darauf schließen lässt, dass die Störungen bzw. hohen Nebenkeulen im Wesentlichen nicht durch Ungenauigkeiten bzw. Phasenfehler auf dem planaren Reflektor hervorgerufen werden, sondern die Streuungen und der Spillover das größte Problem darstellen (Bild 4.43 f).

Stellvertretend für die Antennen mit horizontaler und zirkularer Polarisation ist die Kreuzpolarisation in der H-Ebene in den Bildern 4.44 a) bis c) dargestellt. In dieser Ebene wird die Kreuzpolarisation bei Verwendung des Cassegrain-Subreflektors um fast 20 dB unterdrückt, während mit den Gregory-Subreflektoren der Abstand nur 10 dB und 13 dB beträgt.

### **Antenne mit zirkularer Polarisation**

Die Eigenschaften der Antenne mit zirkularer Polarisation fallen insgesamt wesentlich schlechter aus als bei linearer Polarisation (Bild 4.44 d) bis g). Die Nebenkeulen sind bei allen drei Subreflektoren deutlich höher und die elliptische Polarisation weist ein hohes Achsenverhältnis auf. Die zwei orthogonalen Komponenten besitzen teilweise ein Leistungsverhältnis von bis zu 4 dB. Auch im Azimut wird eine Welligkeit von über 4 dB gemessen.

Im Vergleich zu den Antennen mit linearer Polarisation liegt der einzige Unterschied im Aufbau bei den planaren Reflektoren, darum ist hier auch die Ursache für die schlechteren Charakteristiken zu suchen. Wie bereits beschrieben, wird bei der Reflexion der Welle am planaren Reflektor die einfallende linear polarisierte Welle in eine Welle mit zirkularer Polarisation gewandelt. Dabei hat die einfallende Welle eine um  $45^\circ$  zu den Patchkanten gedrehte Polarisation und die orthogonalen Feldkomponenten entlang der Patch-Achsen werden mit einem  $90^\circ$  Phasenunterschied reflektiert. Je nach Vorzeichen des Phasenunterschieds wird dabei rechts- oder linksdrehende Polarisation erzeugt.

Eine mögliche Erklärung, weshalb bei der Erzeugung zirkularer Polarisation größere Phasenfehler als bei linearer Polarisation auftreten können, ist der schräge Einfall der Welle auf den planaren Reflektor. Die Dimensionen der verwendeten Patches werden unter der Voraussetzung senkrechten Einfalls berechnet. Bei schrägem Einfall, hier bis zu  $50^\circ$  zu der Normalen, werden verstärkt unsymmetrische Strommoden auf den Patches angeregt. Diese treten stärker bei quadratischen Patches bzw. bei Patches mit einem Längen-Breiten-Verhältnis nahe Eins auf als bei schmalen Dipolen. Da für zirkulare Polarisation Patches benötigt werden, bei denen sich die Reflexionsphase der beiden orthogonalen Komponenten nur um  $90^\circ$  unterscheidet, ist im Vergleich zu den Patches für lineare Polarisation mit  $180^\circ$  Phasenunterschied auch der Unterschied zwischen Patch-Länge und -Breite geringer, also das Längen-Breiten-Verhältnis näher an Eins. Vor allem die höheren Moden mit unsymmetrischer Stromverteilung, die

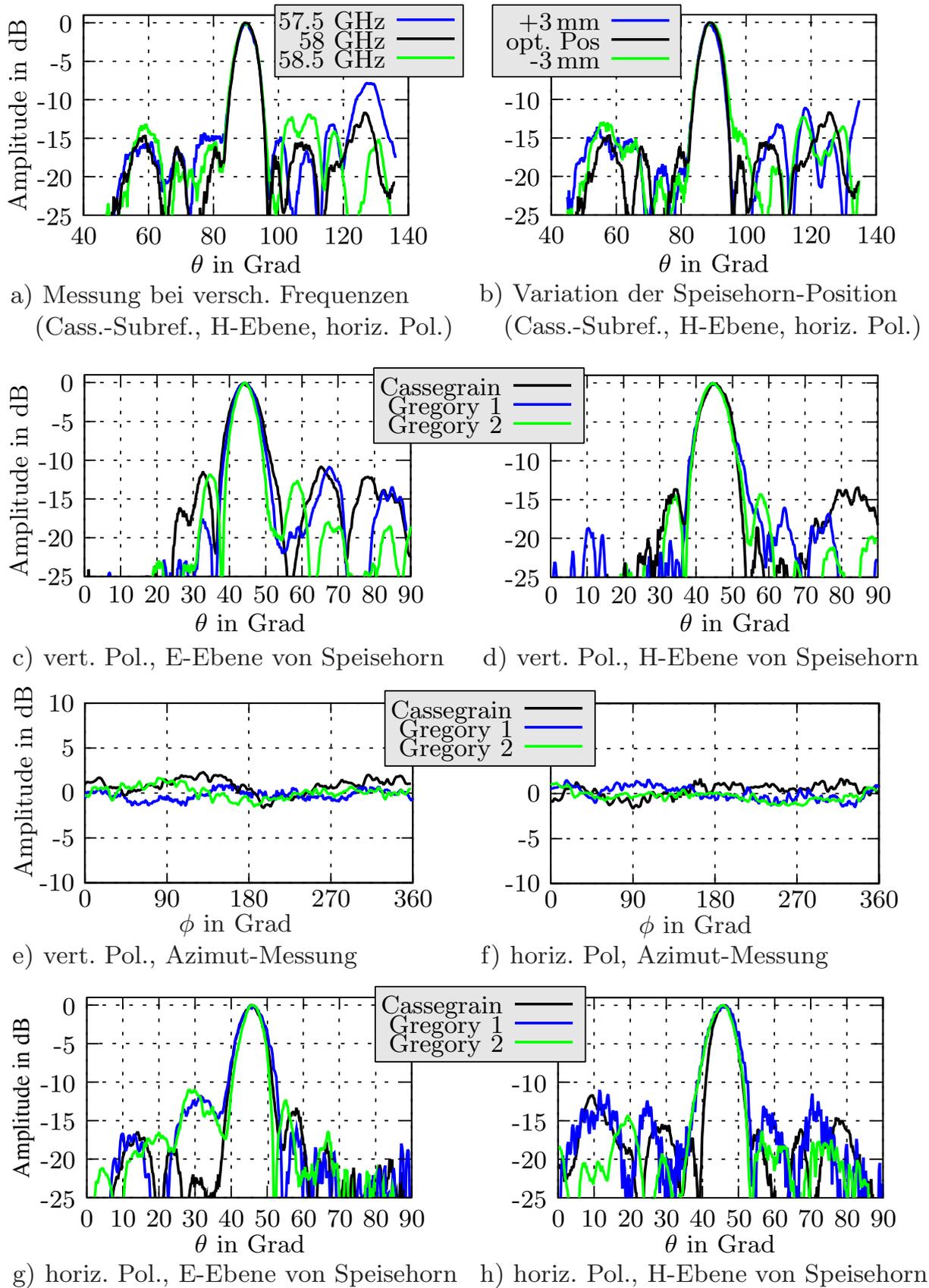
durch den schrägen Einfall stärker angeregt werden, sind für Abweichungen gegenüber der Reflexionsphase bei senkrechtem Einfall verantwortlich.

Außerdem liegen Patches mit nur  $90^\circ$  Phasenunterschied zwischen den orthogonalen Komponenten im Durchschnitt öfter in Bereichen steilen Verlaufs der Phasen-Patchlängen-Kurve als Patches mit  $180^\circ$  Phasenunterschied. Patches mit nur  $90^\circ$  Reflexionsphasenunterschied sind also empfindlicher gegenüber Toleranzen.

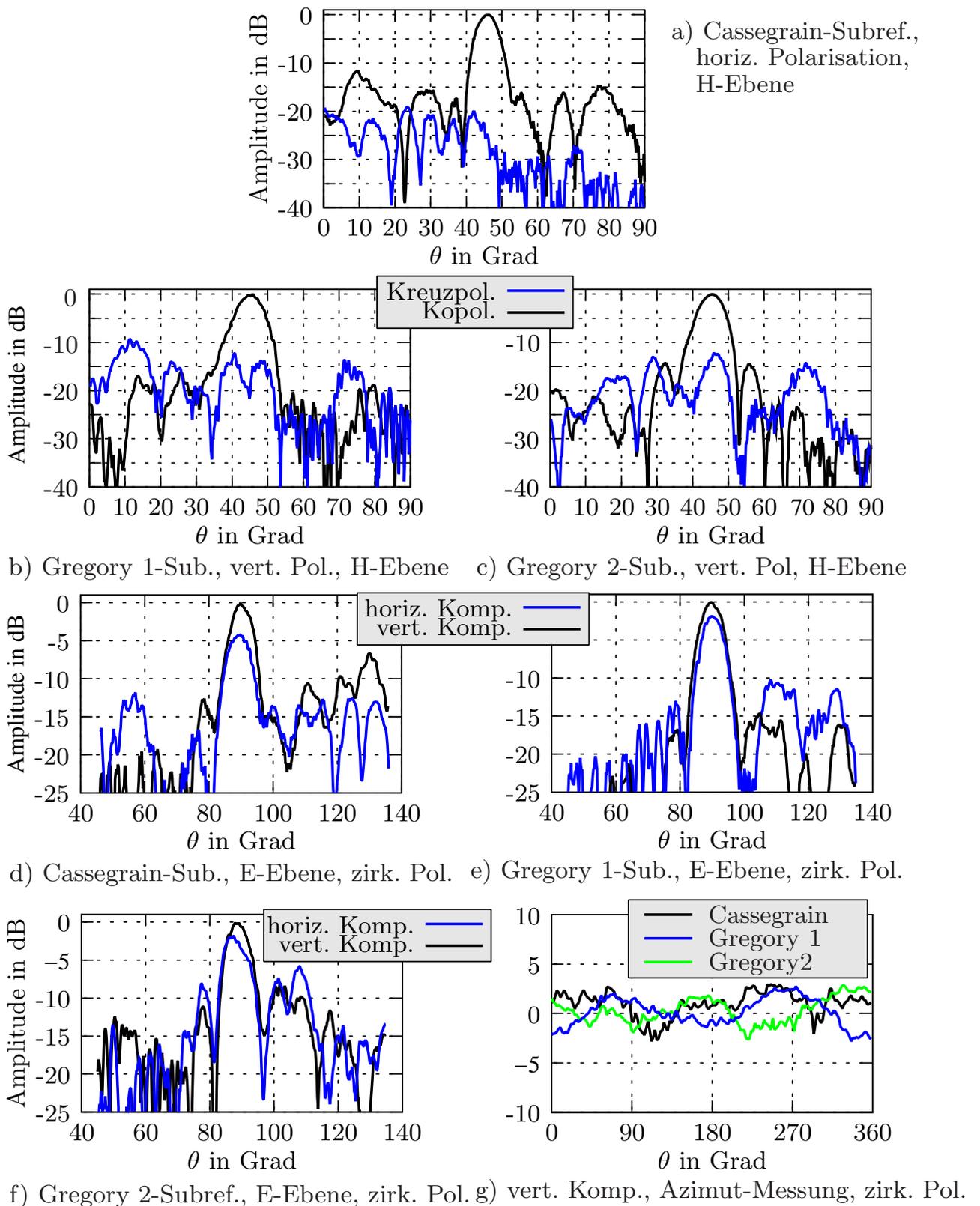
Des Weiteren ist bei zirkularer Polarisierung ein um ca. 3 dB kleinerer Nebenkeulenabstand zu erwarten, da die Nebenkeulen, die durch Streuung, den Spillover und andere Effekte erzeugt werden, gleich groß wie beim Aufbau mit linearen Polarisierung sind, die Leistung in der Hauptkeule sich jedoch auf beide Komponenten der zirkularen Polarisierung verteilt.



**Bild 4.42:** Omnidirektionale Antenne mit drei Reflektoren



**Bild 4.43:** Fernfeldcharakteristiken der Dreifach-Reflektor-Antennen

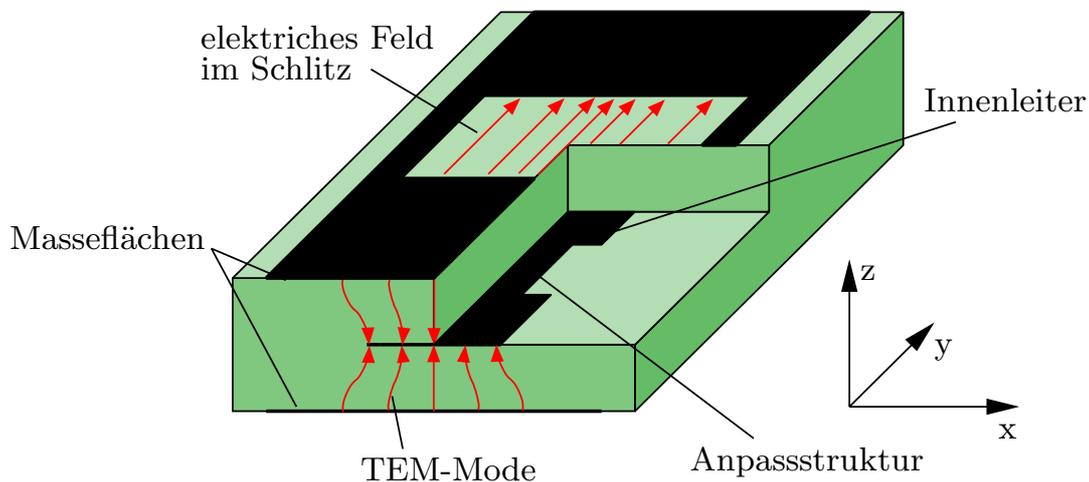


**Bild 4.44:** Fernfeldcharakteristiken der Dreifach-Reflektor-Antennen

## 4.4 Triplate-Antenne

Oft ist bei kommerziellen Point-to-Multipoint-Anwendungen ein einfacher und günstiger Aufbau der Antenne wichtiger als eine geringe Keulenbreite in der Elevation. Um die Herstellungskosten zu minimieren, soll der Anteil an mechanisch zu bearbeitenden Teilen möglichst gering gehalten werden und die Antenne weitgehend aus planaren Strukturen bestehen, welche mit Standardherstellungsverfahren der Leiterplattentechnologie günstig produziert werden können. Da aber planare Wellenleiter keinen rotationssymmetrischen Aufbau bzw. Feldverteilung besitzen, ist hier mit einer erhöhten Welligkeit im Azimut zu rechnen.

Während die Welligkeit im Azimut mit den in [88] vorgestellten planaren Dipolstrukturen bereits auf knapp 2 dB reduziert werden kann, wird mit dem in Bild 4.45 gezeigten Triplateleiter eine nahezu optimale Omnidirektionalität<sup>1</sup> in der  $x$ - $z$ -Ebene erzeugt. Die untersuchte Antenne besteht aus einer Streifenleitungs-



**Bild 4.45:** Triplate-Leitung mit symmetrischen Schlitzen in der oberen und unteren Massemetallisierung und einer Anpassstruktur durch Variation der Innenleiterbreite.

struktur, entlang der sich die TEM-Mode ausbreitet und in deren oberen und unteren Massefläche sich symmetrische Schlitze befinden. Durch die Symmetrie zur  $x$ - $y$ -Ebene bzw.  $y$ - $z$ -Ebene werden keine Parallelplattenmoden angeregt. Durch ausreichend kleine Wahl der Leiterbreite sind keine Moden höherer Ordnung ausbreitungsfähig. Während bei einem theoretisch unendlich ausgedehnten Masseleiter die vom Schlitz ausgehende Strahlung zur Seite hin (entlang der  $x$ -Achse) verschwindet, wird diese mit kleiner werdenden Masseflächen stärker.

<sup>1</sup>Mit Omnidirektionalität wird das Verhältnis der Abstrahlung senkrecht zum Schlitz ( $z$ -Richtung) zur Leistungsdichte in der Ebene des Schlitz ( $x$ -Richtung),  $E(\phi = 0 \text{ deg}, \theta = 0 \text{ deg})/E(\phi = 0 \text{ deg}, \theta = 90 \text{ deg})$  bezeichnet.

Um die gleiche Leistungsdichte zur Seite hin wie in senkrechter Richtung zum Schlitz abzustrahlen und somit die Grundlage für eine kreissymmetrische omnidirektionale Strahlungscharakteristik zu schaffen, reicht ein einzelner Schlitz nicht aus. Erst die Überlagerung der Charakteristiken der beiden phasengleich angeregten Schlitze auf Vorder- und Rückseite ergibt eine Leistungsdichte zur Seite hin, welche in Abhängigkeit mehrerer geometrischer Größen gleich groß wie die in orthogonaler Richtung werden kann. Im Folgenden wird zuerst ein einzelnes Schlitzpaar untersucht. Die dabei gewonnen Erkenntnisse werden anschließend genutzt, um ein seriell gespeistes 6-Elemente-Array aufzubauen [89].

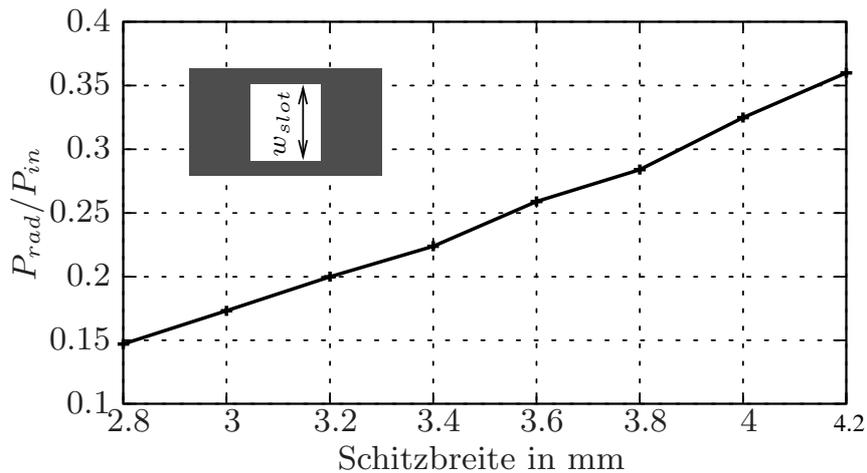
#### 4.4.1 Das Antennen-Design

Das in Bild 4.45 dargestellte Schlitzpaar strahlt ein Teil der durch die Streifenleitung zugeführten Leistung ab, ein anderer Teil wird weiter entlang des Wellenleiters geführt oder reflektiert. Wird ein Einzelement mit dem Wellenwiderstand abgeschlossen, dann kann das Verhältnis aus abgestrahlter Leistung zu eingespeister Leistung als

$$\frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{in}}} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 \quad (4.20)$$

beschrieben werden, wobei  $S$  die Streuparameter des Zweitors sind. Bild 4.46 zeigt das berechnete Leistungsverhältnis des angepassten Strahlers als Funktion der Schlitzbreite. Hierfür wird ein Substrat mit einer Permittivität von  $\epsilon_r = 2.33$ , der Höhe von 0.79 mm eines einzelnen Layers und einer Grundmetallisierung, die 200  $\mu\text{m}$  breiter als die Schlitzweite ist, zu Grunde gelegt. Die Breite des Innenleiters ist zu 0.5 mm gewählt. Jeder Strahler ist angepasst, indem die Breite des Innenleiters und damit der Wellenwiderstand auf einer bestimmten Länge verändert wird (Bild 4.45). Sowohl die Tiefe und die Länge als auch die Position dieser Leiter-Einschnürung sind für jede Schlitzgröße auf minimale Reflexion optimiert.

Das Leistungsverhältnis in Gleichung (4.20) wird hauptsächlich durch die Schlitzbreite (in  $x$ -Richtung) bestimmt. Da durch die Schlitzbreite aber auch die Strahlungscharakteristik, besonders in der Azimut-Ebene, beeinflusst wird, wird eine maximale Schlitzbreite von 4 mm gewählt, um die Azimut-Welligkeit zu reduzieren. Wie in Bild 4.46 gezeigt ist, beträgt die maximale von einem Schlitz-Paar abgestrahlte Leistung weniger als ein Drittel der eingespeisten Leistung. Für ein Array mit Gleichbelegung der Amplituden der einzelnen Strahler oder auch für andere Amplitudenbelegungen, mit denen ein größerer Nebenkeulenabstand erzielt werden kann, werden Verhältnisse von über 50% benötigt. Dies kann nur dadurch erreicht werden, indem ein zusätzlicher Impedanzsprung hinter dem Schlitz hinzugefügt wird. Ein zusätzlich eingefügtes kapazitives Streifenleitungselement vergrößert die effektive elektrische Breite des Schlitzes, wodurch

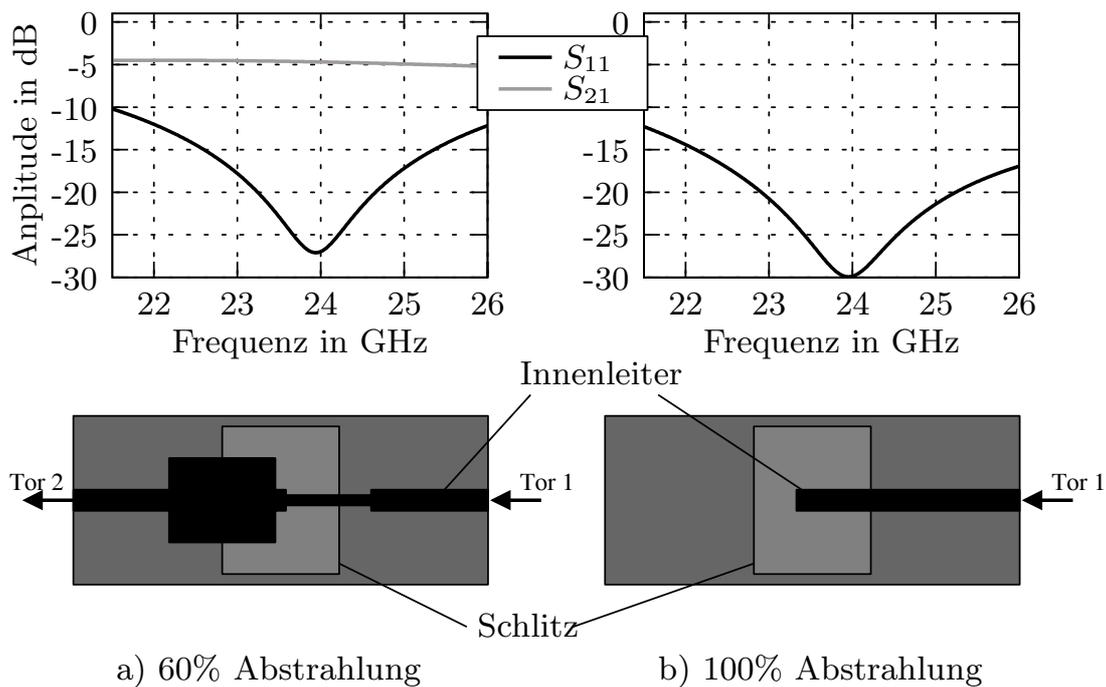


**Bild 4.46:** Strahlungseffizienz eines angepassten Schlitz-Paars in Abhängigkeit von der Schlitzbreite ( $\epsilon_r = 2.33$ ,  $h_s = 0.79$  mm,  $w_{mittleiter} = 0.5$  mm,  $w_{ground} - w_{slot} = 200$   $\mu$ m).

Strahlungswerte von über 60% und eine gute Anpassung erreicht werden können (Bild 4.47 links).

Das letzte Element des Arrays unterscheidet sich von den anderen dadurch, dass auf Grund der seriellen Speisung hier die komplette eingespeiste Leistung abgestrahlt wird. Dies kann dadurch erreicht werden, dass der Mittelleiter, entsprechend einer Stichleitung, ungefähr in der Mitte des Schlitzes endet. Dadurch kann eine 20 dB-Anpassung von über 2 GHz Bandbreite erzielt werden (Bild 4.47 rechts).

In Bild 4.48 werden die Auswirkungen verschiedener geometrischer Abmessungen auf die Strahlungscharakteristik, speziell auf die Welligkeit im Azimut, gezeigt. Mit zunehmender Breite der Masseflächen bzw. Dicke der Metallstege rechts und links der Schlitzes wird mehr Leistung senkrecht zum Schlitz abgestrahlt als zur Seite hin ( $x$ -Richtung). Durch die Überlagerung der Strahlungscharakteristiken der beiden phasengleich angeregten Schlitzes auf der Vorder- und Rückseite ergibt sich eine nahezu rotationssymmetrische Abstrahlung im Azimut ( $x$ - $z$ -Ebene) (Bild 4.48 links oben). Bei dem bei 24 GHz realisierten Prototypen ist eine Stegbreite von nur 100  $\mu$ m gewählt, um einerseits die zur Seite hin abgestrahlte Leistung zu maximieren und andererseits die durch das Herstellungsverfahren vorgegebene minimale Leiterbreite nicht zu unterschreiten. Durch die Substratdicke wird der effektive Abstand des Schlitz-Paars auf Vorder- und Rückseite bestimmt und beeinflusst somit auch die Welligkeit des überlagerten Strahlungsdiagramms im Azimut (Bild 4.48 rechts oben). Die Strahlung zur Seite hin wird durch den Abstand nur geringfügig beeinflusst, dahingegen verändert sich die Gruppencharakteristik der beiden Schlitzes orthogonal zur

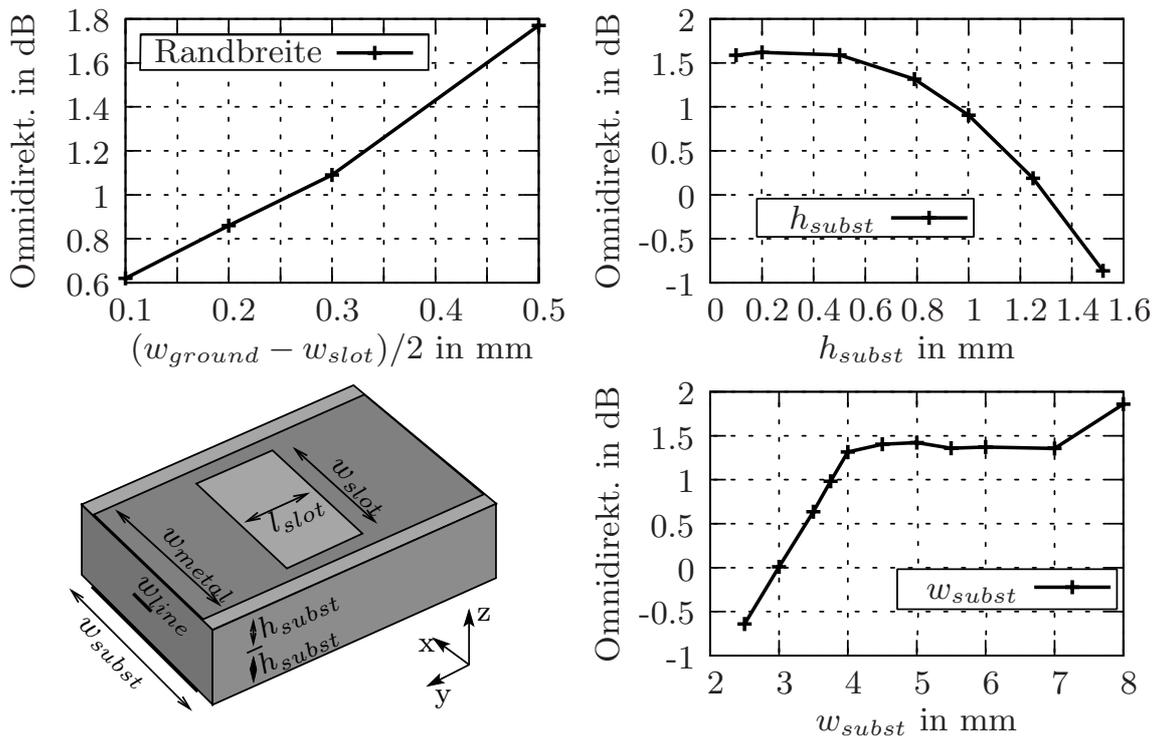


**Bild 4.47:** Anpassung und Schnitt durch einen mittleren (a) und dem letzten (b) Einzelstrahler des seriell gespeisten Triplate-Arrays.

Apertur.

Der Herstellungsprozess vereinfacht sich, wenn die Substratbreite größer als die Metallisierungsbreite gewählt wird. In Bild 4.48 rechts unten ist zu sehen, dass sich die Azimut-Welligkeit mit zunehmender Substratbreite verschlechtert, weswegen im späteren Designprozess ein um nur um 0.5 mm breiteres Substrat gewählt wird.

Die Abmessungen eines Schlitzpaars haben aber auch Auswirkungen auf die Bandbreite bzw. Anpassung. Die Breite des Innenleiters bzw. die Leitungsimpedanz beeinflusst die in Bild 4.49 links oben dargestellte 15 dB- und 20 dB-Bandbreite nur unwesentlich. Wie erwartet erhält man eine breitbandigere Anpassung bei größeren Substratdicken (Bild 4.49 rechts oben) und bei geringerer Permittivität. Durch eine schmalere Metallisierungsbreite wird nicht nur die Welligkeit im Azimut verbessert, auch die Bandbreite wird deutlich erhöht (Bild 4.49 links unten). Den größten Einfluss auf die Bandbreite hat jedoch die Länge der Schlitzes. In Bild 4.49 rechts unten ist eine deutliche Verbesserung der Bandbreite mit zunehmender Schlitzlänge (Ausdehnung des Schlitzes in  $y$ -Richtung) zu beobachten. Bei zu großer Schlitzlänge werden jedoch weitere Moden im Schlitz angeregt. Um diese zu unterdrücken, wird bei der 24 GHz-Version der realisierten Triplate-Antenne eine konstante Schlitzlänge von 3 mm gewählt.

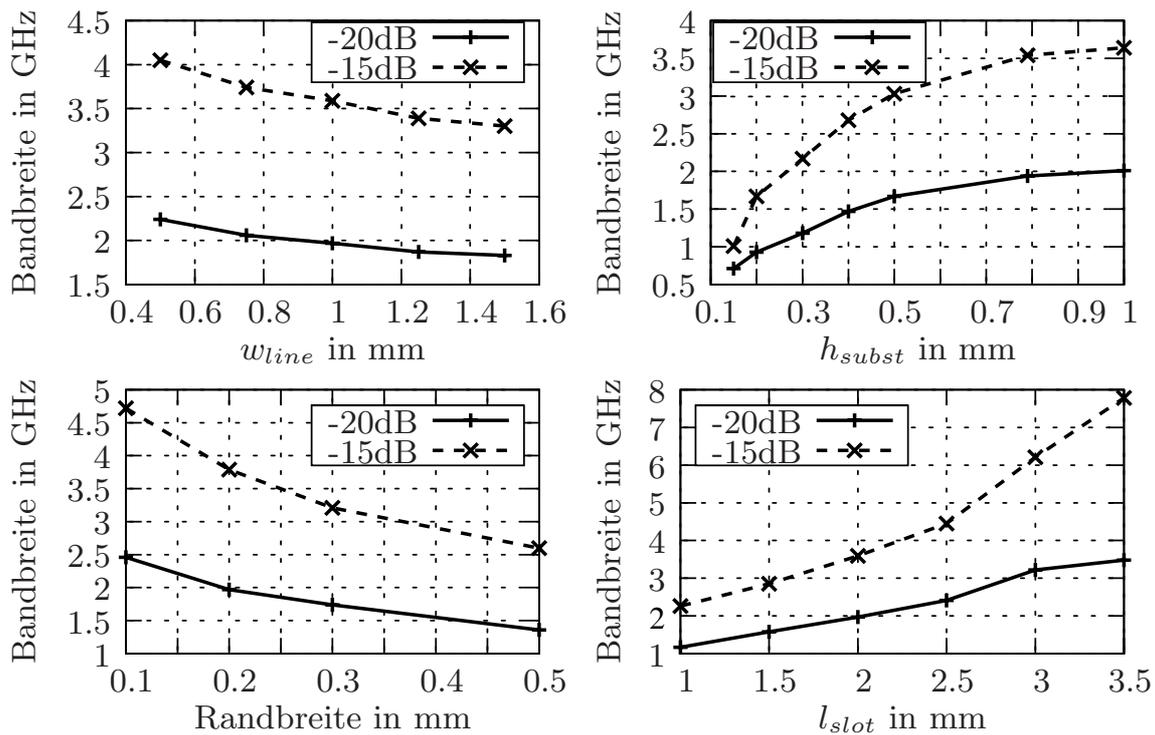


**Bild 4.48:** Auswirkung der Geometrie auf die Welligkeit der Fernfeldcharakteristik im Azimut. Die Omnidirektionalität beschreibt das Verhältnis von Maximum zu Minimum der Abstrahlung im Azimut.

#### 4.4.2 Das Antennen-Array

Die Antenne besteht aus zwei Mikrowellensubstratschichten mit jeweils 0.79 mm Dicke und einer Permittivität von  $\epsilon_r = 2.33$  (RT/duroid 5870). Auf einem Substrat befindet sich die Massemetallisierung mit den Schlitzen auf der oberen Seite und dem Mittelleiter inklusiv der Anpasstrukturen auf der Rückseite. Auf dem zweiten Substrat befindet sich nur die Schlitz-Struktur, die Rückseite ist hier frei geätzt. Die Verbindung der beiden Substrate erfolgt über einen Bonding-Film der Firma Rogers. Dieser besitzt ungefähr die Permittivität des Substrats und ist 35  $\mu\text{m}$  dick, also im Vergleich zu der Substratdicke sehr flach, so dass weiterhin von einem symmetrischen Aufbau zur  $x$ - $y$ - und  $y$ - $z$ -Ebene ausgegangen werden kann. Dadurch werden keine Parallelplattenmoden angeregt und auch die Fernfeldcharakteristik ist zu diesen Ebenen symmetrisch.

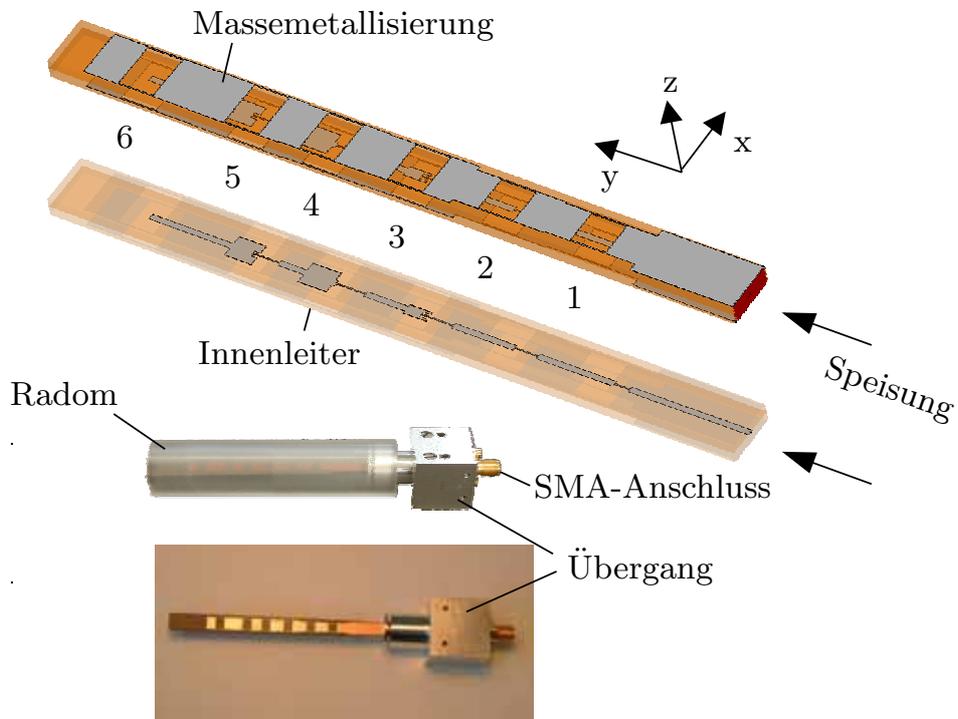
In Bild 4.50 ist der Innenleiter und die Massemetallisierung der bei 24 GHz realisierten 6-Elemente-Antenne zu sehen. Da jeder Schlitz unterschiedliche Streuparameter besitzt, wird die Phasengleichheit aller Schlitzstrahler über den Abstand eingestellt. Dadurch ergibt sich eine konstruktive Überlagerung mit maximalem Gewinn in der  $x$ - $z$ -Ebene. Die Verkopplung der Schlitze muss bei dem



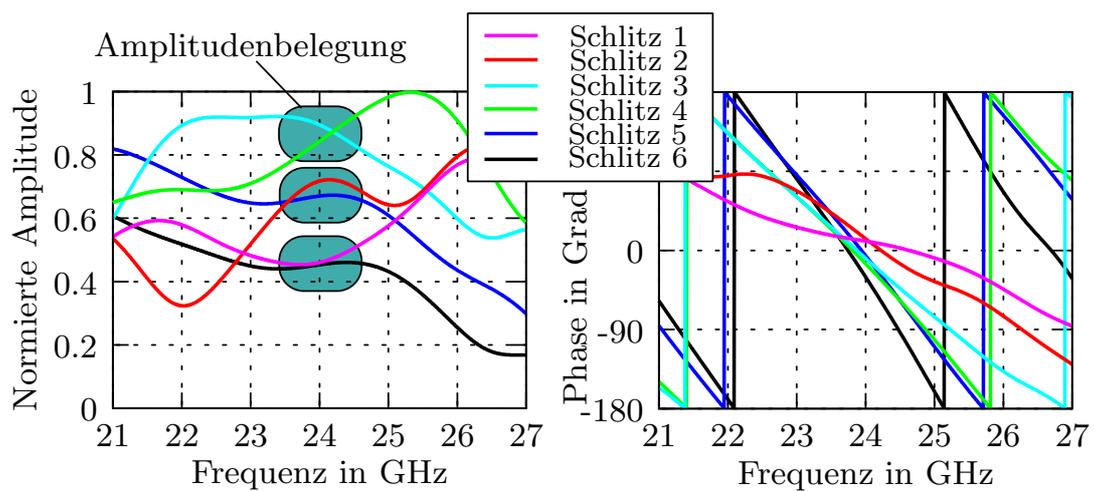
**Bild 4.49:** Auswirkung der Geometrie auf die 15 dB und 20 dB Bandbreite.

Designprozess berücksichtigt werden. Zwei benachbarte Schlitzpaare besitzen einen Kopplungskoeffizienten, der kleiner als -10 dB ist, zu einer verschlechterten Anpassung und Phasenveränderungen der Felder in den Schlitzen führt und im Entwicklungsprozess berücksichtigt werden muss.

Das Array besitzt bei 24 GHz eine Amplitudenverteilung mit Maximum in der Mitte und kosinusförmigem Abfall zu den Seiten hin, um die Nebenkeulen abzusenken (Bild 4.51 links). In Bild 4.51 rechts sind die Phasenverläufe der 6 Schlitze über der Frequenz dargestellt. Während die Schlitze bei 24 GHz fast phasengleich strahlen, bewirkt die Phasenprogression bei anderen Frequenzen ein leichtes Schwenken der Hauptkeule.



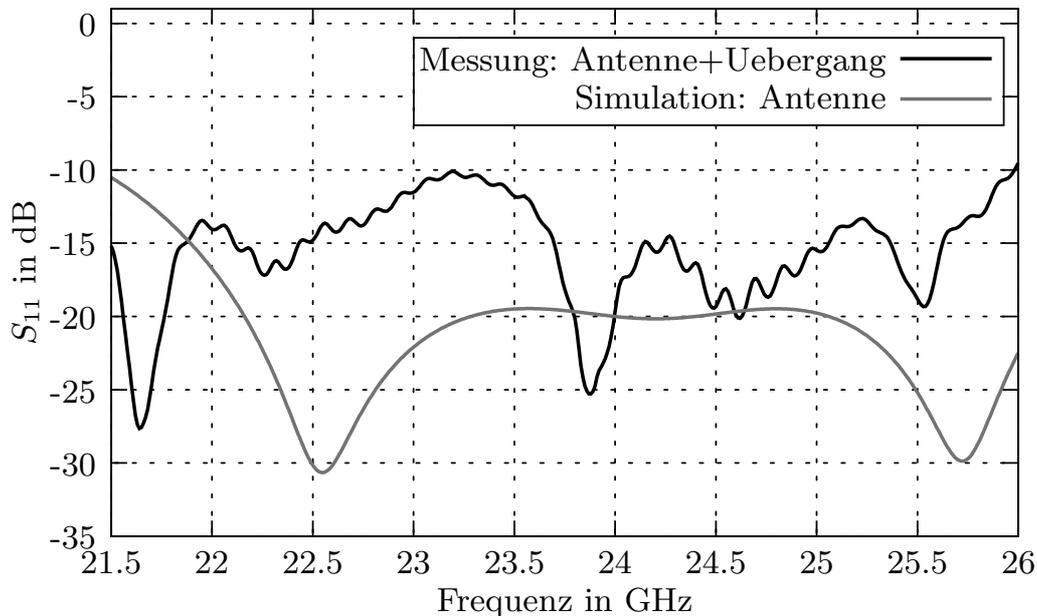
**Bild 4.50:** Struktur des Innen- und Außenleiters und ein Foto der realisierten Antenne mit und ohne Radom.



**Bild 4.51:** Amplituden- und Phasenverläufe der elektrischen Felder in den Schlitzten.

### 4.4.3 Messergebnisse

In Bild 4.52 zeigt die simulierte Anpassung der Antenne eine 20 dB-Bandbreite von mehr als 4 GHz und ist daher als Ultra-Wide-Band-Antenne einzustufen. Der gemessene Verlauf beinhaltet den Koaxial-Triplate-Übergang und ist über



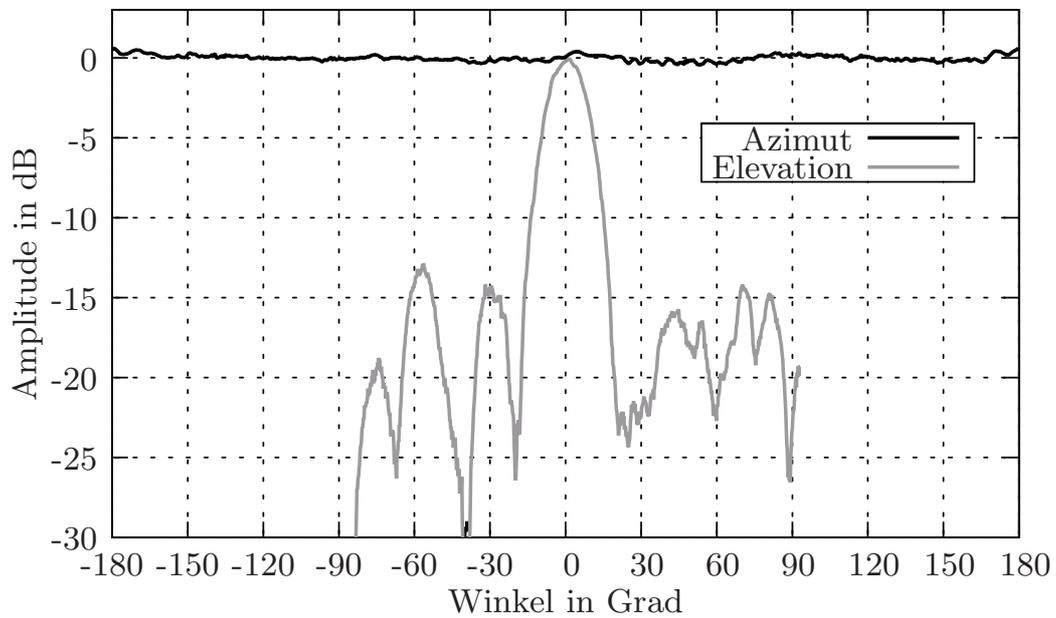
**Bild 4.52:** Gemessene Anpassung der Antenne mit Übergang und Simulation der Antenne ohne Übergang.

die gesamte Bandbreite niedriger als 10 dB. Die Unterschiede zwischen simuliertem und gemessenem Verlauf sind im Wesentlichen auf Kontaktierungsprobleme im Übergang zurückzuführen. Mit einem gelöteten Kontakt zwischen Innenleiter der Triplateleitung und dem Innenleiter des Koaxialleiters sind verbesserte Werte zu erwarten. Der hierfür entwickelte Übergang ist in Anhang G, Seite 169 beschrieben. Dort wird auch ein Hohlleiter-Triplate-Übergang präsentiert, welcher im Millimeterwellenbereich erforderlich wird.

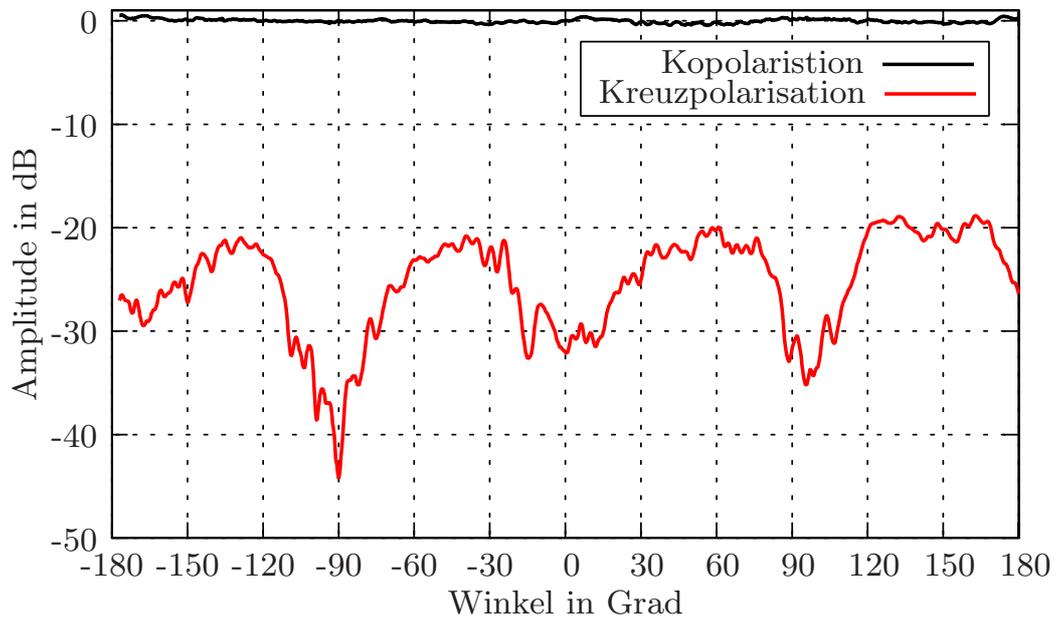
Die Messungen im Fernfeld zeigen eine sehr gute omnidirektionale Charakteristik im Azimut mit weniger als 1 dB Welligkeit und eine 3 dB-Keulbreite von  $16.5^\circ$  in der Elevation (Bild 4.53). Die Kreuzpolarisation wird mit mehr als 20 dB unterdrückt (Bild 4.54 und 4.56). Die Hauptkeule wird über der Frequenz um  $6^\circ/\text{GHz}$  geschwenkt (Bild 4.55).

Ein Vorteil dieses Antennentyps ist, dass dieser auch für Frequenzen im hohen Millimeterwellenbereich ausgelegt werden kann. Bei höheren Frequenzen werden dünnere Substrate verwendet, welche dann ggf. mechanisch stabilisiert werden. Da hier die Speisung in der Regel über Hohlleiter erfolgt, kann der in Anhang G vorgestellte Hohlleiter-Triplate-Übergang eingesetzt werden. Zum Schutz gegen

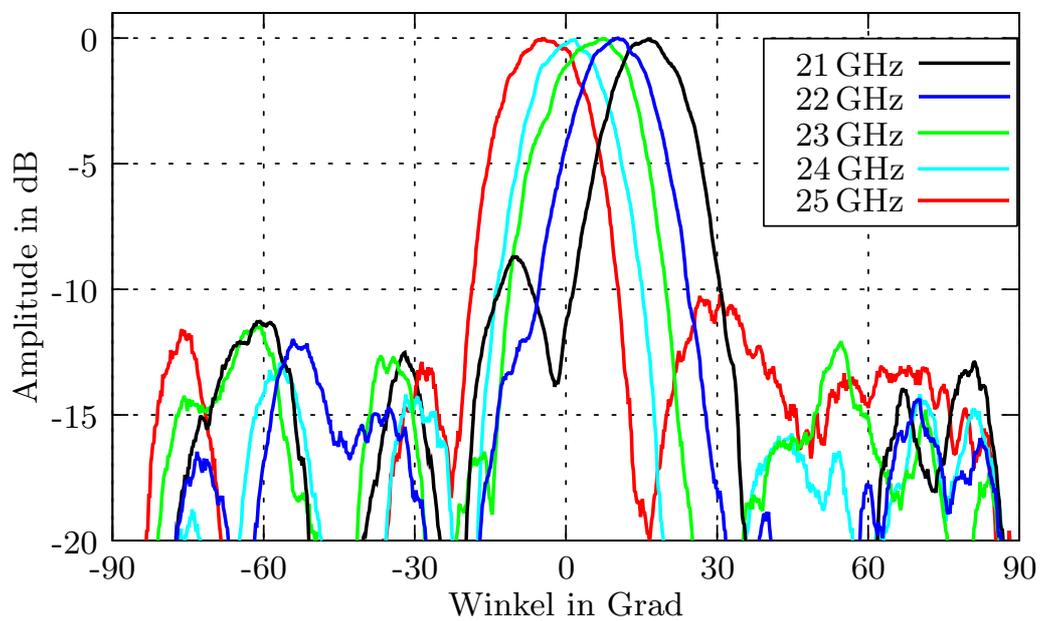
Umwelteinflüsse kann ein einfaches Radom aus einer  $\lambda_{eff}/2$  dicken Kunststoff-  
röhre eingesetzt werden.



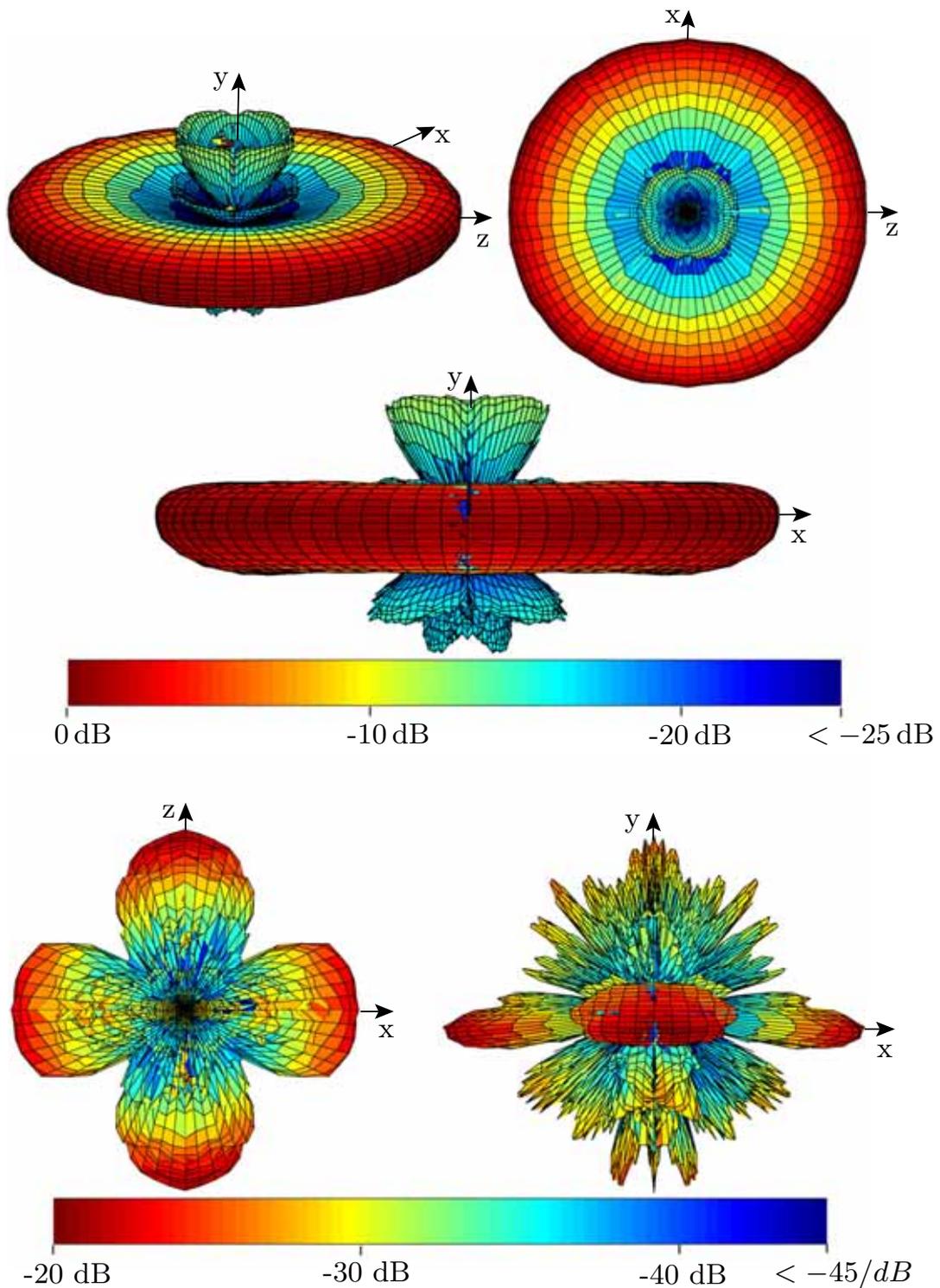
**Bild 4.53:** Fernfeldcharakteristik der 6-Element-Triplateantenne bei 24 GHz.



**Bild 4.54:** Ko- und Kreuzpolarisation im Azimut bei 24 GHz.



**Bild 4.55:** Strahlungsdigramm der Triplate-Antenne bei verschiedenen Frequenzen in der Elevation.



**Bild 4.56:** Normierte 3D-Ansicht der Triplate-Antennen-Fernfeldcharakteristik der Ko- (*oben*) und Kreuzpolarisation (*unten*) bei 24 GHz.

## 4.5 Parallelplatten-Antenne

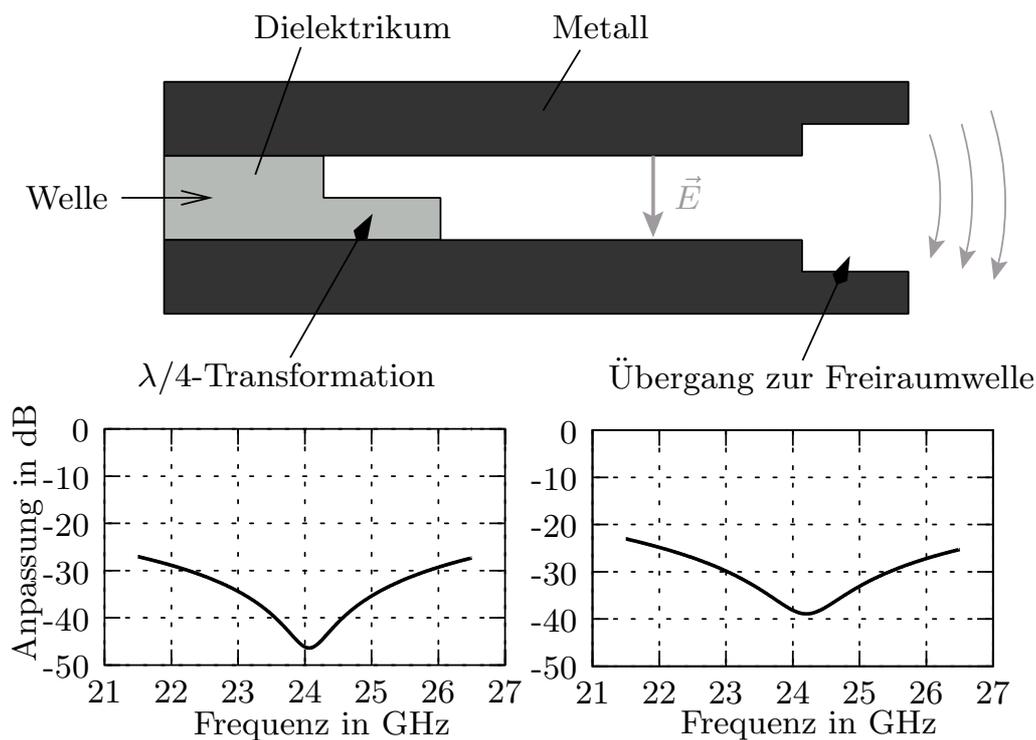
Die in den vorherigen Kapiteln vorgestellten Antennen mit omnidirektionaler Charakteristik besitzen alle einen nicht vollständig kreissymmetrischen Aufbau. So sind z.B. in Kapitel 4.1 sowohl der konische Reflektor, das Speisehorn, als auch die Form des planaren Reflektors kreissymmetrisch, jedoch gilt das nicht für die Anordnung der Dipole und die Feldverteilung im Speisehorn. Dadurch ergeben sich hier, wenn auch nur geringfügig, Unsymmetrien in der Fernfeldcharakteristik. Zwar wurde im vorherigen Kapitel gezeigt, dass auch mit einer planaren Struktur eine sehr gute omnidirektionale Charakteristik erzeugt werden kann, eine vollständig rotationssymmetrische Charakteristik kann jedoch nur mit einem vollkommen rotationssymmetrischen Aufbau erzeugt werden.

Es existieren eine ganze Reihe von Antennen, die auf Grund ihres Aufbaus eine ideale omnidirektionale Charakteristik erzeugen, z.B. Monopole, Dipole, bikonische Antennen u.a., jedoch weisen diese in der Elevation eine sehr geringe Bündelung auf oder sind für Frequenzen im Millimeterwellenbereich nicht geeignet. Eine Zusammenschaltung mehrerer Strahler zu einer Gruppenantenne ist oft nicht oder nur sehr aufwändig möglich, da die Leistungszuführung einzelner Strahler an den benachbarten Antennen vorbei geführt werden muss und somit zu Abschattungen und Veränderungen der Fernfeld-Charakteristik führt. Um dies zu vermeiden, muss die Speiseleitung entlang der Symmetrieachse innerhalb des Strahlers geführt werden, was bei paralleler Speisung häufig zu Platzproblemen führt. Serielle Speisung ist nur mit wenigen Wellenleitertypen überhaupt möglich, da die geführte Welle eine rotationssymmetrische Feldverteilung haben sollte.

### 4.5.1 Das Antennen-Design

Bei der hier untersuchten Antenne wird eine koaxiale Speiseleitung verwendet, entlang der sich die TEM-Mode ausbreitet. In konstanten Abständen wird der Leitung Leistung für die Einzelelemente abgezweigt. Die Einzelstrahler bestehen aus radialen Leitungen in Form von Parallelplattenleitern. Die Metallplatten werden durch eine Dielektrikum auf dem entsprechenden Abstand gehalten (Bild 4.57). Dieser ist kleiner als eine effektive Wellenlänge, um die Ausbreitung höherer Moden zu vermeiden.

Die nach außen wandernde Welle wird über zwei  $\lambda/4$ -Transformationen reflexionsfrei in den Freiraum abgestrahlt. Wie in Bild 4.57 links dargestellt, trifft die im Dielektrikum laufende Welle am Rand des Dielektrikums auf eine Grenzschicht zur Luft. Um Reflexionen zu minimieren, wird hier auf einer Länge von  $\lambda_{eff}/4$  ein Übergangsbereich mit Feldwellenwiderstand  $Z_{\lambda/4} = \sqrt{Z_{Luft}Z_{\epsilon_r}}$  eingefügt. Bei einem Plattenabstand von 3 mm und PVC als Abstandhalter mit einer Permittivität von  $\epsilon_r = 2.84$  kann bei einer Mittenfrequenz von 24 GHz

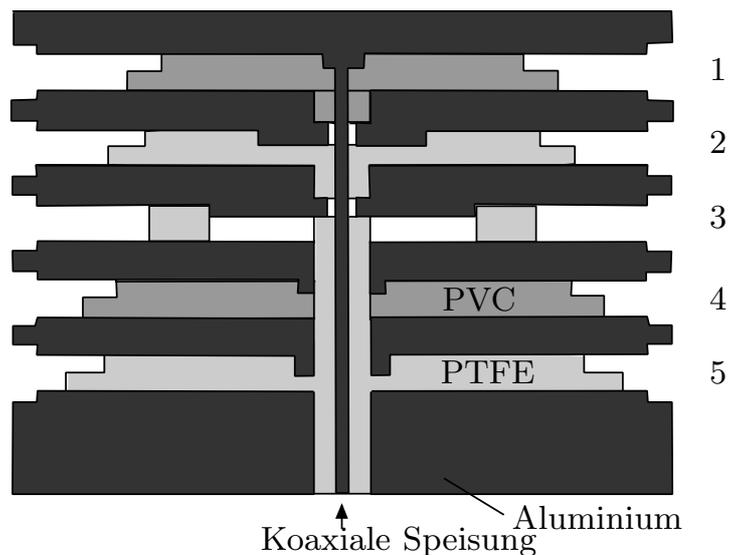


**Bild 4.57:** Anpassung des Übergangs von PVC ( $\epsilon_r = 2.84$ ) auf Luft (links) und des Übergangs einer leitungsgeführten Welle auf eine Freiraumwelle (rechts) bei einem Plattenabstand von 3 mm bei 24 GHz.

eine 30 dB-Bandbreite von ca. 4 GHz erreicht werden. Ähnlich gut kann der Übergang von einer leitungsgeführten Welle in eine Freiraumwelle angepasst werden, indem am Rand des Parallelplattenleiters ein Sprung des Plattenabstands mit ca.  $\lambda/4$  Länge eingefügt wird.

Die Auskopplung der Leistung der Koaxial-Mode in eine Parallelplattenmode ist in Bild 4.58 a) dargestellt. Der Außenleiter ist auf einer Länge entsprechend des Parallelplattenabstands unterbrochen, so dass ein Teil der Leistung in Form einer radialen Parallelplattenmode nach außen geführt wird. Bei einer 50 $\Omega$ -Koaxialleitung mit 4.1 mm Außendurchmesser und einem Parallelplattenleiter mit 3 mm Abstand, beide gefüllt mit Teflon ( $\epsilon_r = 2.025$ ), wird bei 24 GHz 6.6% der Leistung reflektiert, 56.8% in der Koaxialleitung weiter transportiert und 36.6% in eine Parallelplattenmode ausgekoppelt. Um die Anpassung zu verbessern und den Grad der Auskopplung zu kontrollieren, werden zusätzliche Strukturen in den Übergang eingebracht. Um mehr Leistung entlang der Koaxialleitung zu führen, wird der Abstand der Unterbrechung des Außenleiters reduziert bzw. die kapazitive Kopplung erhöht. Mit entsprechender Wahl des Außendurchmessers des eingebrachten Metallrings (Bild 4.58 b) kann die





**Bild 4.60:** Seriell gespeiste Gruppenantenne auf der Basis von Parallelplatten

Die Antenne ist am oberen Ende kurzgeschlossen und zur Verbesserung der Anpassung wird ein zusätzlicher Metallring verwendet. Wie die Simulationsergebnisse in Bild 4.59 zeigen, wird somit eine breitbandige 20 dB-Anpassung von ca. 6 GHz Breite erreicht.

#### 4.5.2 Das Antennen-Array

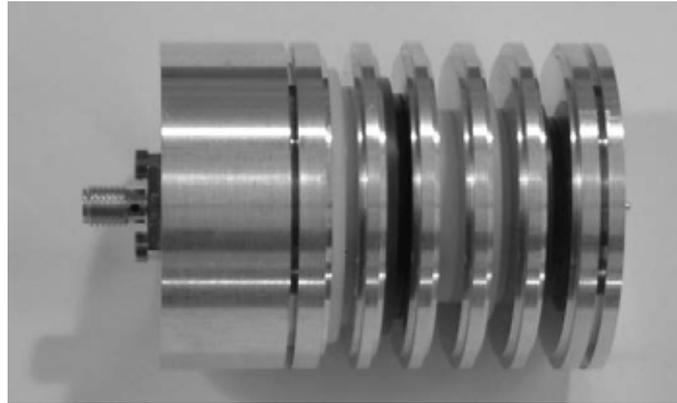
Durch Aneinanderreihen von fünf Einzelstrahlern im Abstand einer halben Wellenlänge wird ein 5-Elemente-Array aufgebaut (Bild 4.60). Als Kompromiss zwischen hohem Nebenkeulenabstand und kleiner Keulenbreite wird die Amplitudenbelegung wie in Tabelle 4.2 eingestellt. Die Phasengleichheit der fünf

Element	1	2	3	4	5
rel. Amplitude	0.6	0.88	1	0.88	0.6

**Tabelle 4.2:** Normierte Amplitudenbelegung des 5-Elemente-Arrays

Strahler, welche notwendig ist, um senkrecht zur Arrayanordnung abzustrahlen, wird durch die unterschiedlichen Radien der Dielektrikumsscheiben in den Parallelplattenleitern reguliert. Um den Durchmesser der Gesamtantenne zu reduzieren, ist im ersten und vierten Strahler das Teflon mit der relativen Permittivität von  $\epsilon_r = 2.025$  durch PVC mit  $\epsilon_r = 2.84$  ersetzt. Durch die langsamere Ausbreitungsgeschwindigkeit in PVC kann eine Scheibe mit kleinerem Durchmesser verwendet werden, ohne die Phase in der Apertur zu verändern.





**Bild 4.62:** Foto der omnidirektionale Antenne aus Parallelplattenleitern

Strahler im Abstand einer Wellenlänge  $\lambda_0$  ist bereits kleiner als  $-25$  dB und kann vernachlässigt werden. Der Strahlungswiderstand  $R_{rad}$  entspricht dem Wellenwiderstand der zuführenden Leitung und modelliert durch seinen reflexionsfreien Abschluss der Leitung die Abstrahlung in den freien Raum. Die durch das Modell gewonnenen Werte können direkt in die Vollwellensimulation übernommen und hier optimiert werden.

Der komplette Aufbau des Arrays ist in Bild 4.62 zu sehen. Die Speisung per Koaxialleitung ist bei 24 GHz recht unproblematisch und kann über einen Standard-SMA-Anschluss erfolgen. Bei der für 60 GHz ausgelegten Antenne muss aus Toleranzgründen ein luftgefüllter Koaxialleiter verwendet werden, um die Grenzfrequenzen höherer Moden herauf zu setzen und um den wegen der sehr kleinen Dimensionen erhöhten Herstellungsaufwand zu minimieren.

### 4.5.3 Messergebnisse

Sowohl die Simulation als auch die Messung des hergestellten Prototypen zeigt eine Anpassung von mindestens 12 dB über mehr als 4 GHz Bandbreite. Die teilweise deutlichen Unterschiede zwischen Simulation und Messung ergeben sich durch Herstellungstoleranzen und durch Reflexionen am SMA-Anschluss, die bei der Simulation nicht berücksichtigt sind (Bild 4.63). Die über die Teiler bzw. Übergänge eingestellte Amplitudenverteilung weicht bei der Mittenfrequenz leicht von den Vorgaben in Tabelle 4.2 ab und ist über der Frequenz deutlichen Schwankungen unterworfen (Bild 4.64 links). Die Phasen ändern sich über der Frequenz auf Grund der geringen Verkopplung der Einzelstrahler und der geringen Frequenzabhängigkeit der Übergänge relativ linear. Das in Bild 4.64 rechts dargestellte Simulationsergebnis zeigt die Phase in der Apertur der fünf Strahler in einem Frequenzbereich von 22 GHz bis 26 GHz. Bei der Mitten-

frequenz 24 GHz ist die Phase der Apertur-Felder nahezu identisch.

Die gemessene Strahlungscharakteristik entspricht weitgehend den Berechnungen. Der Nebenkeulenabstand in der Elevation ist größer als in der Simulation berechnet (Bild 4.65). Die 3-dB-Keulenbreite beträgt  $22.5^\circ$  bei einem Gewinn von ca. 6.5 dB. Durch die serielle Speisung ergibt sich ein Frequenzscannen der Hauptkeule von ca.  $\pm 4.0^\circ$  bei  $\pm 1.0$  GHz bzw.  $\pm 8.5^\circ$  bei  $\pm 2.0$  GHz (Bild 4.66). Die überlagerte Welligkeit auf den Messkurven in Bild 4.66, besonders bei der 22 GHz Messung, werden durch Reflexionen am Messaufbau verursacht. Der Abstand der Minima und Maxima lässt auf zwei Punktquellen im Abstand von ca. 23 cm schließen und kann daher nicht von der Antenne selbst herrühren, da diese deutlich kleinere Abmessungen besitzt.

Luftspalten zwischen den dielektrischen Scheiben und dem Metall, die bei der Montage der einzelnen Schichten entstehen können, wirken sich kritisch auf das elektromagnetische Verhalten der Antenne aus. Das elektrische Feld steht hier senkrecht auf den Grenzflächen von Metall, Luft und Dielektrikum, was bedeutet, dass die Feldstärke in der Luft um den Faktor  $\epsilon_r$  größer ist und somit einen überproportionalen Einfluss auf das Verhalten der Welle hat. Ein nicht korrekter Abstand der Parallelplatten verändert auch das Koppelverhalten zwischen Koaxialmode und Parallelplattenmode und somit die Amplitudenbelegung und die Anpassung der Antenne.

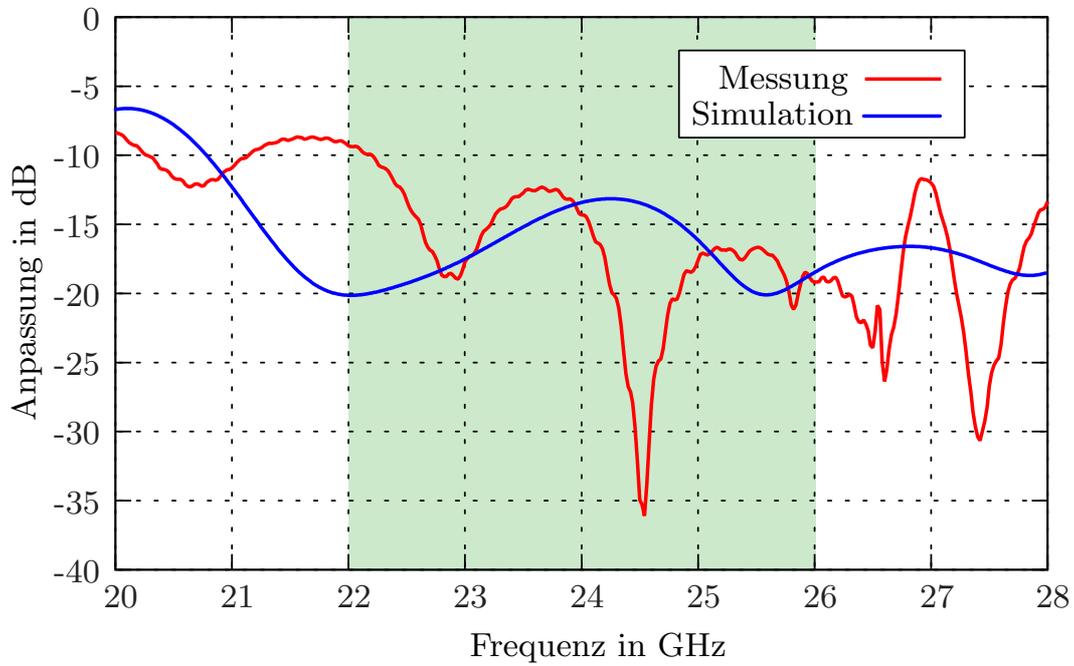


Bild 4.63: Anpassung

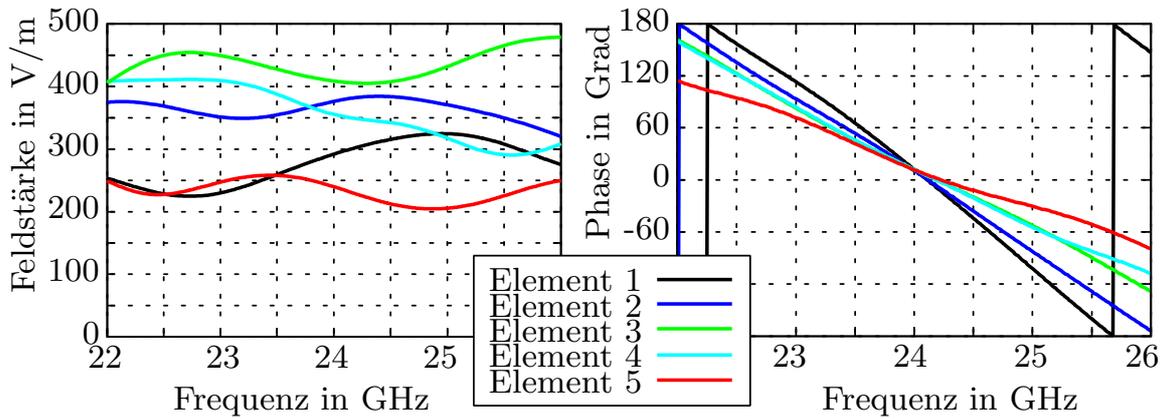
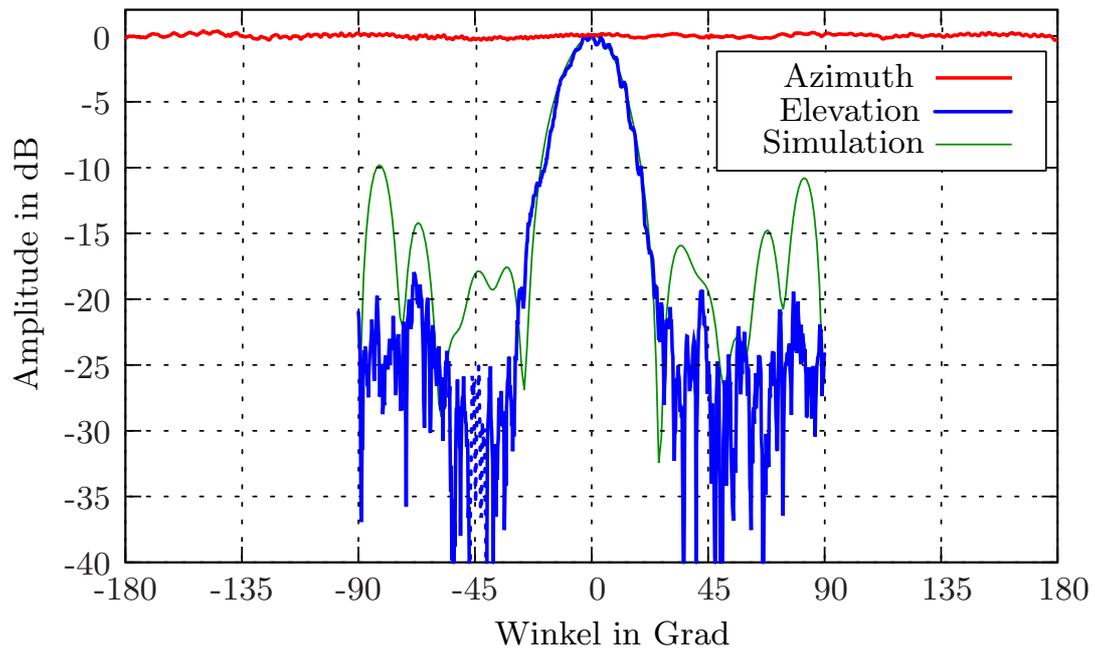
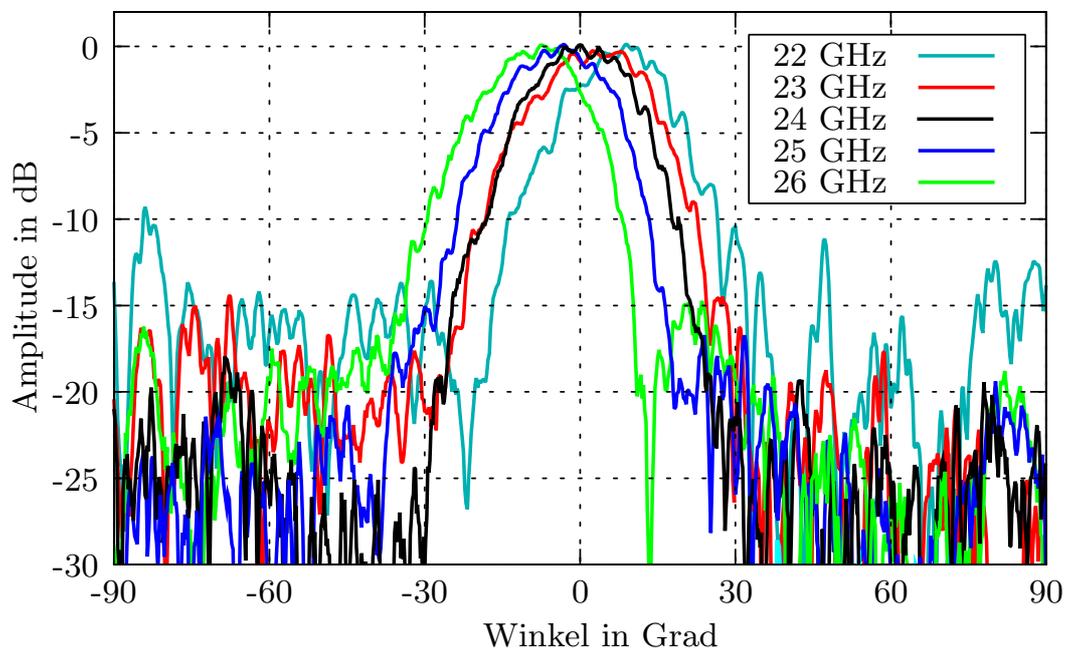


Bild 4.64: Simulierte Feldstärke und Phase in den Parallelplattenleitern am äußeren Radius



**Bild 4.65:** Strahlungscharakteristik in der Elevation und Azimut bei 24 GHz



**Bild 4.66:** Normierte Strahlungscharakteristik in der Elevation bei verschiedenen Frequenzen



## 5 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung unterschiedlicher Antennenkonzepte zur Erzeugung sektorförmiger und omnidirektionaler Strahlungscharakteristiken im Millimeterwellenbereich. Hierbei wurden unterschiedlichste Wellenleitertypen in teilweise neu entwickelten Aufbauten eingesetzt. Die hier präsentierten Antennen sind für Point-to-Multipoint-Anwendungen im Millimeterwellenbereich geeignet. Eine erweiterte Anwendung der Antennen mit synthetisierter Strahlungscharakteristik in Radarsystemen ist denkbar.

Basierend auf dem vorgestellten Spektralbereichsverfahren werden planare Reflektoren untersucht, die in einem gefalteten Reflektoraufbau Sektorcharakteristiken im Fernfeld der Antenne erzeugen. Während diese Charakteristik im ersten Teil dieses Kapitels über eine berechnete Phasenverteilung des elektromagnetischen Feldes auf der Reflektoroberfläche erzeugt wird, wird im zweiten Teil eine Anordnung vorgestellt, mit der es möglich ist, sowohl die Phasen- als auch die Amplitudenverteilung des Feldes auf einer Reflektoroberfläche beliebig zu modifizieren. Dadurch ergibt sich ein großes Spektrum an Möglichkeiten, eine beliebige Strahlungscharakteristik mit Hilfe der vorgestellten Doppelreflektor-Antennen zu erzeugen. Das eingeführte Berechnungsverfahren wird an Hand eines Beispiels verifiziert.

Im zweiten Teil werden Antennen vorgestellt, die omnidirektionale Charakteristiken durch eine Kombination aus einfachen optischen und planaren frequenzselektiven Reflektoren erzeugen. Dabei werden neue Verfahren untersucht, um die Polarisation der Welle entsprechend den Anforderungen zu rotieren oder zu transformieren. Die Ausleuchtung des planaren Reflektors erfolgt durch ein einfaches Rundhohlleiterspeisehorn, ein Koaxialhorn oder durch eine Kombination aus Zweimodenspeisehorn und Subreflektor. Die beste Fernfeldcharakteristik ergibt sich bei Verwendung des Koaxialhorns, während das Rundhohlleiterhorn die mechanisch einfachste Lösung darstellt.

Um den mechanischen Herstellungsaufwand von omnidirektionalen Antennen weiter zu reduzieren, wird mit einer rein planaren Struktur eine rotationssymmetrische Charakteristik erzeugt. Die überlagerte Strahlungscharakteristik eines durch eine Triplate-Leitung gespeisten Schlitzpaars ergibt eine Welligkeit im Azimut von weniger als 1 dB, was mit einer planaren Struktur zuvor nicht erreicht worden ist. Die Anregung der Triplate-Leitung kann über die entwickelten Übergänge erfolgen. Bis zu Frequenzen von 26.5 GHz ist eine Leitungszuführung über eine Standard-Koaxialleitung (SMA-Anschluss) möglich. Da sich das

Feldbild der Triplate- und Koaxialmode ähneln, ist mit Hilfe eines Übergangsbereichs eine breitbandige Anpassung möglich. Im Millimeterwellenbereich kann die Leistungszuführung über einen Hohlleiter erfolgen.

Zuletzt wird eine vollständig rotationssymmetrische Anordnung von Parallelplattenleitern untersucht. Die Speisung des Arrays erfolgt durch eine Koaxialleitung entlang der Symmetrieachse. Jedes Arrayelement koppelt einen bestimmten Teil der Leistung der Koaxialmode in eine Parallelplattenmode. Die Phasen der Arrayelemente werden durch Füllung des Raums zwischen den Parallelplattenleitern mit unterschiedlichen Materialien unterschiedlicher Größe eingestellt. Auf der Basis der in dieser Arbeit vorgestellten Antennentypen können weitere Antennen entwickelt werden, die neben der Erzeugung omnidirektionaler und sektorförmiger Charakteristiken für Kommunikationsanwendungen auch in anderen Gebieten eingesetzt werden können.

## A Strahlungsintegrale und Vektorpotenzialfunktionen

Obwohl es möglich ist, das elektrische und magnetische Feld  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  direkt durch Integration aus den elektrischen bzw. magnetischen Quellstromdichten  $\vec{J}$  bzw.  $\vec{M}$  zu berechnen, ist es meist einfacher, über einen Zwischenschritt die gebräuchlichen Vektorpotenziale  $\vec{F}$  und  $\vec{A}$  zu bestimmen und über deren Definitionen

$$\vec{E} = -\frac{1}{\epsilon} \nabla \times \vec{F} \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A} \quad (\text{A.2})$$

die Felder zu berechnen [46]. Der Zeitfaktor  $e^{j\omega t}$  ist hier weggelassen, da für alle aufgeführten Fälle ein zeitlich sinusförmiger Strom mit konstanter Frequenz vorausgesetzt wird.

Der magnetische Fluss  $\vec{B}$  ist immer quellenfrei, d.h.  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ . In homogene Medien gilt für das magnetische Feld  $\nabla \cdot \vec{H} = 0$ . Aufgrund der allgemein gültigen Vektoridentität  $\nabla \cdot \nabla \times \vec{A} = 0$ , wobei  $\vec{A}$  ein beliebiger Vektor ist, kann  $\vec{H}$  als die Rotation eines anderen Vektors dargestellt werden. Somit ist die Definition  $\vec{H}_A = 1/\mu \nabla \times \vec{A}$  gerechtfertigt, wobei der Index  $A$  die Generierung des Feldes durch das magnetische Potenzial  $\vec{A}$  andeutet. Entsprechend gilt in einem homogenen Raum für die dielektrische Verschiebung  $\vec{D}$ , wenn die elektrische Stromdichte  $\vec{J} = 0$  ist,  $\nabla \cdot \vec{D} = 0$ . Somit ist auch hier die Definition  $\vec{E}_F = -1/\epsilon \nabla \times \vec{F}$  gerechtfertigt, wobei der Index  $F$  die Generierung des Feldes durch das Potenzial  $\vec{F}$  andeutet.

Das magnetische Vektorpotenzial  $\vec{A}$  ist hilfreich bei der Berechnung der elektromagnetischen Felder, die durch harmonische elektrische Ströme  $\vec{J}$  generiert werden. Die Definition von  $\vec{A}$ , in das Faradaysche Induktionsgesetz  $\nabla \times \vec{E}_A = -j\omega\mu\vec{H}_A$  eingesetzt, ergibt die Gleichung

$$\nabla \times \vec{E}_A = -j\omega \nabla \times \vec{A}, \quad (\text{A.3})$$

die auf Grund der Linearität des Nabla-Operators auch als

$$\nabla \times [\vec{E}_A + j\omega\vec{A}] = 0 \quad (\text{A.4})$$

geschrieben werden kann. Mit der allgemein gültige Vektoridentität  $\nabla \times (-\nabla \phi) = 0$  für ein beliebiges differenzierbares  $\phi$  folgt aus (A.4)

$$\vec{E}_A + j\omega \vec{A} = -\nabla \phi_e, \quad (\text{A.5})$$

wobei durch die skalare Funktion  $\phi_e$  ein beliebiges elektrisches Potenzial in Abhängigkeit von der Position definiert wird. Aus (A.4) und mit Hilfe der Vektoridentität

$$\nabla \times \nabla \times \vec{A} = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \quad (\text{A.6})$$

kann die Gleichung für homogene Medien in die Form

$$\mu \nabla \times (\vec{H}_A) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \quad (\text{A.7})$$

gebracht werden. Mit dem Ampèreschen Gesetz ( $\nabla \times \vec{H}_A = \vec{J} + j\omega \epsilon \vec{E}_A$ ) erhält man

$$\mu \vec{J} + j\omega \epsilon \mu \vec{E}_A = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}. \quad (\text{A.8})$$

Durch Substitution des elektrischen Feldvektors  $E_A$  in (A.8) mit Gleichung (A.5) folgt

$$\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = -\mu \vec{J} + \nabla(\nabla \cdot \vec{A} + j\omega \mu \epsilon \phi_e), \quad (\text{A.9})$$

wobei  $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$  ist. Die Divergenz des in (A.4) definierten Vektorpotenzials  $\vec{A}$  ist unabhängig von ihrer Rotation ( $\nabla \times (\nabla \cdot \vec{A}) = 0$  für alle  $\vec{A}$ ), weshalb diese beliebig definiert werden kann. Um (A.9) zu vereinfachen, wird

$$\nabla \cdot \vec{A} = -j\omega \mu \epsilon \phi_e \quad (\text{A.10})$$

gewählt, was als Lorentz-Bedingung bekannt ist. Diese Definition, in (A.9) eingesetzt, ergibt die Gleichung

$$\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = -\mu \vec{J} \quad (\text{A.11})$$

und mit (A.5) ergibt sich

$$\vec{E}_A = -\nabla \phi_e - j\omega \vec{A} = -j\omega \vec{A} - j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \nabla(\nabla \cdot \vec{A}). \quad (\text{A.12})$$

Aus einem bekannten magnetischen Vektorpotenzial kann somit das daraus resultierende magnetische Feld  $H_A$  und das elektrische Feld  $E_A$  an einem beliebigen Punkt im homogenen Raum berechnet werden. Alternativ kann  $E_A$  direkt mit den Maxwell-Gleichungen aus  $H_A$  berechnet werden, wenn  $J = 0$  ist. Dieselbe Vorgehensweise kann zur Bestimmung der Felder aus magnetischen

---

Strömen  $\vec{M}$  angewandt werden. Analog zu (A.5) kann hier ein skalares magnetisches Potenzial  $\phi_m$  definiert werden, für das gilt

$$\vec{H}_F + j\omega\vec{F} = -\nabla\phi_m, \quad (\text{A.13})$$

wobei der Index  $F$  andeutet, dass das Feld durch das Vektorpotenzial  $\vec{F}$  generiert wird. Mit Hilfe der Maxwell-Gleichung  $\nabla \times \vec{E}_f = -\vec{M} - j\omega\mu\vec{H}_F$  und der Lorentz-Eichung  $\nabla \cdot \vec{F} = -j\omega\mu\epsilon\phi_m$  ergibt sich

$$\nabla^2\vec{F} + k^2\vec{F} = -\epsilon\vec{M}, \quad (\text{A.14})$$

$$\vec{H}_F = -j\omega\vec{F} - \frac{j}{\omega\mu\epsilon}\nabla(\nabla \cdot \vec{F}). \quad (\text{A.15})$$

Auch wenn die magnetischen Ströme physikalisch nicht existent sind, können sie sich aus dem im Kapitel 3.1.2 vorgestellten Äquivalenzprinzip als Ersatzgrößen ergeben.

Die Gesamtfelder ergeben sich durch die Überlagerung der durch die magnetischen bzw. elektrischen Ströme verursachten Felder  $\vec{E}_A$  und  $\vec{H}_A$  bzw.  $\vec{E}_F$  und  $\vec{H}_F$  zu

$$\vec{H} = \vec{H}_A + \vec{H}_F = \frac{1}{\mu}\nabla \times \vec{A} - j\omega\vec{F} - \frac{j}{\omega\mu\epsilon}\nabla(\nabla \cdot \vec{F}), \quad (\text{A.16})$$

$$\vec{E} = \vec{E}_A + \vec{E}_F = -j\omega\vec{A} - \frac{j}{\omega\mu\epsilon}\nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \frac{1}{\epsilon}\nabla \times \vec{F}. \quad (\text{A.17})$$

Die elektrischen und magnetischen Vektorpotenziale können aus den Differenzialgleichungen (A.11) und (A.14) abgeleitet werden. Der Einfachheit halber wird im Folgenden nur die  $z$ -Komponente betrachtet, die Berechnung der anderen Komponenten erfolgt auf die gleiche Weise. Das sich aus einer Stromdichteverteilung  $J_z$  ergebende magnetische Vektorpotenzial  $A_z$  kann aus (A.11)

$$\nabla^2 A_z + k^2 A_z = -\mu J_z \quad (\text{A.18})$$

hergeleitet werden. Außerhalb der Quelle ist  $J_z = 0$  und es ergibt sich eine homogene Differentialgleichung.

Es soll eine Lösung für eine unendlich kleine Punktquelle, d.h. die Greensche Funktion, gefunden werden. Das von dieser erzeugte Vektorpotenzial  $A_z$  kann aus Symmetriegründen in einem Kugelkoordinatensystem keine Abhängigkeit von  $\theta$  und  $\phi$  haben, also  $A_z = A_z(r)$ , wobei  $r$  die Entfernung zur Quelle ist. Dieser Ansatz, in (A.18) eingesetzt, ergibt

$$\nabla^2 A_z(r) + k^2 A_z(r) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \frac{\partial A_z(r)}{\partial r} \right] + k^2 A_z(r) = 0, \quad (\text{A.19})$$

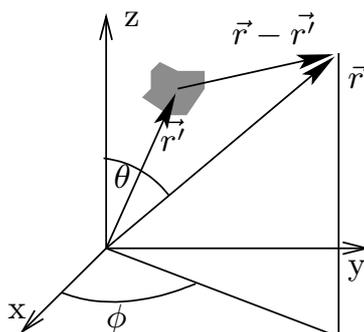
was zu

$$\frac{d^2 A_z(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dA_z(r)}{dr} + k^2 A_z(r) = 0, \quad (\text{A.20})$$

umgeformt werden kann. Diese homogene Differentialgleichung hat zwei unabhängige Lösungen

$$A_{z1} = \frac{J_z}{4\pi} \frac{e^{\pm jkr}}{r}, \quad (\text{A.21})$$

die eine nach außen und nach innen laufende Welle repräsentieren. Für die Lösung dieser Problemstellung ist nur die nach außen laufende Welle (negatives Vorzeichen im Exponenten) mit der Quelle im Mittelpunkt interessant. Da es sich hier um lineare Gleichungen handelt, können beliebige Stromverteilungen als eine Überlagerung vieler Punktquellen betrachtet werden. Befindet sich die Quelle nicht im Nullpunkt des Koordinatensystems, sondern an einer beliebigen Position  $\vec{r}'$  im Raum und gesucht ist das Feld an der Position  $\vec{r}$  (Bild A.1), dann lautet die allgemeine Lösung von (A.20)



**Bild A.1:** Koordinatensystem für Fernfeldberechnung

$$A_z(\vec{r}) = \frac{J_z}{4\pi} \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}. \quad (\text{A.22})$$

Im Bereich außerhalb der Quelle lautet die Lösung für dynamische Felder und eine beliebige Stromverteilung im Raum, für den Fall, dass der Stromdichtevektor nur aus einer z-Komponente besteht

$$A_z = \frac{1}{4\pi} \iiint_V J_z \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV'. \quad (\text{A.23})$$

---

Dementsprechend kann die Lösung für Ströme entlang der  $x$ - und  $y$ -Achse hergeleitet werden, was zu der allgemeinen Form führt

$$\vec{A} = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \vec{J} \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV'. \quad (\text{A.24})$$

Für das elektrische Vektorpotenzial aus magnetischen Ströme gilt analog dazu

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \vec{M} \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV'. \quad (\text{A.25})$$



## B Die Poissonsche Summenformel

Es sei  $F(j\omega)$  die Fouriertransformierte der stetigen und stetig differenzierbaren Funktion  $f(t)$  nach der Transformationsvorschrift

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-j\omega t} dt \quad (\text{B.1})$$

bzw.

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega)e^{j\omega t} d\omega. \quad (\text{B.2})$$

Aus  $f(t)$  lässt sich eine periodische Funktion

$$f_p(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} f\left(t + \frac{2\pi k}{h}\right) \quad (\text{B.3})$$

mit der Periodizität  $2\pi/h$  konstruieren. Diese periodische Funktion kann in eine komplexe Fourier-Reihe

$$f_p(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k e^{jkht} \quad (\text{B.4})$$

entwickelt werden, wobei angenommen wird, dass diese nach  $f_p(t)$  konvergiert. Hier ist  $c_k$  der  $k$ -te komplexe Fourier-Koeffizient von  $f_p$ , der sich aus

$$\begin{aligned} c_k &= \frac{h}{2\pi} \int_{-\pi/h}^{\pi/h} f_p(\tau) e^{-jk h \tau} d\tau = \frac{h}{2\pi} \int_{-\pi/h}^{\pi/h} \sum_{k=-\infty}^{\infty} f\left(\tau + \frac{2\pi k}{h}\right) e^{-jk h \tau} d\tau \\ &= \frac{h}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) e^{-jk h \tau} d\tau \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

berechnet. In (B.5) können Integration und Summation getauscht werden. Durch Einsetzen der Gleichung von (B.1), (B.3) und (B.5) in (B.4) erhält man die Poissonsche Summengleichung

$$\begin{aligned} \sum_{k=-\infty}^{\infty} f\left(t + \frac{2\pi k}{h}\right) &= \frac{h}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) e^{-jk h \tau} d\tau e^{jkht} \\ &= \frac{h}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} F(k\omega) e^{jkht}. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Setzt man in (B.6)  $t=0$ , so erhält man

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} f\left(\frac{2\pi k}{h}\right) = \frac{h}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) e^{-jk h \tau} d\tau = \frac{h}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} F(k\omega). \quad (\text{B.7})$$

Für den Spezialfall der Diracfunktion lässt sich folgende Beziehung herleiten

$$\delta(x - x_n) = \frac{1}{N} \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{jk\pi(x-x_n)}. \quad (\text{B.8})$$

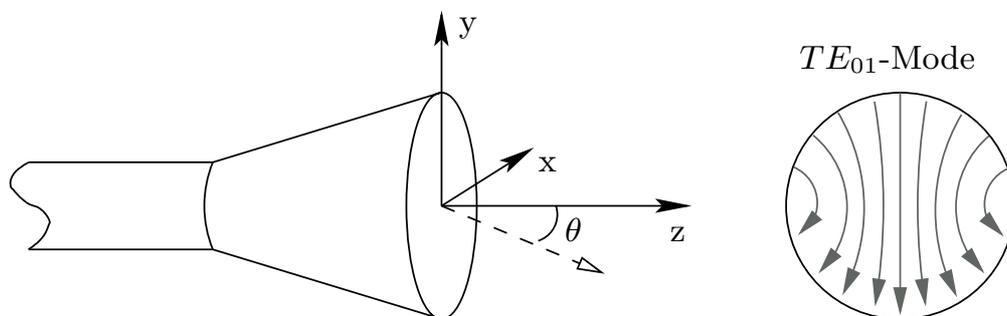
## C Zirkulares Speisehorn

An Speisehörner, die zur Ausleuchtung von Reflektoren dienen, werden zahlreiche Anforderungen gestellt. Je nach Einsatzbereich, Reflektortyp und Speisungsart können sich diese voneinander unterscheiden. Einige Punkte sind:

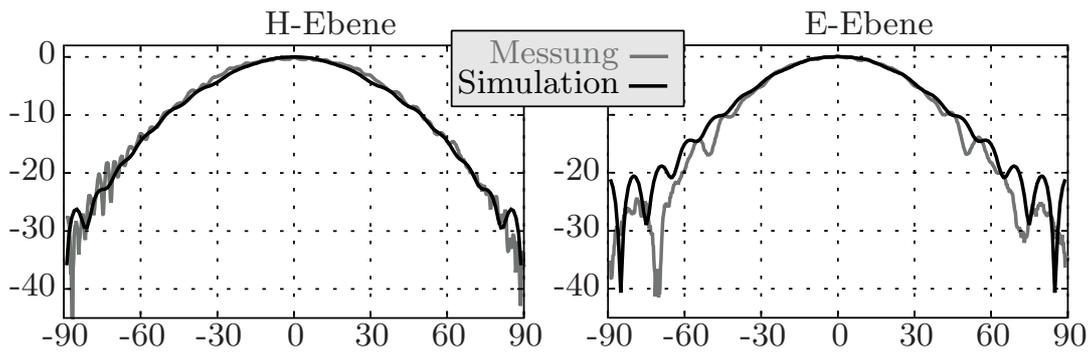
- möglichst achsensymmetrisches Strahlungsverhalten bei zentraler Speisung,
- niedrige Kreuzpolarisation,
- ein winkel- bzw richtungsunabhängiges Phasenzentrum,
- geringe Frequenzabhängigkeit der Strahlungscharakteristik,
- Abstrahlung nur in einem begrenzten Winkelbereich zur Reduzierung der Spillover-Effekte u.v.m..

Gerippte Hörner (engl. corrugated horns), wie sie häufig in der Radioastronomie und der Satelliten-Kommunikation verwendet werden, besitzen viele dieser Eigenschaften, werden aber wegen der aufwändigen Herstellung in dieser Arbeit nicht eingesetzt. Stattdessen wird ein konisches Speisehorn verwendet, wie es in Bild C.1 dargestellt ist. Der Konuswinkel und die Länge beeinflussen den Kreuzpolarisationslevel sowie die unterschiedliche Lage der Phasenzentren für die beiden Hauptebenen [90].

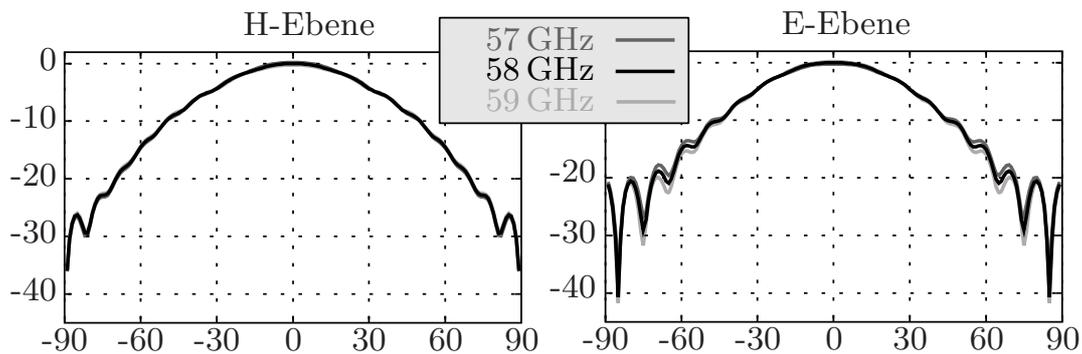
Bei der Anwendung in Kapitel 3.1.4 befindet sich der virtuelle Hauptreflektor im Abstand 60 mm und hat einen Durchmesser von 100 mm. Die Strahlen, die



**Bild C.1:** Verwendetes Speisehorn, Winkeldefinition



**Bild C.2:** Normiertes Fernfeld des Speisehorns bei 58 GHz, H- und E-Ebene

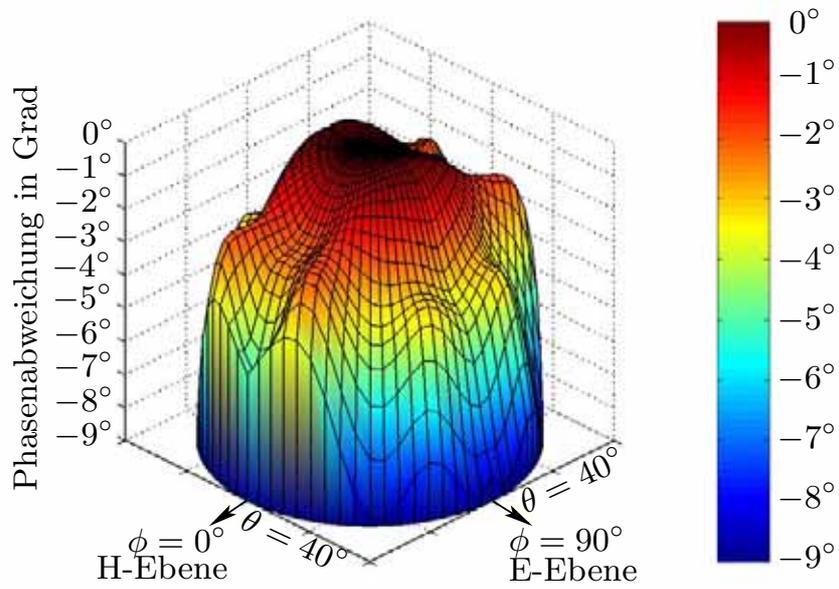


**Bild C.3:** Normiertes Fernfeld des Speisehorns bei 57 GHz, 58 GHz und 59 GHz

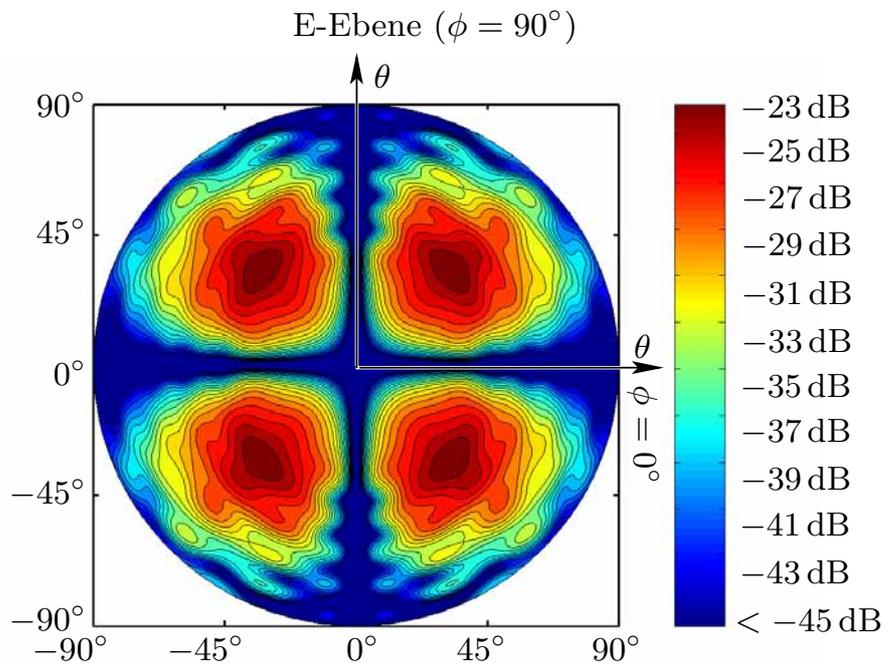
auf den Rand des Hauptreflektors treffen, verlassen das zentrierte Speisehorn unter ca.  $\theta = 40^\circ$ .

Die realisierte Rundhornantenne hat einen Aperturdurchmesser von 6.6 mm und einen Konuswinkel von  $15^\circ$ . Der Amplitudentaper auf dem planaren Reflektor beträgt bei 58 GHz 7.8 dB in der E-Ebene und 6.8 dB in der H-Ebene. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung von Simulation [13] und Messung, vor allem in dem relevanten Winkelbereich  $|\theta| < 40^\circ$  (Bild C.2).

Bei Offset-Frequenzen von  $\pm 1$  GHz verändert sich die Strahlungscharakteristik und somit die Amplitudenverteilung auf dem Reflektor nur minimal (Bild C.3). In Bild C.4 ist die winkelabhängige Phasenabweichung des Fernfeldes gegenüber einer idealen kugelförmigen Phasenfront, deren Mittelpunkt sich in der Mitte der Apertur befindet, aufgetragen. Die Abweichung ist in der E-Ebene größer, bleibt aber im Bereich  $\theta = 0^\circ..40^\circ$  unter  $10^\circ$ . Die Lage des Phasenzentrums ist also winkelabhängig. Der simulierte Gewinn bei 58 GHz beträgt 11.57 dBi, der gemessene Gewinn liegt bei 10.0 dBi. Die Kreuzpolarisation ist 23 dB unterhalb dem Maximum der Kopolarisation und am höchsten unter  $45^\circ$  zu den Hauptebenen bei ungefähr  $\theta = 45^\circ$  (Bild C.5).



**Bild C.4:** Phasenabweichung von kugelförmiger Phasenfront bei Annahme des Phasenzentrums in der Mitte der Aperturbene



**Bild C.5:** Kreuzpolarisationsunterdrückung



## D Abtasttheorem bei diskreten planaren Reflektoren

Bei der Herleitung des Reflexionsgesetzes wurde von einem kontinuierlichen Phasenverlauf  $\Phi(x, y)$  ausgegangen. Wie bereits erwähnt, wird bei den hier verwendeten Reflektoren die Reflexionsphase durch eine Einheitszelle der Größe  $A \times B$  eingestellt, also stark vereinfacht wird der Phasenverlauf im Abstand  $A$  bzw.  $B$  abgetastet. Ist ein Reflexionsphasenverlauf  $\Phi(x, y)$  vorgegeben, kann die maximal zulässige Zellgröße  $A$  bzw.  $B$  nach dem Abtasttheorem von Nyquist/Shannon bestimmt werden, so dass der Verlauf durch das diskrete Array reproduziert werden kann.

Dies ist nur dann der Fall, wenn die Phasenänderungen pro Zellgröße nicht zu groß sind. Es ist schnell ersichtlich, dass auf Grund der  $2\pi$ -Periodizität einer harmonischen Schwingung maximal ein Phasengradient von  $\pi$  pro Zellgröße eingestellt werden kann. Ein Gradient vom  $2\pi$  pro Zellgröße entspricht auf Grund der Periodizität einer Phasen-Gleichbelegung. Übermäßig große Gradienten sind physikalisch ohnehin nicht sinnvoll, da das Reflexionsgesetz dann zu Ausfallrichtungen führt, die nicht in den freien Raum, sondern in das Substrat hinein zeigen.

Von Bedeutung ist aber nicht nur die maximale Steigung des Phasenverlaufs, sondern auch dessen maximale Biegung/Krümmung. Dazu werden die Ableitungen höherer Ordnung oder die Ortsfrequenz betrachtet. Diese kann mit Hilfe der Fouriertransformation berechnet werden. Für den zweidimensionalen Fall mit Reflexionsphasenverlauf  $\Phi(x)$  ist dessen Fouriertransformierte definiert durch

$$\tilde{\Phi}(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x) e^{-j2\pi\alpha x} dx. \quad (\text{D.1})$$

Die maximale Ortsfrequenz  $\tilde{\Phi}_{\max}$  sollte nach dem Nyquist/Shannon-Kriterium kleiner sein als der Kehrwert der doppelten Zellgröße  $A$

$$\tilde{\Phi}_{\max} < \frac{1}{2A}, \quad (\text{D.2})$$

bzw. die Zellgröße darf den Wert  $1/(2\tilde{\Phi}_{\max})$  nicht überschreiten. Bei den hier verwendeten Reflektoren beträgt die Zellgröße etwa eine halbe Freiraumwellenlänge  $\lambda_0$ .  $\tilde{\Phi}_{\max}$  darf somit maximal den Wert  $1/\lambda_0$  annehmen. Aufgrund der begrenzten Ausdehnung eines realen Arrays kann diese Bedingung nie vollständig

erfüllt sein, wodurch sich Abweichungen in der Fernfeldcharakteristik ergeben können.

## E Äquivalenter Krümmungsradius bei planaren Reflektoren

Wellen, die an elektrisch großen, ideal leitenden Oberflächen reflektiert werden, können unter Einhaltung bestimmter Bedingungen mit Hilfe der Strahlenoptik (GO) sehr gut beschrieben werden. Die Energie bzw. die Feldstärke entlang eines Strahls wird dabei über Krümmungsradien der Wellenfront und der reflektierenden Oberfläche beschrieben. In Anhang F, Seite 165 befindet sich eine kurze Zusammenfassung über die wichtigsten Formeln der GO in Bezug auf diese Arbeit. Da bei dem hier verwendeten Aufbau mit planaren frequenzselektiven Reflektoren ebenfalls eine (teilweise) Beschreibung mit Hilfe von Strahlen erfolgt, ist auch hier eine mathematische Formulierung über die an den Strahl gekoppelte Feldstärke mit äquivalenten Formeln wünschenswert.

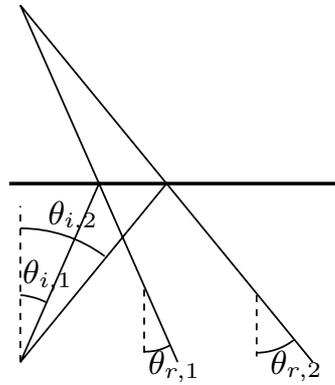
In Bild E.1 ist das Reflexionsverhalten von ideal leitenden und planaren frequenzselektiven Reflektoren gegenüber gestellt. Der gekippte optische Reflektor in Bild E.1 b) ist vergleichbar mit einem frequenzselektiven Reflektor mit linear ansteigender Reflexionsphase (Bild E.1 c). Während jedoch bei dem optischen Reflektor der Winkel zwischen zwei reflektierten Strahlen gleich bleibt, verändert sich der Winkel bei frequenzselektiven Reflektoren und führt z.B. zu einer schneller oder langsamer sinkenden Feldstärke entlang den Strahlen. Gewölbte Reflektoren, wie der in Bild E.1 d) dargestellte Parabolspiegel, sind vergleichbar mit einem planaren Reflektor mit nicht-linearem Reflexionsphasenverlauf (Bild E.1 e). Bei den beiden Reflektortypen kann die unterschiedliche Steigung des Reflexionsphasenverlaufs bzw. die Form der Oberfläche genutzt werden, um den Strahlenverlauf zu fokussieren oder in gewünschter Form zu verändern.

Bei der in Bild E.2 dargestellten Reflexion des Strahlensektors an einem frequenzselektiven Reflektor mit Reflexionsphasenverlauf  $\Phi(x)$  kommt es zu einer Aufweitung des Sektors gegenüber dem rein optischen Fall (graue Strahlen). Die Leistungsdichte  $S_2$  entlang eines Strahl in der Entfernung  $s$  vom Reflexionspunkt hängt bei optischen Reflektoren, wie in Anhang F, Seite 165, gezeigt, von den Krümmungsradien  $\rho_1$  und  $\rho_2$  der Wellenfronten nach der Reflexion und der Leistungsdichte am Reflexionspunkt  $S_1$  ab:

$$|S_2(s)| = |S_1| \sqrt{\frac{\rho_{r,1}}{\rho_{r,1} + s} \frac{\rho_{r,2}}{\rho_{r,2} + s}}. \quad (\text{E.1})$$

Eine entsprechende Beschreibung mit Krümmungsradien für frequenzselektive Reflektoren ist nur dann möglich, wenn garantiert ist, dass es nicht, wie in

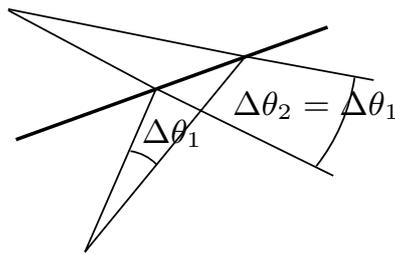
Bild 3.17 dargestellt, zu Überkreuzungen von Strahlen kommt bzw. dass nicht Strahlen, die vor der Reflexion zwischen den zwei Randstrahlen eines Sektors liegen, nach der Reflexion nicht mehr zwischen diesen verlaufen. Eine notwendige Bedingung dafür ist die Differenzierbarkeit des Phasenverlaufs  $\Phi$ . Bei einem überkreuzungsfreien Strahlenverlauf können die Krümmungsradien mit Hilfe des Reflexionsgesetzes im zweidimensionalen Fall bestimmt werden. Im dreidimensionalen Fall ergibt sich ein nichtlineares Differenzialgleichungssystem, das auf Grund seiner Komplexität nicht sinnvoll in den Syntheseprozess integriert werden kann.



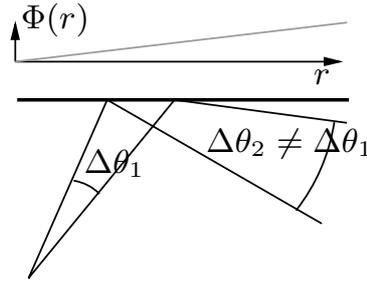
a) Winkeldefinitionen am Reflektor

**Optischer Reflektor**

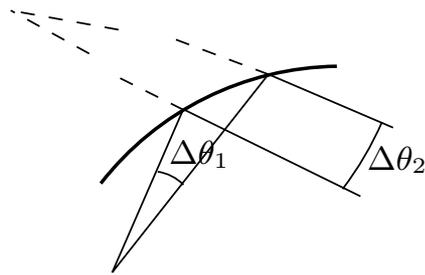
**Plan. frequenzsel. Reflektoren**



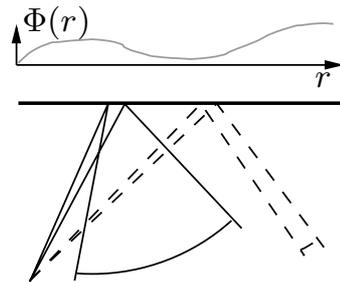
b) planarer Spiegel



c) linearer Phasenverlauf

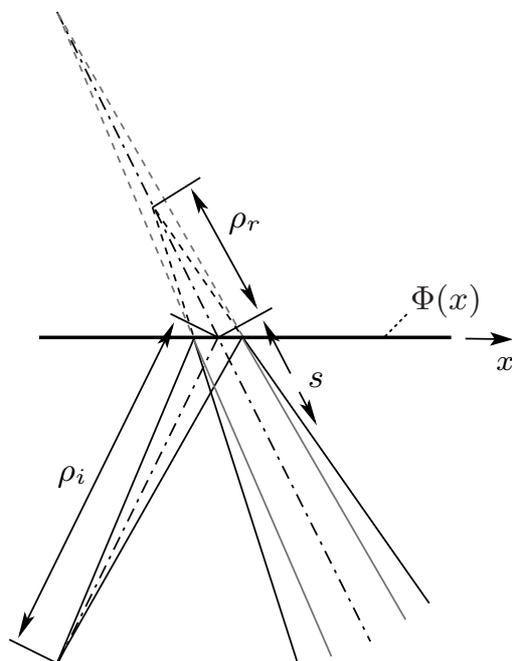


d) Parabol Reflektor

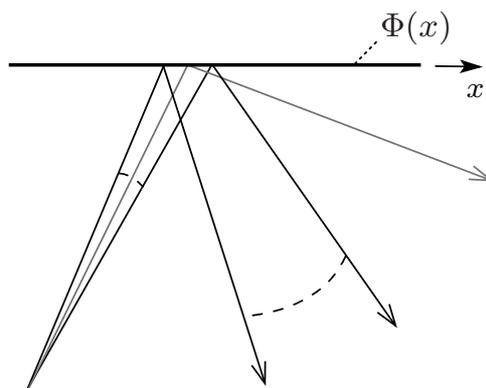


e) nichtlinearer Phasenverlauf

**Bild E.1:** Reflexionen an metallischen und frequenzselektiven Reflektoren.



**Bild E.2:** Krümmungsradien bei planaren Reflektoren.



**Bild E.3:** Eine quasi-optische Leistungsdichteberechnung ist nicht möglich, da es zur Überkreuzung von Strahlen kommt.

## F Die klassische Strahlenoptik - ein kurzer Überblick

Berechnungsverfahren wie die Orthogonalreihenentwicklung, die Methode der Finiten Elemente, das Spektralbereichsverfahren und andere Verfahren, die auf den Maxwell-Gleichungen beruhen, sind dafür geeignet, Strukturen zu berechnen, welche die Größenordnung weniger Wellenlängen haben. Bei größeren Strukturen steigt der Zeitaufwand und Ressourcenbedarf in nicht mehr bearbeitbare Höhen. Deswegen existieren Näherungen, die auf Hochfrequenz-Methode basieren, mit denen es möglich ist, effizient die Abstrahlung von Antennen und ähnlichen Systemen zu bestimmen, welche um ein Vielfaches größer als eine Wellenlänge sind.

Die Strahlenoptik (engl. geometrical optics, GO) ist eine Hochfrequenz-Methode, um die Ausbreitung für einfallende, reflektierte und transmittierte Strahlen zu beschreiben. Die Strahlenoptik wird vorwiegend zur Analyse der Ausbreitung des Lichts herangezogen, also bei sehr hohen Frequenzen, bei denen die Welleneigenschaften von geringerer Bedeutung sind. Eine Erweiterung stellt die von J. B. Keller [91, 92, 93] entwickelte Geometrical Theory of Diffraction (GTD) dar, in der gestreute Strahlen berücksichtigt werden. Neben der GTD existieren noch zahlreiche andere Techniken (UTD<sup>1</sup>, UAT<sup>2</sup>, ECM<sup>3</sup>,...), um elektromagnetische Felder mit Hilfe des Strahlenmodells zu beschreiben. Die Grundlage hierfür bildet jeweils die GO. Außerhalb des Schatten- und Übergangsbereichs liefert diese zuverlässige Ergebnisse und die oben aufgezählten Erweiterungen sind nicht notwendig.

Da die bewährten Formeln und Beschreibungen der GO so weit wie möglich auf planare frequenzselektive Reflektoren angewandt werden sollen, werden hier zwei für diese Arbeit relevante Grundlagen der GO kurz angesprochen.

### F.1 Energieerhaltung in der GO

In der GO breiten sich Strahlen senkrecht zu Wellenfronten<sup>4</sup> aus. Die entlang des Strahls auftretende Amplitudenvariation kann durch die Energieerhaltung entlang einer Strahlenröhre, wie sie in Bild F.1 gezeichnet ist, bestimmt werden.

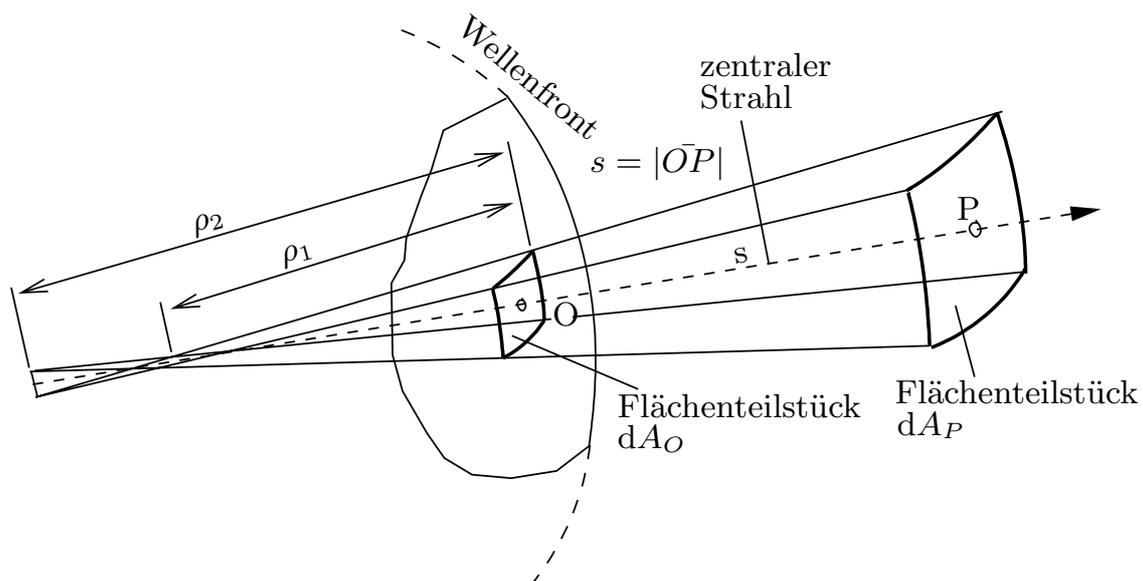
---

<sup>1</sup>uniform geometrical theory of diffraction

<sup>2</sup>uniform asymptotic theory

<sup>3</sup>equivalent current method

<sup>4</sup>Flächen auf denen die Felder phasengleich sind.



**Bild F.1:** Geometrische Interpretation der Amplitudenvariation eines Strahls.

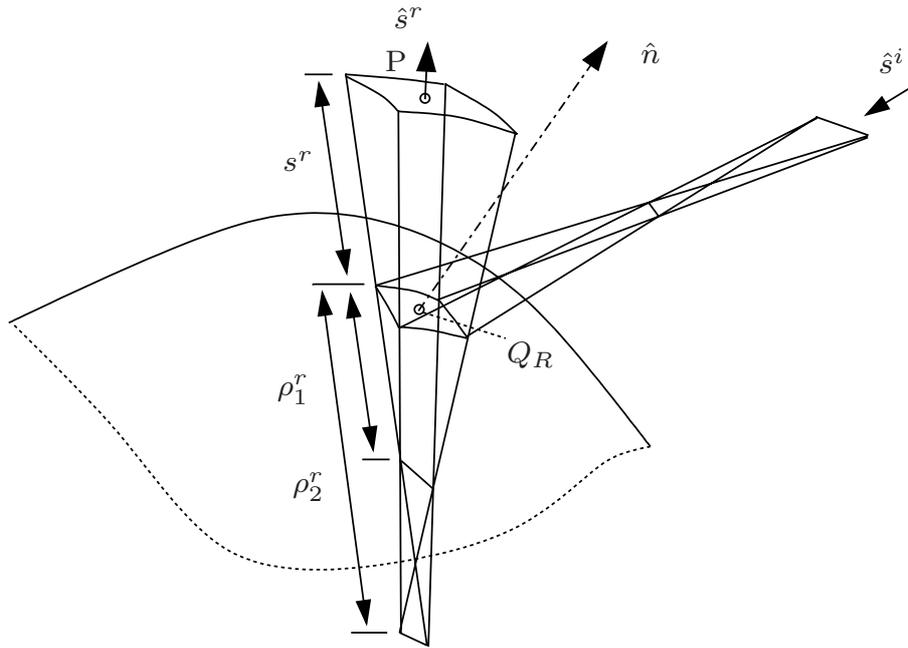
Das Flächenstück  $dA_O$ , das ein Teil einer beliebigen Wellenfront sein kann, hat sich nach der Strecke  $s$  auf die Fläche  $dA_P$  vergrößert und die Leistungsdichte dementsprechend verkleinert. Alternativ können nach Luneberg und Kline die GO-Felder in eine Reihe mit invertierter Leistung der Wellenzahl  $k$  entwickelt werden. Berücksichtigt man hier nur die Terme erster Ordnung, kommt man zu dem gleichen Ergebnis wie mit der Energieerhaltung. Das Verhältnis der Leistungen

$$\frac{|E_P|}{|E_O|} = \sqrt{\frac{dA_P}{dA_O}} = \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} \quad (\text{F.1})$$

hängt von den Radien  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  und der Entfernung  $s$  ab. Bei sphärischen Wellenfronten gilt  $\rho_1 = \rho_2 = \rho_0$ , bei zylindrischen  $\rho_1 = \infty$  und  $\rho_2 = \rho_0$  und bei planaren  $\rho_1 = \rho_2 = \infty$ . Die Radien  $\rho_1$  und  $\rho_2$  können auch negative Werte annehmen. Die Terme erster Ordnung der nach Luneberg und Kline in einer Reihe entwickelten Felder enthalten den bekannten Phasenterm  $e^{-jk s}$ , der auch in der klassischen GO angewendet wird.

## F.2 Reflexion an Oberflächen

Fällt eine Reihe von Strahlen, die von einer Quelle ausgehen, auf eine perfekt leitende Oberfläche, dann werden sie, wie in Bild F.2 gezeigt, an dieser reflektiert. Durch das Reflexionsgesetz (Snells' Law) wird die Richtung der Strahlen bestimmt. Das elektrische Feld  $\vec{E}^r(\vec{r})$ , das mit dem GO-Strahl verbunden ist,



**Bild F.2:** Geometrische Interpretation der Amplitudenvariation eines Strahls.

hat die Form von Gleichung (F.1)

$$E^r(P) = E^r(Q_R) \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + s^r)(\rho_2^r + s^r)}} e^{-jks^r} \quad (\text{F.2})$$

mit den prinzipiellen Krümmungsradien  $\rho_1^r$  und  $\rho_2^r$  der reflektierten Wellenfront am Reflexionspunkt  $Q_R$ . Das reflektierte Feld  $\vec{E}^r(Q_R)$  hängt vom einfallenden Feld  $\vec{E}^i(Q_R)$  am Reflexionspunkt  $Q_R$  ab. Eine Veränderung der Polarisation kann durch einen dyadischen Reflexionskoeffizienten  $\bar{R}$  bei  $Q_R$  erfasst werden. Somit ergibt sich nach [94, 95] die Gleichung

$$\begin{bmatrix} E_{=}^r(P) \\ E_{\perp}^r(P) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{=}^i(Q_R) \\ E_{\perp}^i(Q_R) \end{bmatrix} \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} e^{-jks^r}, \quad (\text{F.3})$$

wobei mit  $E_{=}$  bzw.  $E_{\perp}$  die zu der Reflektoroberfläche parallelen oder orthogonalen Feldkomponenten bezeichnet sind. Die Krümmungsradien  $\rho_1^r$ ,  $\rho_2^r$  der

reflektierten Welle werden mit

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_{1,2}^r} = \frac{1}{\rho_m^i} + \frac{f}{\rho_g(Q_R) \cos \theta^i} & \left( 1 \pm \left( \frac{\rho_g^2(Q_R) \cos^2 \theta^i}{4f^2} \left( \frac{1}{\rho_1^i} - \frac{1}{\rho_2^i} \right)^2 + \right. \right. \\ & \frac{\rho_g^2(Q_R) \cos \theta^i}{f^2} \left( \frac{1}{\rho_1^i} - \frac{1}{\rho_2^i} \right) \left[ \frac{g \cos 2\alpha_0}{\rho_g(Q_R)} - \sin 2\alpha_0 \sin 2\omega_0 \cos \theta^i \right. \\ & \left. \left. \times \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \right] + 1 - \frac{4\rho_g^2(Q_R) \cos^2 \theta^i}{f^2 R_1 R_2} \right)^{1/2} \right), \end{aligned} \quad (\text{F.4})$$

$$\frac{1}{\rho_m^i} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\rho_1^i} + \frac{1}{\rho_2^i} \right) \quad (\text{F.5})$$

und

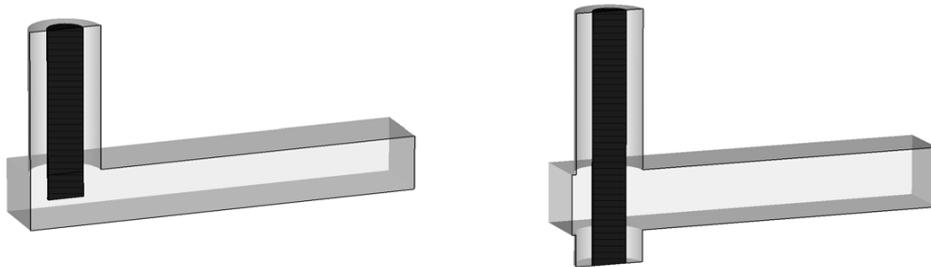
$$\begin{pmatrix} f \\ g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \pm \frac{\rho_g(Q_R)}{\rho_t(Q_R)} \cos^2 \theta^i \end{pmatrix} \quad (\text{F.6})$$

beschrieben, mit den prinzipiellen Radien  $R_1$  und  $R_2$  auf der Oberfläche an der Stelle  $Q_R$ , wobei für eine konvexe Oberfläche  $R_1 > 0$  ist und  $R_2 < 0$  für eine konkave Oberfläche ist. Mit  $\rho_t$  und  $\rho_r$  werden die Krümmungsradien in der Einfallsebene durch  $\hat{n}$  und der dazu orthogonalen Ebene beschrieben.  $\theta_i$  ist der Winkel zwischen  $\hat{n}$  und  $\hat{s}^i$ ,  $\omega_0$  ist der Winkel zwischen der Einfallsebene und einer der prinzipiellen Oberflächenrichtungen. Ausführlichere Beschreibungen sind z.B. in [94, 95, 96, 97, 98, 99] zu finden.

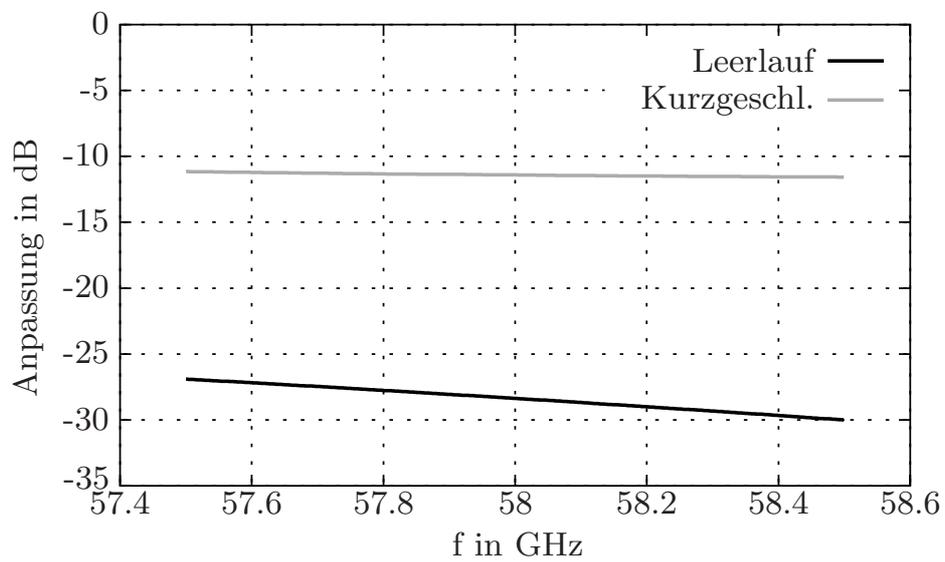
## G Übergang Rechteckhohlleiter-Koaxialleiter

Der Übergang soll mechanisch möglichst einfach und mit wenig Arbeitsschritten herstellbar sein. Der Koaxialleiter wird durch eine Bohrung von oben in den Rechteckhohlleiter gefertigt. Der Innenleiter kann dabei entweder frei in den Hohlleiter hinein ragen oder, wie in Bild G.1 rechts dargestellt, durch den Hohlleiter hindurch gehen und kurzgeschlossen werden. Dadurch vereinfacht sich die Montage deutlich, da der Innenleiter nur bis zum unteren Anschlag hinein geschoben werden muss. Bei der ersten Variante ist eine exakte Ausrichtung notwendig.

Die Anpassung der beiden Übergänge unterscheidet sich deutlich (Bild G.2). Vor allem bei der Variante mit dem kurzgeschlossenen Innenleiter ist diese sehr von dem Durchmesser des Koaxialleiters abhängig. In diesem Fall besitzt der Innenleiter einen Durchmesser von 1 mm und der Außenleiter von 2 mm. Der Koaxialleiter ist mit Teflon ( $\epsilon_r = 2.025$ ) gefüllt, das den Innenleiter in der richtigen Position hält. Ein zugespitzter oder dünnerer Innenleiter verbessert die Anpassung deutlich, wird hier aber aus mechanischen Gründen nicht verwendet.



**Bild G.1:** Schnitt durch die Übergänge mit leer laufendem (links) und kurzgeschlossenem (rechts) Koaxial-Innenleiter.



**Bild G.2:** Simulationsergebnisse: Anpassung der Übergänge

# H Übergänge zu Triplate-Leitern

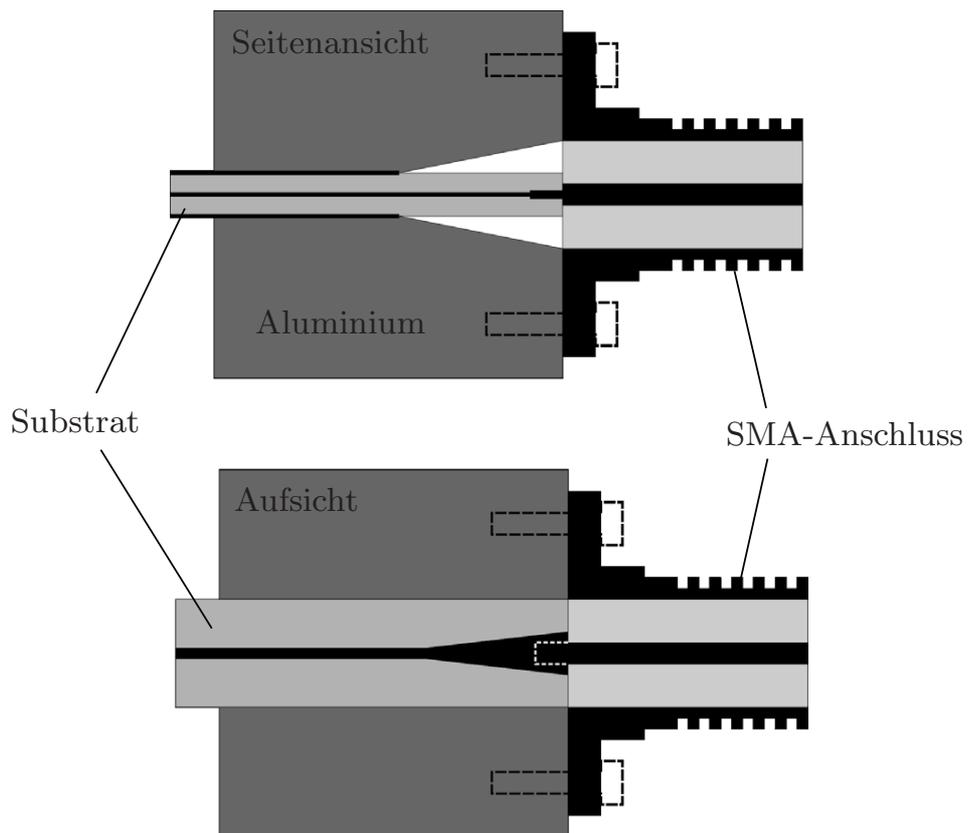
## H.1 Koaxial-Triplate-Übergang

Standardisierte Koaxialstecker wie die SMA-Baureihe sind meist bis zu Frequenzen von z.B. 18 GHz oder 26.5 GHz spezifiziert. Der für die 24 GHz-Triplate-Antenne entwickelte Übergang wandelt die TEM-Koaxialmode in eine TEM-Triplatemode um. Da die Feldverteilung beider Moden nicht zu unterschiedlich ist, kann die Modentransformation auf einfache Weise erfolgen.

Der Aufbau des Übergangs ist in Bild H.1 dargestellt. Der SMA-Stecker ist an einen Aluminium-Block geschraubt, in den ein Kanal entsprechend der Höhe des Triplateleiters gefräst ist. Zur vereinfachten Herstellung wird dieser Block aus zwei symmetrischen Hälften gefertigt. Am Ende des Kanals ist dieser auf die Höhe des Koaxialaußenleiters aufgeweitet. Am Ende der mit Teflon ( $\epsilon_r = 2.1$ ) gefüllten Koaxialleitung trifft die sich darin ausbreitende Welle auf eine Grenzschicht, deren linke Seite zum einen Teil aus Luft und zum anderen Teil aus dem Substrat des Triplateleiters ( $\epsilon_r = 2.33$ ) besteht. Außerdem ändert sich die Form des Außenleiters von rund nach rechteckig. Durch eine Verbreiterung des Innenleiters der Triplateleitung, wie sie in Bild H.1 unten zu sehen ist, können Reflexionen am Übergang minimiert werden. Die Anpassung des Übergangs ist in Bild H.2 dargestellt. Für den Fall, dass die Innenleiter der Triplate und Koaxialleitung elektrisch leitend miteinander verbunden sind, beträgt die 30 dB-Bandbreite 4 GHz. Da die Kontakte schwer zu löten sind, überlappen sich diese auf einer Länge von ca. 2 mm. Dabei können kleine Spalte bis zu 0.1 mm auftreten. Die Anpassung verschlechtert sich dann um ca. 10 dB. Da die Breite des Triplateleiter im Vergleich zur Substrathöhe und zur Breite des Innenleiters relativ groß ist, wird die Welle am Übergang von einer geschirmten in eine ungeschirmte Triplateleitung nicht messbar reflektiert.

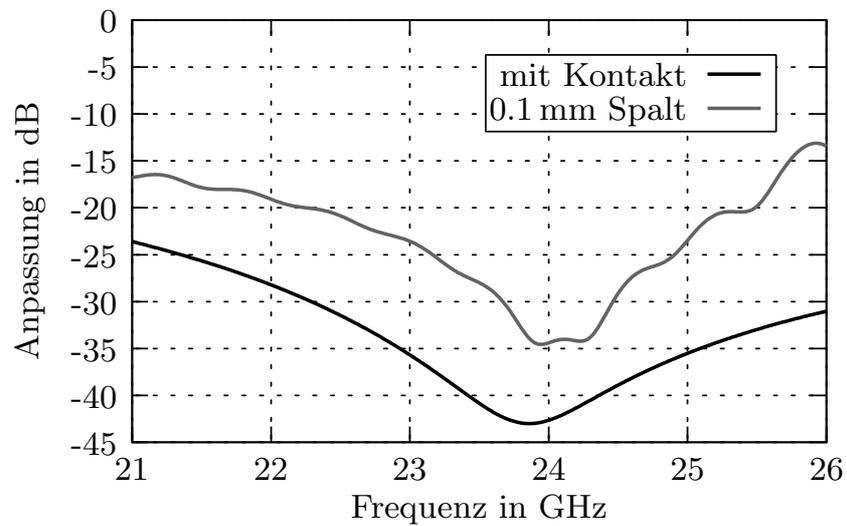
## H.2 Hohlleiter-Triplate-Übergang

Im mm-Wellen-Bereich erfolgt die Leistungszuführung in der Regel über verlustarme Hohlleiter. Hier kann ein Übergang auf die Triplateleitung erfolgen, indem diese (ohne Massemetallisierung), wie in Bild H.3 dargestellt, von oben ungefähr  $\lambda_{wg}/4$  vor einem Kurzschluss in den Hohlleiter hinein ragt. Um nur die symmetrische TEM-Mode anzuregen, ragt das Substrat der Breite nach in den Hohlleiter hinein. Da entscheidend ist, wie weit der Innenleiter in den Hohlleiter

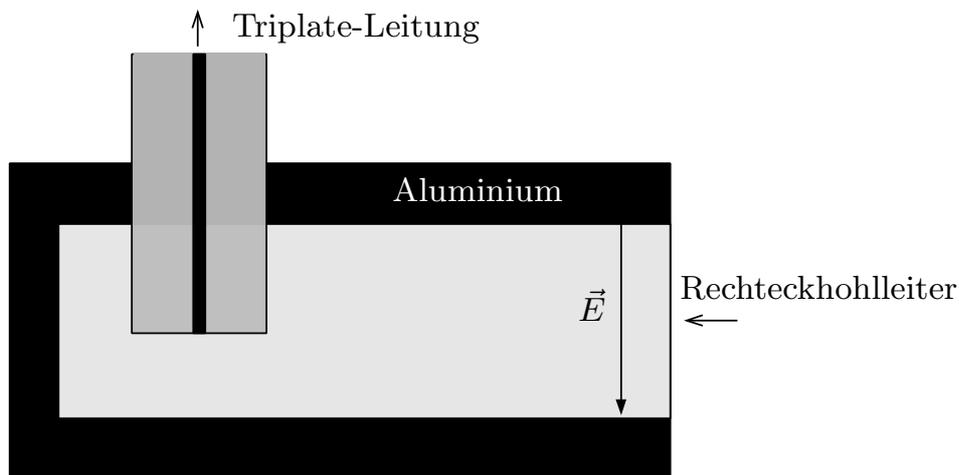


**Bild H.1: 1**

hinein ragt, und eine genaue Positionierung aufwendig ist, kann die Längeneinstellung auch über ein entsprechend zugeschnittenes Substrat erfolgen, welches von oben bis zum Anschlag an den Hohlleiterrand geschoben wird.



**Bild H.2:** Anpassung des Übergangs bei galvanisch kontaktierten Innenleitern und bei einem 0.1 mm breitem Spalt zwischen den Leitern (z.B. bei Kontaktierungsproblemen).



**Bild H.3:** Schnitt in der Mitte des Übergangs von Rechteckhohlleiter auf Triplate-Leitung im mm-Wellen-Bereich.



# I Feldtheoretische Betrachtung von Radialleitungen

Ausgang für die feldtheoretische Betrachtung von Radialleitungen (engl. radial transmission line, RTL) ist die Maxwellgleichung

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H}. \quad (\text{I.1})$$

Der lineare Rotationsoperator angewandt auf beiden Seiten ergibt

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} + \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) = -j\omega\mu\nabla \times \vec{H}. \quad (\text{I.2})$$

Die Divergenz von  $\vec{E}$  und die Rotation von  $\vec{H}$  können durch die Maxwellgleichungen substituiert werden:

$$-\nabla^2 \vec{E} + \nabla\left(\frac{\rho}{\epsilon}\right) = -j\omega\mu[\vec{J} + j\omega\epsilon\vec{E}] \quad (\text{I.3})$$

bzw.

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = j\omega\mu\vec{J} + \frac{1}{\epsilon}\nabla\rho, \quad (\text{I.4})$$

mit  $k^2 = \omega^2\mu\epsilon$ . Dementsprechend ergibt sich

$$\nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = -\nabla \times \vec{J}, \quad (\text{I.5})$$

die auch als inhomogene Helmholtz-Gleichung bezeichnet wird. Für den Fall der verlustlosen RTL sind nur Quellen an den Rändern vorhanden und es kann von einer homogenen Differentialgleichung ausgegangen werden. Während sich die Vektorgleichung im Fall von kartesischen Koordinaten in ihre Komponenten zerlegen lässt ( $\nabla^2 E_x + k^2 E_x = 0, \dots$ ), trennen sich diese bei gekrümmten Koordinatensystemen nicht auf. In zylindrischen Koordinaten, mit der Annahme, dass die Wellen eine  $z$ -Abhängigkeit in der Wellenform  $e^{-\gamma z}$  haben, wird die Helmholtzgleichung zu

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(r, \phi)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vec{E}(r, \phi)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(r, \phi)}{\partial \phi^2} = -k_c^2 \vec{E}(r, \phi) \quad (\text{I.6})$$

mit  $k_c^2 = \gamma^2 + \omega^2\mu\epsilon$ . Dementsprechend die H-Feld-Komponente. Für diese partielle Differentialgleichung wird ein Produkt-Lösungsansatz  $\vec{E}(r, \phi) = \vec{e}_E R(r) F(\phi)$

verwendet, wobei  $R$  eine Funktion nur von  $r$  ist,  $F$  nur von  $\phi$  und  $\vec{e}_E$  den Einheitsvektor in Richtung des elektrischen Feldes bezeichnet und keine Funktion von  $r$  und  $\phi$  ist. Im Falle einer RTL, die in der TEM-Mode betrieben wird, gilt  $\vec{e}_E = \vec{e}_z$ , für das magnetische Feld  $\vec{e}_H = \vec{e}_\phi$ . Mit diesem Lösungsansatz ergibt sich

$$R''F + \frac{R'F}{r} + \frac{F'R}{r^2} = -k_c^2 RF \quad (\text{I.7})$$

bzw. getrennt nach Variablen

$$r^2 \frac{R''}{R} + r \frac{R'}{R} + r^2 k_c^2 = -\frac{F''}{F}. \quad (\text{I.8})$$

Somit ist die linke Seite nur eine Funktion von  $r$  und die rechte Seite eine Funktion von  $\phi$ . Wenn beide Seiten für alle  $r$  und  $\phi$  gleich sein sollen, so müssen beide Seiten konstant sein. Somit ergeben sich zwei getrennte Differentialgleichungen

$$-\frac{F''}{F} = \nu^2 \quad (\text{I.9})$$

und

$$r^2 \frac{R''}{R} + r \frac{R'}{R} + r^2 k_c^2 = \nu^2 \quad (\text{I.10})$$

bzw.

$$R'' + \frac{1}{r}R' + (k_c^2 - \frac{\nu^2}{r^2})R = 0, \quad (\text{I.11})$$

wobei  $\nu^2$  die erwähnte Konstante sei. Während als Lösungen von I.10 Sinus- und Kosinus-Funktionen in Frage kommen, sind die Lösungen von I.11 Besselfunktion erster und zweiter Art und  $\nu$ -ter Ordnung:

$$R = A \cdot J_\nu(k_c r) + B \cdot N_\nu(k_c r), \quad (\text{I.12})$$

$$F = C \cdot \cos(\nu\phi) + D \cdot \sin(\nu\phi). \quad (\text{I.13})$$

Lineare Kombinationen aus Besselfunktionen erster und zweiter Art können der Einfachheit halber als Hankelfunktionen

$$H_\nu^{(1)}(k_c r) = J_\nu + jN_\nu(k_c r) \quad (\text{I.14})$$

und

$$H_\nu^{(2)}(k_c r) = J_\nu - jN_\nu(k_c r) \quad (\text{I.15})$$

---

geschrieben werden und damit ergibt sich

$$R = A_1 \cdot H_\nu^{(1)}(k_c r) + B_1 \cdot H_\nu^{(2)}(k_c r). \quad (\text{I.16})$$

Für die RTL mit TEM-Mode gibt es keine Variation der Felder in Abhängigkeit von  $\phi$  und  $z$ . Somit können  $\nu$  und  $\gamma$  zu Null gesetzt werden und für die Felder ergeben sich

$$E_z = A \cdot H_0^{(1)}(kr) + B \cdot H_0^{(2)}(kr) \quad (\text{I.17})$$

und

$$H_\phi = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{j}{\eta} \left[ A \cdot H_1^{(1)}(kr) + B \cdot H_1^{(2)}(kr) \right], \quad (\text{I.18})$$

wobei  $\eta$  der Freiraumwellenwiderstand ist. Durch die  $H_n^{(1)}$  und  $H_n^{(2)}$  Terme werden nach außen bzw. innen laufende Wellen beschrieben. Die Hankelfunktionen können auf Grund der besseren Übersicht als Betrag und Phase geschrieben werden:

$$H_0^{(1)}(kr) = J_0(kr) + jN_0(kr) = G_0(kr)e^{j\theta(kr)}, \quad (\text{I.19})$$

$$H_0^{(2)}(kr) = J_0(kr) - jN_0(kr) = G_0(kr)e^{-j\theta(kr)}, \quad (\text{I.20})$$

$$jH_1^{(1)}(kr) = -N_1(kr) + jJ_1(kr) = G_1(kr)e^{j\psi(kr)}, \quad (\text{I.21})$$

und

$$jH_1^{(2)}(kr) = N_1(kr) + jJ_1(kr) = -G_1(kr)e^{-j\psi(kr)}, \quad (\text{I.22})$$

wobei

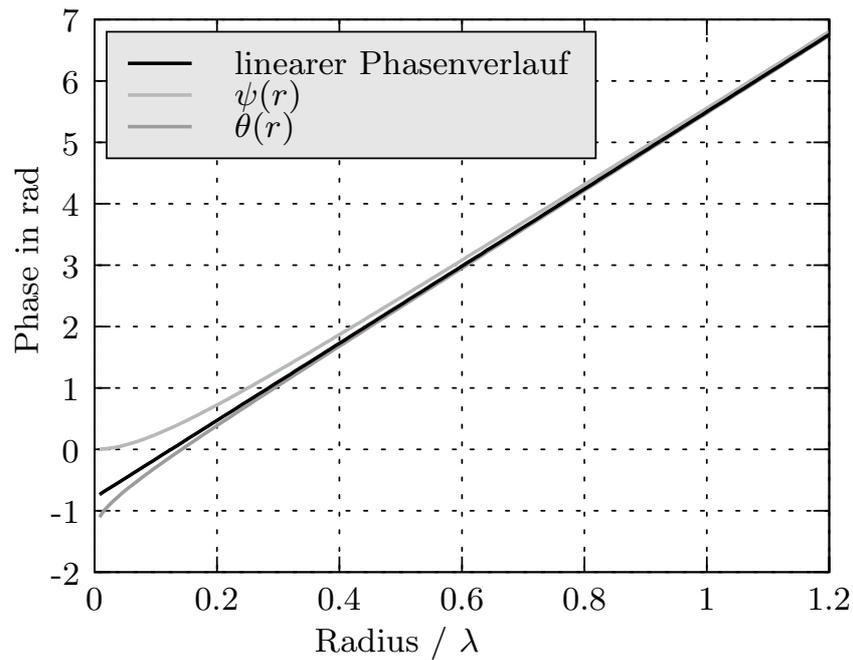
$$G_0(kr) = [J_0^2(kr) + N_0^2(kr)]^{1/2}, \quad (\text{I.23})$$

$$G_1(kr) = [J_1^2(kr) + N_1^2(kr)]^{1/2}, \quad (\text{I.24})$$

$$\theta(kr) = \text{artan}\left[\frac{N_0(kr)}{J_0(kr)}\right], \quad (\text{I.25})$$

und

$$\psi(kr) = \text{artan}\left[\frac{J_1(kr)}{-N_1(kr)}\right]. \quad (\text{I.26})$$



**Bild I.1:** Verlauf der Phasenterme des elektrischen und magnetischen Feldes der TEM-Mode eines Parallelplattenleiters im Vergleich zu einem linearen Verlauf. (24 GHz,  $r_{\text{innen}} = 0.1$  mm,  $r_{\text{außen}} = 15$  mm,  $\epsilon_r = 1$ )

Somit erhält man

$$E_z = G_0(kr)[Ae^{j\theta(kr)} + Be^{-j\theta(kr)}] \quad (\text{I.27})$$

und

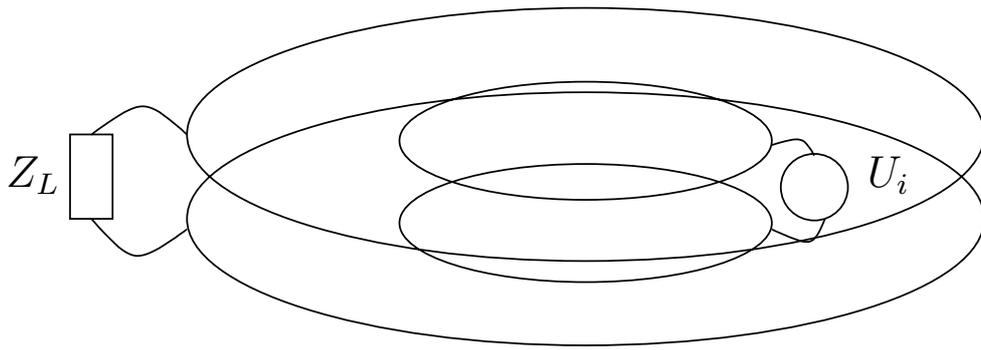
$$H_\phi = \frac{G_0(kr)}{Z_0(kr)}[Ae^{j\psi(kr)} + Be^{-j\psi(kr)}], \quad (\text{I.28})$$

mit

$$Z_0(kr) = \eta \frac{G_0(kr)}{G_1(kr)}. \quad (\text{I.29})$$

Für elektrisch große Radien ( $r > \lambda$ ) stellt sich ein  $90^\circ$  -Phasenunterschied zwischen elektrischem und magnetischem Feld ein (Bild I.1), d.h. die Radialleitung kann bei großen Radien wie eine ideale TEM-Leitung mit linearem Phasenverlauf modelliert werden.

Wenn die Felder bei verschiedenen Radien gegeben sind, können die Parameter  $A$  und  $B$  bestimmt werden. Ist wie nach Bild I.2 die Leitung nach außen hin mit einer Last  $Z_L = \frac{E_z(r_l)}{H_\phi(r_l)}$  abgeschlossen und die Eingangsimpedanz am Ort



**Bild I.2:** Radiale Leitung mit Quelle  $U_i$  und Lastwiderstand  $Z_L$

der Quelle  $Z_i = \frac{E_z(r_i)}{H_\phi(r_i)}$ , dann gilt

$$Z_i = Z_{0i} \left[ \frac{Z_L \cos(\theta_i - \psi_L) + j Z_{0L} \sin(\theta_i - \theta_L)}{Z_{0L} \cos(\psi_i - \theta_L) + j Z_L \sin(\psi_i - \psi_L)} \right]. \quad (\text{I.30})$$



## Literaturverzeichnis

- [1] TAKIMOTO, Y. ; IHARA, T.: Research activities on millimeter wave indoor communication systems in Japan. In: *Microwave Symposium Digest Bd. 2*, 1993, S. 673–676
- [2] International Telecommunication Union: *Draft revision of Recommendation ITU-R P.676-3*. 2000. – P-Series, Part 1, S. 1322 ff.
- [3] WINTER, J. ; NAZAROV, A.: Untersuchung von Sendernetztopologien für digitale Rundfunksysteme. In: *Kleinheubacher Tagung*, 2001
- [4] GALINDO, V.: Design of Dual-Reflector Antennas with Arbitrary Phase and Amplitude Distributions. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 12 (1964), Juli, S. 403–408
- [5] LEE, S.-W. ; CRAMER, P. ; WOO, K. ; RAHMAT-SAMII, Y.: Diffraction by an Arbitrary Subreflector: GTD Solution. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 27 (1979), Mai, Nr. 3, S. 305–316
- [6] PILZ, D. ; MENZEL, W.: Printed mm-wave folded reflector antennas with high gain, low loss and low profile. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 38 (2000), Juli, S. 790–793
- [7] MENZEL, W. ; AL-TIKITI, M. ; LEBERER, R.: A 76 GHz multiple-beam planar reflector antenna. In: *European Microwave Conference Bd. 3*, 2002, S. 977–980
- [8] MITTRA, R. ; CHAN, C. H. ; CWIK, T.: Techniques for analyzing frequency selective surfaces - a review. In: *Proceedings of the IEEE* 12 (1988), Dezember, Nr. 76, S. 1593–1615
- [9] ITOH, T. (Hrsg.): *Numerical techniques for microwave and millimeterwave passive structures*. John Wiley & Sons, 1989
- [10] WEILAND, T.: Eine Methode zur Lösung der Maxwellschen Gleichungen für sechskomponentige Felder auf diskreter Basis. In: *Archiv für Elektrotechnik und Übertragungstechnik* 31 (1977), Nr. 3, S. 116–120

- [11] CLEMENS, M. ; WEILAND, T.: Discrete Electromagnetism with the Finite Integration Technique. In: *Progress in Electromagnetic Research PIER* 32 (2001), S. 65–87
- [12] YEE, K. S.: Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equation in Isotropic Media. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 14 (1966), Mai, Nr. 3, S. 302–307
- [13] TECHNOLOGY, Computer S.: *Microwave Studio 5.0.* – Simulationssoftware
- [14] ARLETT, P. L. ; ZIENKIEWICZ, O. C.: Application of finite elements to the solution of Helmholtz's equation. In: *Proc. IEE* 115 (1968), Dezember, Nr. 12, S. 1762–1766
- [15] SILVESTER, P.: A General High-Order Finite-Element Waveguide Analysis Program. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 17 (1969), April, Nr. 4, S. 204–210
- [16] CORPORATION, Ansoft: *HFSS 9.1.* – Simulationssoftware
- [17] PILZ, D.: *Planare, periodische und quasiperiodische Strukturen zur Erzeugung von Polarisatoren und Antennen*, Universität Ulm, Dissertation, Juni 1999
- [18] GRABHERR, W.: *Mehrlagige Planare Resonatoranordnungen Für Passive und Aktive Antennen und Wellenübergänge*, Universität Ulm, Dissertation, Juli 1995
- [19] BECKS, T.: *Elektrodynamische Simulation von passiven dreidimensionalen Komponenten in (M)MIC-Schaltungen mit dem Spektralbereichsverfahren*, Universität Duisburg, Dissertation, März 1993
- [20] SCHWAB, W.: *Zum Entwurf von Mikro- und mm-Wellenkomponenten in planarer Mehrlagentechnik*, Universität Ulm, Dissertation, April 1994
- [21] WERTGEN, W.: *Elektrodynamische Analyse geometrisch komplexer (M)MIC-Strukturen mit effizienten numerischen Strategien*, Universität Duisburg, Dissertation, Dezember 1989
- [22] ITOH, T. ; MENZEL, W.: A full-wave analysis method for open microstrip structures. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 29 (1981), Januar, Nr. 1, S. 63–68
- [23] MENZEL, W.: A new interpretation of the spectral domain immittance matrix approach. In: *IEEE Microwave and Guided Wave Letters* 9 (1993), Nr. 3, S. 305–306

- [24] HARRINGTON, R. F.: *Field Computation by Moment Methods*. Florida, USA : Krieger Publishing & Co., Inc., 1987
- [25] PILZ, D. ; MENZEL, W.: A novel linear-circular polarization convertor. In: *28th European Microwave Conference* Bd. 2. – Amsterdam, S. 18–23
- [26] LEBERER, R. ; PERRONE, E. ; MENZEL, W.: Millimeter-wave folded lens antennas. In: *Jina, International Symposium on Antennas*. Nizza, Frankreich, November 2004, S. 486–487
- [27] CADORET, D. L. ; LAISNE, A. ; GILLARD, R. ; LEGAY, H.: New reflectarray cells using coupled microstrip patches loaded with slots. In: *JINA 2004, International Symposium on Antennas, Nice, 2004*, S. Poster 3.7
- [28] ZORNOZA, J. A. ; LEBERER, R. ; MORAGA, M. ; ENCINAR, J. A. ; MENZEL, W.: A Folded 3-Layer Printed Reflectarray with Shaped Pattern for LMDS Central Station Sectorized Antenna. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* Bd. 1, 2004. – Session 1, S. 5–8
- [29] ENCINAR, J. A. ; ZORNOZA, J. A.: Design and Development of Multilayer Printed Reflectarrays for Dual Polarisation and Bandwidth enhancement. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium*. Davos, April 2000. – Session 4A9 (paper 0236)
- [30] GERMANI, S. ; BOZZI, M. ; PERREGRINI, L.: Analysis and Performance Comparison of Printed Reflectarrays. In: *33rd European Microwave Conference*, 2003, S. 523–526
- [31] ENCINAR, J. A.: Design of two-layer printed reflectarrays for bandwidth enhancement. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium* Bd. 37, 1999, S. 1164–1167
- [32] TARGONZKI, S. D. ; POZAR, D. M.: Analysis and design of a microstrip reflectarray using patches of variable size. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium* Bd. 32, 1994, S. 1820–1823
- [33] CHANG, D.-C. ; HUANG, M.-C.: Multiple-polarization microstrip reflectarray antenna with high efficiency and low cross-polarization. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 43 (1995), August, S. 829–834
- [34] MITZLAFF, J. E.: Radio Propagation and Anti-Multipath Techniques in the WIN Environment. In: *IEEE Network Magazine* 5 (1991), November, Nr. 6, S. 21–26

- [35] MARUYAMA, T.: Design and Analysis of Small Multi-Sector Antenna for Wireless LANs Made by Monopole Yagi-Uda Array Antenna. In: *IEICE* (1997)
- [36] ARAI, H. ; EBINE, Y.: 6-Sector Antenna Using Proximity Coupled Taper Slot for Multi-Media Mobile Systems. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium*, 1998, S. 1430–1433
- [37] MORI, K. ; ARAI, H. ; EBINE, Y.: A 12-sector antenna using proximity coupled taper slot. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium* Bd. 37, 1999, S. 2412–2415
- [38] POZAR, D. M. ; TARGONSKI, S. D. ; POKULS, R.: A Shaped-Beam Microstrip Patch Reflectarray. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 47 (1999), Juli, Nr. 7, S. 1167–1173
- [39] ZONORZA, J. A. ; BIALKOWSKI, M. E.: Australia and New Zealand Satellite Coverage using a Microstrip Patch Reflectarray. In: *Microwave and Optical Technology Letters* 37 (2003), Juni, Nr. 5, S. 321–325
- [40] ENCINAR, J. A.: polarising grid and articulo. . – Persönliche Mitteilung
- [41] LEBERER, R. ; MENZEL, W.: Folded Millimeter-Wave Shaped-Beam Reflectarrays. In: *Topical Symposium on Millimeter Waves (TSMMW)*. Yokusuka, Japan, März 2004, S. 93–97
- [42] AMD M. AL-TIKRITI, W. M. ; LEBERER, R.: Low-profile folded reflectarray antennas for communication applications (invited). In: *European Workshop on INTEGRATED RADIO COMMUNICATION SYSTEMS*. Chateau de Pignerolles, Frankreich, Mai 2002
- [43] MENZEL, W. ; AL-TIKRITI, M. ; LEBERER, R.: Compact folded mm-wave reflectarray antennas. In: *3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Application*. Espoo, Finland, 2003, S. 101–106
- [44] MENZEL, W. ; LEBERER, R. ; AL-TIKRITI, M.: Millimeterwellen-Antennen auf der Basis planarer Reflektoren. In: *EEEFOM Workshop*. Ulm, 2003
- [45] SCHELKUNOFF, S.: Some Equivalence Theorems of Electromagnetics and their Application to Radiation Problems. In: *Bell Sys. Tech. J.* (1936), Nr. 15, S. 92–112
- [46] BALANIS, C. A.: *Antenna Theory, Analysis and Design*. second. John Wiley & Sons, Inc., 1997

- [47] HARRINGTON, R. F.: *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. McGRAW-HILL BOOK COMPANY, 1961
- [48] WOODWARD, P. M. ; LAWSON, J. D.: The theoretical precision with which an arbitrary radiation pattern may be obtained from a source with finite size. In: *Proc. Inst. Elect. Eng.* 95 (1948), Nr. 3, S. 363–370
- [49] BORGIOTTI, G.: A synthesis method for bi-dimensional apertures. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 16 (1968), März, S. 188–193
- [50] HANSEN, R. C.: Antenna Pattern Control and Synthesis. In: *Proceedings of the IEEE - Special Issue Antennas* 80 (1992), Januar, S. 141–151
- [51] CHANG, H.-P. ; SARKAR, T. K. ; PEREIRA-FILHO, O. M. C.: Antenna Pattern Synthesis utilizing Spherical Bessel Functions. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 48 (2000), Juni, Nr. 6, S. 853–859
- [52] KSIENSKI, A.: Maximally flat and quasi-smooth sector beams. In: *IRE Transactions on Antennas and Propagation* (1960), September, S. 476–484
- [53] EVANS, L. E.: Synthesis of equiripple sector antenna patterns. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* (1967), Mai, S. 347–353
- [54] SAFAAI-JAZI, A.: A new formulation for the design of Chebyshev arrays. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 42 (1994), March, S. 439–443
- [55] SABHARWAL, A. ; AVIDOR, D. ; POTTER, L.: Sector beam synthesis for cellular systems using phased antenna arrays. In: *IEEE Transactions on Vehicular Technology* 49 (2000), September, Nr. 5, S. 1784–1792
- [56] CHERRETTE, A. R. ; CHANG, D. C. D.: Phase array contour beam shaping by phase optimization. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium* Bd. 23, 1985, S. 475–478
- [57] BUCCI, O. M. ; FRANCESCHETTI, G. ; MAZZARELLA, G. ; PANARIELLO, G.: A general projection approach to array synthesis. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium*, 1989, S. 146–149
- [58] ZAGHLOUL, A. I. ; FREEMAN, D. K.: Phased array synthesis for shaped beams using power matrix technique. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium* Bd. 24, 1986, S. 177–180
- [59] BUCCI, O. M. ; FRANCESCHETTI, G. ; MAZZARELLA, G. ; PANARIELLO, G.: Intersection approach to array pattern synthesis. In: *IEE Proceedings Microwave, Antennas and Propagation* (1990)

- [60] VASKELAINEN, L. I.: Phase synthesis of conformal array antennas. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 48 (2000), Juni, Nr. 6, S. 987–991
- [61] ISHIMARU, A.: Theory of Unequally-Spaced Arrays. In: *IRE Transactions on Antennas and Propagation* (1962), November, S. 691–702
- [62] SHANKS, H. E.: A geometrical optics method of pattern synthesis for linear arrays. In: *IRE Transactions on Antennas and Propagation* 8 (1960), September, S. 485–490
- [63] CHAKRABORTY, A. ; DAS, B. N. ; SANYAL, G. S.: Beam shaping using non-linear phase distribution in a uniform spaced array. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 30 (1982), September, Nr. 5, S. 1031–1034
- [64] CHAKRABORTY, A. ; DAS, B. N. ; SANYAL, G. S.: Determination of phase functions for a desired one-dimensional pattern. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 29 (1981), Mai, Nr. 3, S. 502–506
- [65] SUBRAMANIAN, A. K. ; PANDHARIPANDE, V. M.: Gaussian phase function for phased array beam shaping. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium* Bd. 30, 1992, S. 441–445
- [66] BALANIS, C. A.: *Advanced Engineering Electromagnetics*. John Wiley & Sons, Inc., 1989
- [67] COOK, C. E. ; BERNFELD, M.: *Radar Signals*. New York: Academic, 1967
- [68] MENZEL, W. ; PILZ, D.: Printed mm-wave folded reflector antennas with high gain, low loss and low profile. In: *IEEE Antennas and Propagation Conference* Bd. 2, 2000, S. 790–793
- [69] MITTRA, R. ; GALINDO-ISRAEL, V.: Some fundamental questions related to the problems of dual reflector synthesis. In: *Proc. Nat. Radio Sci. Meet.* Boulder, Januar 1978
- [70] HERSCOVICI, N. ; SIPUS, Z. ; KILDAI, P.-S.: The cylindrical omnidirectional patch antenna. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 49 (2001), Dezember, Nr. 12
- [71] KOLUNZIJA, B. ; BRANKOVIC, V. ; ZIMMERMANN, S.: Design of monopole antenna mounted on a shaped circular reflector for mm-wave application. In: *Tenth International Conference on Antennas and Propagation* Bd. 1, 1997, S. 460–463

- [72] SAMADDAR, S. N. ; MOKOLE, E. L.: Biconical Antennas with unequal cone angle. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 46 (1998), Februar, Nr. 2, S. 181–193
- [73] XU, S. ; MIN, J. ; PENG, S.-T. ; SCHWERING, F. K.: A millimeter-wave omnidirectional circular dielectric rod grating antenna. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 39 (1991), Juli, Nr. 7, S. 883–891
- [74] HALL, R. C. ; WU, D. I.: Modeling and design of circularly-polarized cylindrical wraparound microstrip antennas. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium* Bd. 1, 1996, S. 672–675
- [75] HERSCHLEIN, A. ; GOTTWALD, G. ; WIESBECK, W.: Patch antennas on finite and infinite cylindrical surface structures. In: *IEEE Int. Symposium on Phases Array Systems and Technology*, 1996, S. 168–170
- [76] WARNS, C. ; MENZEL, W.: Omnidirectional microstrip patch antenna for ISM applications. In: *MIOP*, 1997. – Sindelfingen, S. 222–225
- [77] FAN, M.-Y. ; ZHANG, X.-X.: A novel planar omnidirectional antenna. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium* Bd. 1, 1999, S. 678–681
- [78] VAUGHAN, M. J. ; COMPTON, R. C.: Improved radiation pattern for 28 GHz omni-directional quasi-optical oscillator array. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium* Bd. 3, 1995, S. 1372–1375
- [79] HETTAK, K. ; DELISLE, G.: Omnidirectional-dual polarized antenna for wireless indoor applications at millimeter waves. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium* Bd. 3, 1999, S. 2054–2057
- [80] GRABHERR, W. ; HUDER, B.: Omnidirectional slotted-waveguide array antenna. In: *29th European Microwave Conference*, 1999. – München, S. 134–137
- [81] BERGMANN, J. R. ; HASSELMANN, F. J. V.: A shaped single reflector antenna for omnidirectional coverage in point-to-multipoint services. In: *Proceedings of Millenium Conference on Antennas and Propagation*, 2000. – Davos, S. 773 (poster-session)
- [82] OREFICE, M. ; PIRINOLI: A dual reflector antenna for omnidirectional coverage. In: *IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium* Bd. 1, 1993, S. 274–277
- [83] LEBERER, R. ; MENZEL, W.: A novel mm-wave dual reflector antenna with omnidirectional radiation pattern. In: *Jina, International Symposium on Antennas*. Nizza, Frankreich, November 2002

- [84] HUANG, J. ; POGORZELSKI, R. J.: A Ka-band microstrip reflectarray with elements having variable rotation angles. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 46 (1998), S. 650–656
- [85] PERSON, C. ; CAILLERE, N. ; COUPEZ, J. P.: Co-integration of filters and waveguide to microstrip transitions using the foam technolog. In: *33rd European Microwave Conference Proc., Munich, 2003*, S. 435–438
- [86] LIER, E.: Cross polarization from dual mode horn antennas. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 34 (1986), Januar, Nr. 1, S. 106–110
- [87] SKOBELEV, S. P. ; KU, Bon-Jun ; SHISHLOV, A. V. ; AHN, Do-Seob: Optimum geometry and performance of a dual-mode horn modification. In: *IEEE Antennas and Propagation Magazine* 43 (2001), Februar, Nr. 1, S. 90–93
- [88] WONG, K.-L. ; CHIOU, T.-W.: Omnidirectional planar dipole array antenna. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 52 (2004), Februar, Nr. 2, S. 624–628
- [89] LEBERER, R. ; MENZEL, W.: A novel planar traveling wave antenna with omnidirectional radiation characteristic. In: *JINA, International Symposium on Antennas*. Nizza, Frankreich, November 2004
- [90] OHTERA, I. ; UJIE, H.: Nomographs for phase centers of conical corrugated and  $TE_{11}$  mode horns. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 23 (1975), November, S. 858–859
- [91] KELLER, J. B.: Geometrical theory of diffraction. In: *J. Opt. Soc. Am.* 52 (1962), S. 116–130
- [92] KELLER, J. B. ; GRAVES, L. M. (Hrsg.): *A geometrical theory of diffraction*. McGraw-Hill Book Co., 1958
- [93] LEVY, B. R. ; KELLER, J.B.: Diffraction by a smooth object. In: *Commun. Pure Appl. Math.* 12 (1959), S. 159–209
- [94] KOUYOUMJIAN, R. G. ; RATHAK, P. H.: The dyadic diffraction coefficient for a curved edge / Electro Science Laboratory, Dept. Elect. Eng., Ohio State. Univ., Columbus. 1973. – Forschungsbericht. Anhang III
- [95] LO, Y. T. (Hrsg.) ; LEE, S. W. (Hrsg.): *Antenna Handbook*. Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1988

- [96] DESCHAMPS, G. A.: Ray techniques in electromagnetics. In: *Proceedings of the IEEE* 60 (1972), September, S. 1022–1035
- [97] LEE, S. W.: Electromagnetic reflection from a conducting surface: geometrical optics solution. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 23 (1975), S. 184–191
- [98] LEE, S. W. ; SHESHADRAI, M. S. ; JAMNEJAD, V. ; MITTRA, R.: Refraction at a curved dielectric interface: geometrical optics solution. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 30 (1982), Januar, Nr. 1, S. 12–19
- [99] SILVER, S. (Hrsg.): *Microwave Antenna Theory and Design*. Reprinted. Peter Peregrinus Ltd., London, 1986



## Lebenslauf mit wissenschaftlichem Werdegang



Name: Ralf Leberer  
Geburtsdatum: 26.10.1973  
Geburtsort: Tettnang

### Schulausbildung

Sep. 1980 – Aug. 1984 Berger-Höhe-Grundschule, Wangen im Allgäu  
Sep. 1984 – Aug. 1990 Rupert-Ness-Gymnasium, Wangen im Allgäu  
Sep. 1990 – Jun. 1993 Technisches Gymnasium, Leutkirch  
Abschluss: Abitur

### Studium

Okt. 1993 – März 1999 Studium der Elektrotechnik an der Universität  
Ulm, Studienmodell Hochfrequenztechnik  
Abschluss: Diplom-Ingenieur  
Okt. 1997 – Jan. 1998 Studienaufenthalt an der Universität Uppsala,  
Schweden

### Berufstätigkeit

Mai 1999 – Okt. 2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung  
Mikrowellentechnik an der Universität Ulm  
seit März 2005 Entwicklungsingenieur bei der EADS in Ulm





