

**Ein Beitrag zur
quasi-optischen Leistungsaddition
mit periodischen Strukturen**

Vom Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg–Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor–Ingenieur
genehmigte Dissertation

von

Michael Höft

aus Lübeck

2002

Berichterstatter: 1. Prof. Dr.–Ing. K. Schünemann
 2. Prof. Dr. rer. nat. E. Brinkmeyer
 3. Prof. Dr.–Ing. R. Knöchel
 4. Prof. em. Dr.–Ing. Dr.–Ing. E.h. mult. Dr. rer. nat. h.c. H.-G. Unger

Vorsitzender des
Prüfungsausschusses: Prof. Dr. rer. nat. U. Killat

Tag der mündlichen Prüfung: 20.12.2002

Danksagung

Herrn Prof. Schünemann danke ich ganz besonders für die Betreuung dieser Arbeit sowie die Erfahrungen und Erlebnisse, die mir als wissenschaftlicher Mitarbeiter in seinem Institut zuteil wurden. Dies alles kann hier nicht in Worte gefasst werden.

Herrn Prof. Brinkmeyer, Herrn Prof. Knöchel und Herrn Prof. Unger danke ich für die bereitwillige Übernahme des Korreferates und dem damit verbundenen Aufwand.

Während meiner Arbeit habe ich meine Freundin Viki Müllerwiebus kennengelernt. Sie hat mich bei der Durchführung der Arbeit stets motiviert. Ihr gebührt der meiste Dank. Mahmoud Shahabadi danke ich für die Hilfestellungen bei der Einarbeitung in viele Grundlagen für diese Arbeit. Mahmood Akbari danke ich für die Freundschaft, Hilfsbereitschaft und nützlichen Diskussionen. Wern-Yarng Shieh danke ich für aufmunternde Worte bei dem einen oder anderen Glas Wein. *I would also like to gratefully acknowledge Prof. Shi-Ping Zhou and Prof. Deming Xu from the Shanghai University for their kindness and friendship.* Ohne die Ratschläge und Hilfestellungen durch meinen Zimmerkollegen Bert Schumann – nicht nur bei der praktischen Realisierung der quasi-optischen Systeme – wäre diese Arbeit kaum möglich gewesen. Vielen Dank für die Freundschaft und Hilfe. Danken möchte ich auch Rolf Judaschke für Korrekturen bei meinen Veröffentlichungen und konstruktive Kritiken. Thore Magath danke ich für Diskussionen zu den Feldansätzen und Verbesserungsvorschlägen. Danken möchte ich auch Manuel Luschas und Stefanie Hirsch sowie allen weiteren Kollegen und Kolleginnen sowie Studenten und Studentinnen des Arbeitsbereichs Hochfrequenztechnik für eine stets angenehme Zusammenarbeit. Claudia Bredehöft, Elke Prauß, Jürgen Winkelmann und Herrn Dr. Jenett möchte ich ebenfalls meinen Dank aussprechen. Sie haben alle auf ihre Weise für den Fortgang der Arbeiten am Institut beigetragen. Außerdem bedanke ich mich bei Werner Thun und seinem Werkstatt-Team für die mechanische Anfertigung der notwendigen Komponenten meiner Systeme.

Herrn Prof. Brand, Herrn Prof. Schmidt und insbesondere Jochen Weinzierl von der Universität Erlangen-Nürnberg gebührt mein Dank für die Bereitstellung des vektoriellen Feldmesssystems, welches meine Arbeit enorm erleichtert und bereichert hat.

Dank gilt auch allen, welche mühevoll Veröffentlichungen geschrieben haben, auf die ich zitiere und diese Arbeit zum Teil aufbaut. (Auch wenn Quantität nicht gleich Qualität bedeuten mag, ist auf Seite 166 aufgestellt, wie häufig welches Zitat in dieser Arbeit verwendet wird.)

Dankbar bin ich auch für die freundliche Unterstützung bei der Rechnerbetreuung durch das Rechenzentrum der Technischen Universität Hamburg-Harburg. Anerkennung möchte ich außerdem dem Prüfungsamt und insbesondere Frau Hamann aussprechen.

Insgesamt bin ich allen Lehrern und Lehrerinnen sowie Hochschullehrern für meine Ausbildung zu großem Dank verpflichtet. Insbesondere möchte ich dabei Herrn Prof. Paul für seine Freundlichkeit und Ratschläge dankend hervorheben.

Bei allen Freunden und Bekannten möchte ich mich für Rücksicht und Motivation bedanken. Nicht zuletzt möchte ich meiner Familie danken – insbesondere meinen Eltern – ohne deren Unterstützung die Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Periodische Strukturen für Array-Generatoren	5
2.1	Eigenschaften	5
2.1.1	Beugungsordnungen	5
2.1.2	Bereichsunterteilung	6
2.2	Methoden im Fraunhofer-Bereich	8
2.2.1	Grundprinzip	9
2.2.2	Dammann-Gitter	11
2.2.3	Fourier-Gitter	12
2.2.4	Betrachtung zur Leistungsaddition mit Fourier-Gitter	14
2.2.5	Kollimierendes Fourier-Gitter und quasi-optische Interpretation	16
2.2.6	Erweiterung: Fokussierendes Fourier-Gitter	19
2.2.7	Anwendung als Lokaloszillator-Strahlteiler	22
2.2.8	Beschränkungen der Einsatzfähigkeit	22
2.3	Methoden im Fresnel-Bereich	24
2.3.1	Linsen-Array	24
2.3.2	Talbot-Effekt	25
2.3.3	Talbot-Resonator zur Synchronisation	32
2.3.4	Talbot-Array-Generator	33
2.3.5	Multimodeninterferenz-Koppler	34
2.4	Vergleich der Array-Generatoren	38
3	Modellierung periodischer Leistungsaddierer	41
3.1	Ausgangspunkt	41
3.2	Modellierung dielektrischer periodischer Strukturen	42
3.2.1	Fourier-Reihenentwicklung und pseudoperiodisches Gesamtfeld	43
3.2.2	Block-Toeplitz-Matrix	44
3.2.3	Bestimmung der Eigenwellen	44
3.3	Beliebige Anregung periodischer Strukturen	46
3.3.1	Pseudoperiodische Überlagerung	46
3.3.2	Spektrale Betrachtungsweise	48
3.4	Modellierung von Hornantennen	49

3.4.1	Schelkunoff'sche Näherung	49
3.4.2	Modellierung mit gestuften Hohlleitern	50
3.4.3	Hornantennenverluste	53
3.5	Gesamtmodell mit verallgemeinerten Streuparametern	54
4	Entwurf von Leistungsaddierern	56
4.1	Ausgangsbasis	56
4.1.1	Entwurfsmethodik	56
4.1.2	Bezug zur Holographie	57
4.1.3	Lösungsbereich	59
4.2	Binäre Gitter	60
4.2.1	Skalierbare Ergebnisse – Talbot-Effekt	60
4.2.2	Feldverteilung und Wirkprinzip	62
4.2.3	Wahl des Dielektrikums	64
4.2.4	Binäre Gitter mit Parameterbeschränkungen	67
4.3	Mehrstufige Gitterprofile	68
4.3.1	Wahl des Strukturmodells	68
4.3.2	Optimierungsergebnisse	70
4.3.3	Realisierte Leistungsaddierer	73
4.4	Zeilenentwurf	77
4.5	Biperiodischer Entwurf	78
4.5.1	Hinweis zum Rechenzeitbedarf	80
4.5.2	Numerisches Beispiel	81
4.6	Zusammenfassung	82
5	Auskoppelschaltung	84
5.1	Realisierung mit einem Spiegel	84
5.1.1	Strahlenoptisches Grundprinzip	84
5.1.2	Grenzen der geometrischen Optik	86
5.1.3	Spiegelberechnung mit physikalischer Optik	87
5.1.4	Empfangseinheit	89
5.2	Realisierung mit zwei Phasenplatten	90
5.2.1	Grundprinzip der Strahlbeeinflussung in zwei Ebenen	90
5.2.2	Zuordnung der Leistungen mit Leistungsverteilungsfunktionen	91
5.2.3	Feldverläufe am Beispiel des 150 GHz Leistungsaddierers	95
5.2.4	Realisierung der Phasenmodulationen durch Fresnel-Linsen	97
5.3	Realisierung mit Dual-Offset-Reflektor	101
5.3.1	Grundaufbau	101
5.3.2	Zuordnung der Leistungen	102
5.3.3	Optimierung der Grundebene mit physikalischer Optik	105
5.3.4	Lokale Strahlenoptik	105
5.3.5	Ergebnis für den 150 GHz Leistungsaddierer	111

5.4	Vergleich der Methoden	111
5.4.1	Verhalten bei Quellenausfall und Phasenstörungen	112
6	Messmethoden und -ergebnisse	115
6.1	Breitbandiger Leistungsteiler	115
6.2	Betragsfeldmessungen	117
6.2.1	Rückschluss auf Phaseninformationen	118
6.3	Vektoriellmes Feldmesssystem für 150 GHz	119
6.3.1	Lokaloszillator-Einheit	121
6.3.2	Modifikation für die Untersuchung von passiven Komponenten	122
6.3.3	Berücksichtigung der Sondencharakteristik	123
6.4	Charakterisierung von Antennen	125
6.5	Messungen am 150 GHz-Leistungsdaddierer	126
6.5.1	Messungen am Fresnel-Linsensystem	126
6.5.2	Messungen am Doppelspiegelsystem	128
6.5.3	Frequenzverhalten des 150 GHz-Gesamtsystems	130
6.6	Schlussbemerkungen	133
7	Zusammenfassung und Ausblick	134
	Anhänge	138
A	Feldmessbilder	138
B	Streuparameter-Messungen	154
	Literaturverzeichnis	158

Kapitel 1

Einleitung

Leistungsaddition ist eine Methode zur Erzeugung einer hohen Ausgangsleistung aus einer Mehrzahl einzelner Quellen. Hohe Leistungspegel direkt aus Einzelquellen zu erzeugen, ist im Bereich der Millimeter- und Submillimeterwellen im Wesentlichen nur mit Röhrenquellen möglich. Dabei wird die kinetische Energie eines Elektronenstrahls in elektromagnetische Energie umgewandelt. Zur Erzeugung des Elektronenstrahls werden hohe Spannungen in großvolumigen und schweren Vakuumröhren benötigt. Ein weiterer Nachteil besteht in ihrer begrenzten Lebensdauer. Im Vergleich hierzu besitzen Halbleiterquellen wie z.B. Gunn-, HEMT¹- und IMPATT²-Oszillatoren entscheidende Vorteile: Preisgünstigere Fertigung, kompakter Aufbau, geringes Gewicht, hohe Lebensdauer und Betrieb an niedrigen Spannungen. Ihr Hauptnachteil ist, dass sie nur geringe Leistungen erzeugen können, welche darüber hinaus mit steigender Frequenz proportional zu $1/f^2$ abnehmen. Dies sind die Gründe, warum die Leistungsaddition mit Halbleiterquellen im Bereich der Millimeter- und Submillimeterwellen eine attraktive Alternative zur Erzeugung von Leistungen im Wattbereich darstellt.

Eine Übersicht verschiedener Möglichkeiten zur Leistungsaddition im Millimeterwellenbereich ist in [1] gegeben. Die Methoden lassen sich bezüglich ihres Aufbaus in resonante und nicht-resonante Techniken klassifizieren. Bei den ersteren werden die Quellen in $\lambda/2$ Abstand innerhalb einer resonanten Struktur angeordnet, während bei den letzteren die Leistungen der einzelnen Quellen sukzessive über Wellenleiter-Verzweigungsnetzwerke addiert werden. Beide Methoden weisen bei einer wachsenden Anzahl von Elementen zunehmende ohmsche Verluste auf, die durch die metallischen Wellenleiter verursacht werden. Aus diesem Grund sind die Methoden insbesondere für Frequenzen oberhalb von 100 GHz ungeeignet. Stattdessen bietet es sich an, die Wellenführung quasi-optisch im Freiraum durchzuführen [2]. Die Einzelelemente werden dabei in einer Ebene angeordnet und strahlen die Leistung in eine Freiraumgrundwelle ab, die in den meisten Fällen einen Gaußstrahl bildet. Auf diese Weise kann eine Vielzahl einzelner Quellen zusammengefasst werden.

Quasi-optische Leistungsaddition hat in den letzten Jahren großes Interesse in der Forschung gefunden [3, 4, 5, 6, 7]. Während die Quasi-Optik einige Probleme der Leistungsaddition beseitigt, treten andere auf, die bisher nur unzureichend gelöst wurden. Ein Problem der Leistungsad-

¹Die Abkürzung HEMT leitet sich im Englischen aus *high electron mobility transistor* ab.

²Das Kürzel IMPATT leitet sich im Englischen aus *impact avalanche transit time* ab.

dition resultiert aus dem Elementabstand, der einige Wellenlängen beim Einsatz dieser Technik im Submillimeterwellenbereich beträgt. Er ist zum einen durch die Abmessungen der Einzelquellen bedingt, zum anderen notwendig, um große Flächen für Wärmesenken zur Verfügung zu stellen. Wenn der Abstand der Elemente des Gruppenstrahlers mehr als eine Wellenlänge beträgt, treten Abstrahlungen in unerwünschte Raumrichtungen auf, sodass die Leistung nicht mehr vollständig in die gewünschte Grundwelle eingekoppelt wird. Eine geeignete Lösung dieses Problems wird in [8, 9, 10] vorgeschlagen und ist eindimensional an einem Parallelplatten-aufbau untersucht worden. Die Lösung basiert auf der Verwendung von dielektrischen periodischen Strukturen, deren Aufgabe es ist, die Abstrahlung so zu beeinflussen, dass die gesamte Leistung in die gewünschte Grundwelle geführt wird. Da zur Vermeidung von Verlusten hierbei im Wesentlichen nur eine Beeinflussung der Phasen der gesendeten Wellen stattfinden soll, werden die periodischen Strukturen auch als Phasengitter bezeichnet. Diese Methode kann mit dem Prinzip der Holographie erklärt werden, in der eine vergleichbare Wellentransformation durchgeführt wird.

Ein weiteres Problem der Leistungsaddition besteht darin, dass die Leistungsabgabe der Einzelquellen aufgrund der ungleichmäßigen Feldverteilung eines Gaußstrahls unterschiedlich erfolgt [11]. Dies tritt insbesondere bei resonanten Leistungsaddierern auf, bei denen durch einen teildurchlässigen Spiegel ein Teil der Ausgangsleistung rückgekoppelt wird, um die Synchronisation der Elemente zu erreichen. Bild 1.1 verdeutlicht den Aufbau. Durch Rückkopplung bildet sich die gaußförmige Grundwelle. In den meisten Fällen wird die ungleichmäßige Leistungsverteilung ohne Gegenmaßnahmen akzeptiert. Folglich tragen die äußeren Elemente nur einen geringeren Anteil zur Leistungsaddition bei, obwohl sie theoretisch in der Lage wären, die gleiche Leistung wie die inneren Quellen abzugeben. Die ungleichmäßige Leistungsverteilung ist ebenfalls – aber aus anderem Grund – beim Einsatz von aktiven Zweitoren anstelle von Oszillatorquellen festzustellen: So wird z. B. ein Multi-Element-Verstärker vom rückseitigen Eingang mit einer geringen Leistung durch einen Gaußstrahl gespeist. Die Verstärker erzeugen

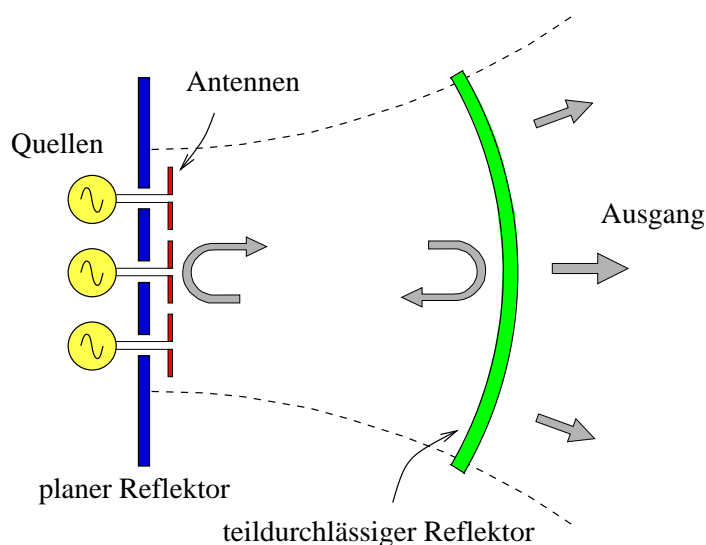


Bild 1.1: Quasi-optischer Leistungsaddierer mit Rückkopplung zur Quellsynchronisation

hieraus eine höhere Leistung, die auf der Ausgangsseite entsprechend gaußförmig abstrahlt. Dieses Prinzip kann ebenfalls auf weitere Zweiter-Einzelemente wie z. B. Frequenzvervielfacher übertragen werden, wie im Folgenden näher betrachtet wird.

Eine mögliche Lösung zur gleichverteilten Elementauslastung, welche im Zusammenhang mit den rückseitig gespeisten Einzelementen z. B. in [12] vorgeschlagen und ausführlich untersucht wird, ist die Verwendung eines durch die Grundwelle angeregten, übermodigen Hohlleiters, dessen Querschnittsdimension sich über alle Elemente erstreckt. Um hierbei anstelle einer kosinusförmigen eine gleichmäßigere Verteilung des elektrischen Feldes zu erreichen, wird an den zum elektrischen Feld parallel liegenden Wänden ein Dielektrikum eingefügt. Dabei wird meistens auch ein konusförmiger Übergang auf einen einmodigen Hohlleiter verwendet. Auf diese Weise wird eine Auskoppelschaltung realisiert, welche im Englischen auch mit *hard horn* bezeichnet wird. Diese Lösung liefert lediglich eine eingeschränkte Verbesserung und kann auch nur bedingt den quasi-optischen Techniken zugeordnet werden.

Darüber hinaus können grundsätzlich auch quasi-optische Komponenten wie Spiegel und Linsen zur Strahlformung verwendet werden. Um mit diesen Komponenten nicht nur Gaußstrahltransformationen durchführen zu können, muss deren Oberflächenkontur angepasst werden. Die herausragenden Vorteile dieses Ansatzes sind geringe ohmsche Verluste und die Möglichkeit der individuellen Anpassung der Leistungsverteilung. Dieses Konzept hat bisher bei der quasi-optischen Multi-Element-Schaltungstechnik keine Anwendung gefunden und wird im Rahmen dieser Arbeit sowohl theoretisch als auch praktisch ausführlich untersucht.

Aufgrund der Reziprozität sind Leistungsaddition und -teilung zueinander dual. Die Konzepte zur quasi-optischen Leistungsaddition lassen sich deswegen auch auf allgemeinere Multi-Element-Schaltungstechniken übertragen. Zur Verdeutlichung ist in Bild 1.2 der Querschnitt

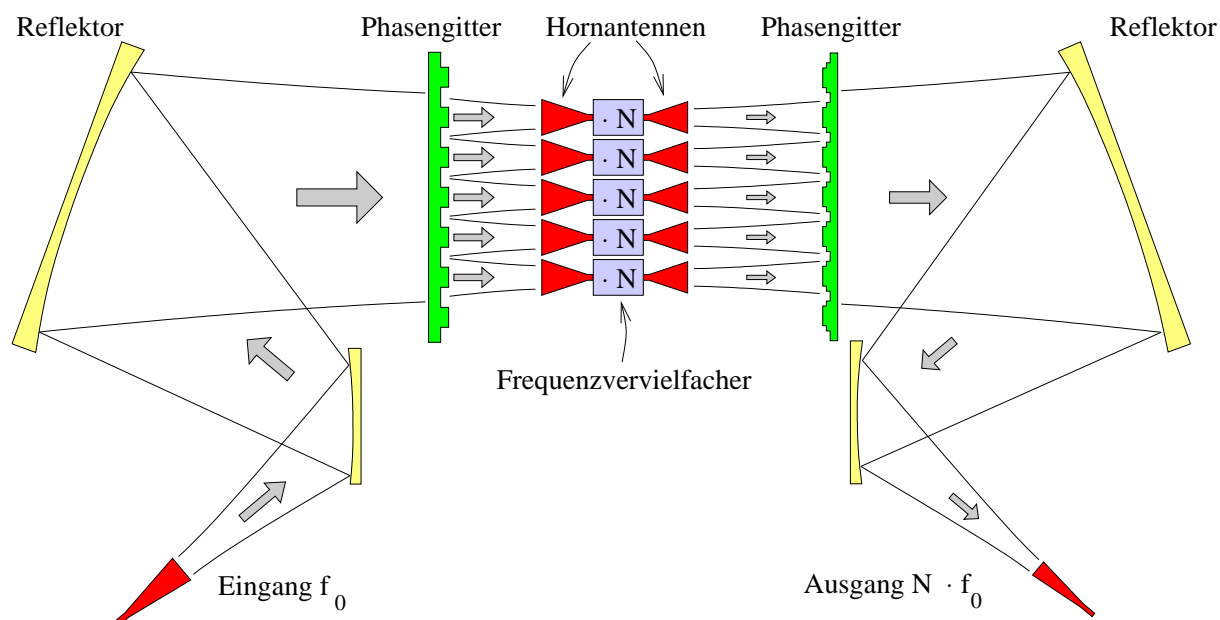


Bild 1.2: Beispiel eines Multi-Element-Frequenzvervielfachers zum Einsatz der quasi-optischen Leistungsteilung und -addition mittels periodischer Strukturen

eines Multi-Element-Frequenzvervielfachers dargestellt. Hieran kann der Einsatz der quasi-optischen Leistungsteilung und -addition mit periodischen Strukturen nachvollzogen werden: Am Eingang wird Leistung bei der Frequenz f_0 mittels einer Gaußstrahl-Antenne in den Freiraum ausgesendet. Über Spiegel mit speziellen Oberflächenkonturen wird der ausgesendete Gaußstrahl in eine räumlich begrenzte, ebene Welle umgewandelt. Durch das periodische Phasengitter wird diese Welle aufgeteilt, sodass sie gleichmäßig in eine Gruppe von Frequenzvervielfachern einkoppelt. Somit ist die quasi-optische Leistungsteilung und Einkopplung mittels einer periodischen Struktur vollzogen. Durch die Vervielfacher wird Leistung bei der N -fachen Frequenz erzeugt und mittels Antennen in den Freiraum abgestrahlt. Das Phasengitter auf der Ausgangsseite transformiert die abgestrahlte Feldverteilung in eine ebene Welle, die mit einer Auskoppelschaltung – welche wiederum aus zwei angepassten Spiegeln besteht – in einen Gaußstrahl umgewandelt wird. Dieser koppelt am Ausgang in die Antenne ein.

Die vorliegende Arbeit setzt sich mit der Weiterentwicklung der quasi-optischen Leistungsaddition auseinander: In Kapitel 2 werden periodische Strukturen zur Beeinflussung der Wellenausbreitung in verschiedenen Gebieten der Optik und Hochfrequenztechnik untersucht. Hierbei wird der Schwerpunkt auf die Leistungsteilung und -addition gelegt, bei der mehrere räumlich periodisch angeordnete, identische Feldverteilungen erzeugt bzw. summiert werden. Die Modellierung periodischer Strukturen für eine genaue Berechnung zum Entwurf von Leistungsaddierern wird in Kapitel 3 beschrieben. Hierbei wird insbesondere vorteilhaft ausgenutzt, dass die Gruppenanordnung der Einzelquellen und das Phasengitter die gleiche Periodizität aufweisen. Aus der Optimierung der Strukturen mit Hilfe dieses Modells resultieren Ergebnisse zum Entwurf von quasi-optischen Leistungsaddierern, welche in Kapitel 4 zusammengefasst sind. Die Ergebnisse dienen als Grundlage für die praktische Realisierung verschiedener eindimensionaler Leistungsaddierer und eines biperiodischen Aufbaus. Weiterhin werden einige wichtige Skalierungseigenschaften abgeleitet. Kapitel 5 befasst sich mit der Auskoppelschaltung zur Erzeugung einer gleichmäßigen Feldverteilung. Hierzu werden Spiegel und Linsen zur Strahlformung betrachtet, die speziell auf die Entwürfe des Leistungsaddierer angepasst werden. Ziel ist es, die vom quasi-optischen Leistungsaddierer mit periodischem Phasengitter erzeugte Feldverteilung, welche in erster Näherung einer räumlich begrenzten, ebenen Welle entspricht, in einen Gaußstrahl umzuwandeln. Messergebnisse werden in Kapitel 6 diskutiert. Außerdem werden Messmethoden und Hilfsmittel wie z. B. ein vektorielles Feldmesssystem vorgestellt. Ausgewählte Ergebnisse der Messungen sind in den Anhängen aufgeführt. Kapitel 7 fasst die Schwerpunkte dieser Arbeit zusammen und liefert einen Ausblick.

Kapitel 2

Periodische Strukturen für Array-Generatoren

Arrays stellen Gruppenanordnungen von einzelnen Elementen dar. Ihre Anordnung kann dabei beliebig sein. Im Folgenden wird sie aber als äquidistant – also periodisch – in einer oder in zwei senkrecht stehenden Richtungen angenommen. Periodische Strukturen haben zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten im Bereich der Wellenausbreitung in verschiedenen Gebieten der Optik und Hochfrequenztechnik gefunden. In diesem Kapitel werden Verfahren und deren Anwendungen zur Array-Generation mittels periodischer Strukturen aufgezeigt. Ausgehend von einer Quellenleistung soll ein Array gleichverteilter Leistungen generiert werden. Im reziproken Einsatz können solche Strukturen folglich auch als Leistungsaddierer eingesetzt werden. Eine Übersicht über die Methoden der Strahlformung mit optischen Array-Generatoren ist in [13] gegeben; in [14] sind ausgewählte Veröffentlichungen zur Mehrfachabbildung und Strahlformung zusammengefasst.

2.1 Eigenschaften

2.1.1 Beugungsordnungen

Wird eine ebene Schicht beliebigen Materials unter einem Winkel θ mit einer homogenen, ebenen Welle bestrahlt, so wird gemäß der Brechungsgesetze ein Teil der Leistung im Winkel $-\theta$ reflektiert, ein Teil in Wärme umgewandelt und der verbleibende Teil in Richtung θ abgestrahlt. Das Verhältnis der Leistungsaufteilung wird durch die frequenzabhängigen Materialeigenschaften, die Wellenlänge und die Dicke der Schicht bestimmt. Ist die Schicht in ihrer Struktur periodisch moduliert, so kann es aufgrund der Beugung zu Abstrahlungen und Reflexionen in weiteren Richtungen kommen, wenn die Periodenlänge L größer als die Wellenlänge λ_o ist.

Infolge des Huygens-Prinzips kann die Ausbreitung einer Wellenfront als Quelle unendlich vieler neuer Elementarwellen angesehen werden, welche sich kugelförmig ausbreiten. Durch die periodische Struktur sind diese Elementarwellen ebenfalls periodisch angeordnet. Nur in den Richtungen, in denen sich die Wellen durch konstruktive Interferenz überlagern, werden ebene

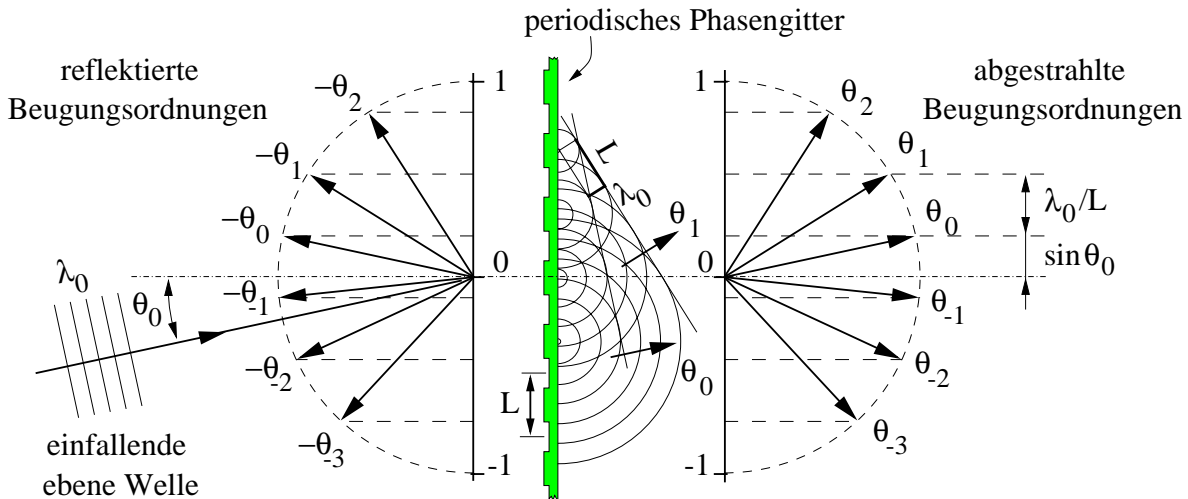


Bild 2.1: Von einer periodischen Struktur verursachte Beugungsordnungen

Wellen erzeugt. Dies wird auch als Bragg-Bedingung bezeichnet. Die Winkel der abgestrahlten Wellen ergeben sich hiermit zu

$$\sin \theta_m = \sin \theta_0 + m\lambda_0/L, \quad (2.1)$$

wobei m eine ganze Zahl ist. Entsprechendes gilt für die reflektierten Wellen. Die Entstehung der Beugungsordnungen ist anhand Bild 2.1 verdeutlicht. Die unter dem Winkel θ_m ausbreitungsfähige Welle wird auch als m -te Beugungsordnung bezeichnet.

Während die Winkel der Beugungsordnungen nur durch das Verhältnis L/λ_0 bestimmt sind, werden ihre Amplituden und Phasen durch die Art der periodischen Modulation bestimmt. Neben den Freiraum-Eigenwellen werden auch evaneszente Eigenwellen angeregt, welche unter Umständen in Richtung der Periodizität ausbreitungsfähig sind, d.h. zu Oberflächenwellen führen. Dies ist auch möglich, wenn $L/\lambda_0 \leq 1$ ist (vgl. [8]). Um eine genaue Bestimmung der Leistungsverteilung durchführen zu können, wird in Kapitel 3 ein Modell zur rigorosen Berechnung der elektromagnetischen Felder bei Anwesenheit von periodischen Strukturen vorgestellt.

Wird die periodische Struktur mit beliebigen, z. B. räumlich beschränkten Wellen angeregt, so wird die Leistung auch unter anderen Winkeln abgestrahlt. In weiter Entfernung konzentriert sich die Leistung aber im Wesentlichen um die Winkel der Beugungsordnungen. In diesem Zusammenhang wird im Fall von periodischen Antennen-Arrays bei der Strahlungscharakteristik des Gruppenstrahlers von Gitterkeulen gesprochen.

2.1.2 Bereichsunterteilung

Grundsätzlich und insbesondere bei Antennen ist die Betrachtung der Wellenausbreitung in verschiedene Bereiche zu unterteilen: In unmittelbarer Nähe einer abstrahlenden Struktur sind noch abklingende, reaktive Eigenwellen vorhanden. Dieser Bereich wird demgemäß als reaktives Nahfeld bezeichnet. Für die meisten Antennen kann dieser Bereich mit dem Abstand

$R < 0.62\sqrt{D^3/\lambda_o}$ abgeschätzt werden, wobei D die größte Dimension der Antennenapertur ist [15].

Außerhalb dieses Bereiches lässt sich das Feld mit Fresnel-Näherungen abschätzen, welche den Ortsabstand in den Feldgleichungen in zweiter Ordnung approximieren [16, 17]. Alternativ kann dort das Feld durch ein Spektrum von ausbreitungsfähigen, ebenen Wellen formuliert, d.h. von den Fourier-Integralen Gebrauch gemacht werden [15, 17, 18, 19]. Die ebenen Wellen stellen dabei die Eigenwellenentwicklung des Freiraums dar. Die ebenen Wellen werden auch als „Raumharmonische“ bezeichnet und breiten sich – skalar betrachtet – gemäß

$$U(x, y, z) = U_0 \exp(-j(k_x x + k_y y + k_z z)) = U_0 \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.2)$$

aus¹. Der Wellenvektor $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)^T$ bestimmt die Ausbreitungsrichtung, wobei

$$k_o = \frac{2\pi}{\lambda_o} = \omega_o \sqrt{\mu_o \varepsilon_o} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (2.3)$$

erfüllt sein muss.

Für $(k_x^2 + k_y^2) > k_o^2$ ist k_z negativ imaginär, wodurch die abklingenden Eigenwellen des reaktiven Nahfeldes repräsentiert sind. Die sich dem reaktiven Nahfeld anschließende Zone wird als strahlendes Nahfeld oder in der Optik meistens als Fresnel-Bereich bezeichnet. Dort genügt es, für die Freiraumausbreitung nur die Spektralkomponenten $(k_x^2 + k_y^2) < k_o^2$ zu berücksichtigen.

Einer m -ten Beugungsordnung in x -Richtung aus Gl. (2.1) ist $k_x = k_o \sin \theta_m$ zugeordnet. Bei räumlich begrenzter Ausleuchtung einer periodischen Struktur finden im Fresnel-Bereich noch Feldüberlagerungen der Beugungsordnungen statt. Erst im Fernfeld – oder analog zur Optik als Fraunhofer-Bereich bezeichnet – ist eine eindeutige Trennung der Beugungsordnungen zu erkennen. Die winkelabhängige Strahlungscharakteristik einer Antenne ändert sich in diesem Bereich nicht mehr wesentlich. Das elektrische und magnetische Feld stehen senkrecht zueinander und ebenso zur Ausbreitungsrichtung [15]. Der Grenzradius von Nah- zu Fernfeld lässt sich mit

$$R = 2D^2/\lambda_o \quad (2.4)$$

abschätzen. Diese Näherung basiert auf der Annahme eines maximalen Phasenfehlers von $\pi/8$ bei Vernachlässigung der Antennenausdehnung für Fernfeldberechnungen [18]. Es ist jedoch zu beachten, dass hierbei die Feldverteilung der Antennenapertur nicht berücksichtigt wird und dieser Grenzradius daher nur eine grobe Orientierung gibt. Im Fall einer Gaußstrahl-Antenne lässt sich z. B. die konfokale Distanz $z_c = \pi w_0^2/\lambda_o$ mit dem Tailenradius w_0 definieren [20], welche einen Anhaltspunkt für ihren Grenzradius gibt².

Für die beiden Regionen – Fresnel- und Fraunhofer-Bereich – haben sich verschiedene Methoden etabliert, um Array-Generatoren mit Hilfe von periodischen Strukturen zu realisieren, welche die Beugungseffekte auf unterschiedliche Weise zur Gleichverteilung der Leistung nutzen.

¹Es ist zu beachten, dass hier und im Folgenden die Drehrichtung gemäß $\exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ analog zu [15, 18, 19] verwendet wird, während in [17] für \mathbf{k} das negierte Vorzeichen gewählt ist.

²Mit $D \approx 3 w_0$ (vgl. [20]) ist für $z > 5.7 z_c \approx R$ die Fernfeldbedingung von Gl. (2.4) erfüllt.

2.2 Methoden im Fraunhofer-Bereich

Bei den Methoden im Fraunhofer-Bereich sollen die im Fernfeld entstehenden Feldverteilungen zur Realisierung der gewünschten Strahlteilerfunktion genutzt werden. Der Grenzradius ist im Allgemeinen zu groß und die Felder sind dort divergent, d. h. es ist keine vollständige Einkopplung in Antennen möglich. Um die divergenten Felder einkoppeln zu können, ist es erforderlich, die Strahlen durch Linsen oder Spiegel zu fokussieren.

Fouriertransformierende Eigenschaften

Durch Einführung der Fraunhofer-Näherung für die Berechnung der Fernfelder wird eine in den folgenden Anwendungen wichtige Eigenschaft ersichtlich, und zwar, dass sich das Fernfeld aus der Fourier-Transformation des Eingangsfeldes bestimmen lässt [17]. Geht man von einer skalaren Feldverteilung $U_Q(x, y)$ bei $z = 0$ aus, so bestimmt sich für $z > R$ das Feld gemäß

$$U(x, y, z) = \exp \left[-j \frac{k_o}{2z} (x^2 + y^2) \right] \frac{\exp(-jk_o z)}{j \lambda_o z} \iint_{-\infty}^{\infty} U_Q(\xi, \eta) \exp \left[j \frac{2\pi}{\lambda_o z} (x\xi + y\eta) \right] d\xi d\eta, \quad (2.5)$$

wobei $k_o = 2\pi/\lambda_o$ den Wellenvektor bzw. die räumliche Kreisfrequenz bezeichnet¹. Bis auf die Vorfaktoren ist dies also die Fourier-Transformation des Eingangsfeldes U_Q , wobei die Ortsfrequenzen im Raum gemäß

$$f_x = \frac{x}{\lambda_o z} \iff k_x = k_o \frac{x}{z} \quad \text{bzw.} \quad f_y = \frac{y}{\lambda_o z} \iff k_y = k_o \frac{y}{z} \quad (2.6)$$

skaliert sind.

Im Folgenden wird die Fokussierung nur durch Linsensysteme betrachtet, da sich hierdurch anschauliche Lösungen ergeben. Des Weiteren wird die Näherung für radialsymmetrische dünne Linsen verwendet, wonach nur eine quadratische Phasenmodulation des transmittierenden Feldes gemäß

$$t_L(x, y) = \exp \left[j \frac{k}{2f} (x^2 + y^2) \right] \quad (2.7)$$

mit der Brennweite f erfolgt¹ und Reflexionen vernachlässigt werden. In paraxialer Näherung, d. h. bei Betrachtung der Wellenausbreitung für kleine Winkel, hat eine Linse fouriertransformierende Eigenschaften [17, 19]. Befindet sich die Linse in unmittelbarer Nähe des Eingangsfeldes U_Q , so entspricht das Feldbild im Abstand $z = f$ exakt dem Fernfeld gemäß Gl. (2.5). Die Linse sollte sich hierbei nicht im reaktiven Nahfeld der Quellen befinden, da die Charakteristik der evaneszenten Eigenwellen beeinflusst werden würde. Stattdessen ist es sinnvoll, die Linse im Abstand $z = f$ anzuordnen, wodurch sich die Fourier-Transformierte \mathcal{F} außerdem ohne den quadratischen Phasenfaktor im Ausgangsfokus bei $z = 2f$ ergibt:

$$U(x, y, z = 2f) = \frac{1}{j \lambda_o f} \mathcal{F}\{U_Q(x, y)\}. \quad (2.8)$$

Die Zuordnungen der Raumfrequenzen f_x und f_y ergeben sich wiederum gemäß Gl. (2.6), wobei dort für z die Distanz von der Linse entscheidend, also $z = f$ zu setzen ist.

2.2.1 Grundprinzip

In Bild 2.2 ist ein aus den geschilderten Abbildungseigenschaften von Linsen resultierender Grundaufbau eines Array-Generators im Fraunhofer-Bereich dargestellt, wobei das im folgenden Abschnitt beschriebene Dammann-Gitter als periodische Struktur skizziert ist. Für die Fourier-Transformationen müssen $d_{in,1} = d_{out,1} = f_1$ und $d_{in,2} = d_{out,2} = f_2$ gelten. Ohne das periodische Gitter läge ein Teleskopaufbau vor, welcher durch doppelte Anwendung der Fourier-Transformation das Eingangsbild $U_Q(x, y)$ auf die Ausgangsebene gemäß

$$U_A(x, y) = -U_Q(-x/\mathcal{M}, -y/\mathcal{M})/\mathcal{M} \quad (2.9)$$

mit dem Faktor $\mathcal{M} = f_2/f_1$ vergrößern würde. Das Umkehrbild kommt aufgrund der Dualitätsbeziehung der Fourier-Transformation zustande [21]. Im Übrigen ist ein solcher Aufbau aufgrund seiner Frequenzunabhängigkeit in Gaußstrahlensystemen beliebt und wird dort entsprechend als Gaußstrahlteleskop bezeichnet [20]. Die Vergrößerung \mathcal{M} wird in den hier aufgeführten Anwendungen zu Eins gesetzt, um identische (Gaußstrahl-) Antennen am Aus- und Eingang verwenden zu können, d. h. $f_1 = f_2 = f$.

In der Ebene G findet eine Beeinflussung des transmittierenden Feldes durch die Transparenz $t_G(x, y)$ statt, welche das Feld sowohl in seiner Amplitude als auch in der Phase moduliert. Das Gitter wird auf diese Weise als elektrisch dünn angenommen. Neben den Transmissionen können auch Reflexionen entstehen. Sie sind für bestimmte Anwendungen hilfreich, werden jedoch im Folgenden nicht näher betrachtet. In Ebene G liegt die Fourier-Transformierte von U_Q vor, sodass sich durch Multiplikation mit $t_G(x, y)$ das Ausgangsfeld über die Faltung

$$U_A(x, y) = -U_Q(-x, -y) * T_G \left(f_x = \frac{x}{\lambda_o f_2}, f_y = \frac{y}{\lambda_o f_2} \right) \quad (2.10)$$

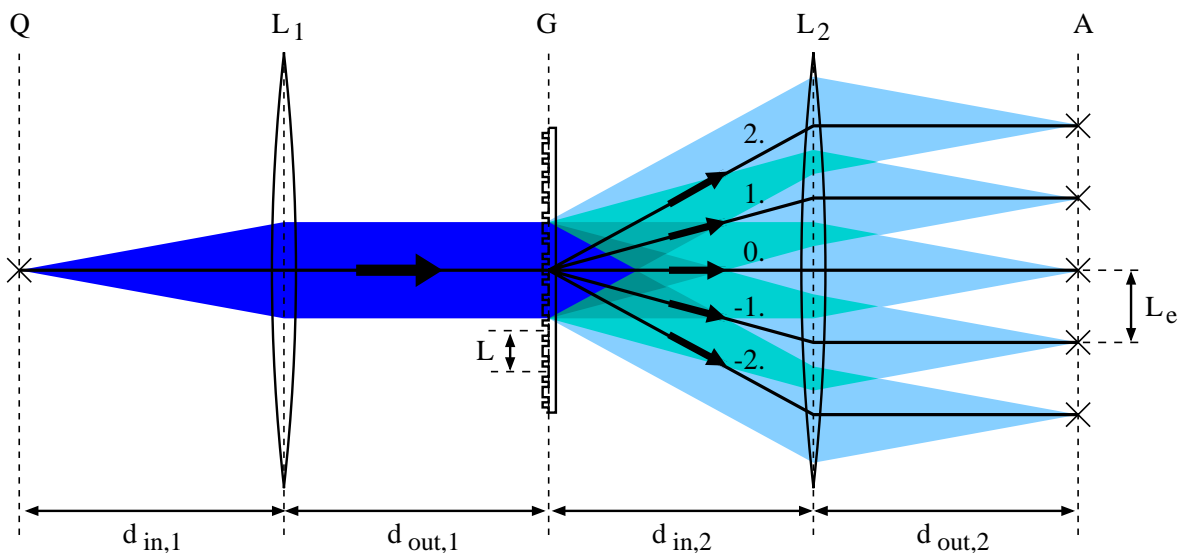


Bild 2.2: Aufbau eines Array-Generators mit Dammann-Gitter und Strahlformung durch Linsen (Q: Quelle, A: Ausgang/Array)

mit der Fourier-Transformierten $T_G(f_x, f_y) = \mathcal{F}\{t_G(x, y)\}$ ergibt. Aus diesem Grund findet eine solche Anordnung auch bei räumlicher Filterung in optischen Systemen Anwendung.

Wenn die eingefügte Gitterfunktion mit L_x und L_y periodisch ist, ergibt sich deren Fourier-Transformierte zu

$$T_G(f_x, f_y) = \sum_{m_x=-\infty}^{\infty} \sum_{m_y=-\infty}^{\infty} G_{m_x m_y} \delta\left(f_x - \frac{m_x}{L_x}\right) \delta\left(f_y - \frac{m_y}{L_y}\right) \quad (2.11)$$

mit den Koeffizienten der Fourier-Reihe

$$G_{m_x m_y} = \frac{1}{L_x L_y} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} t_g(x, y) \exp\left[j2\pi\left(\frac{m_x x}{L_x} + \frac{m_y y}{L_y}\right)\right] dx dy. \quad (2.12)$$

Aufgrund dieser Tatsache wird das Eingangsfeld durch die Dirac-Impulsreihe in der Ausgangsebene A mehrfach abgebildet. Mit den Elementabständen

$$L_{e,x} = f_2 \cdot \lambda_o / L_x \quad \text{und} \quad L_{e,y} = f_2 \cdot \lambda_o / L_y \quad (2.13)$$

und der gewünschten Voraussetzung, dass sich die entstehenden Bilder nicht überlappen, also $U_Q(x, y) = 0$ für $|x| > L_{e,x}/2$ sowie $|y| > L_{e,y}/2$, bestimmt sich das Ausgangsfeld zu

$$U_A(x, y) = \sum_{m_x=-\infty}^{\infty} \sum_{m_y=-\infty}^{\infty} G_{m_x m_y} U_Q\left(-x - \frac{m_x}{L_{e,x}}, -y - \frac{m_y}{L_{e,y}}\right). \quad (2.14)$$

Die Gewichtung der mehrfachen Abbildung erfolgt durch die Koeffizienten der Fourier-Reihenentwicklung, welche den (m_x, m_y) -ten Beugungsordnungen entsprechen. Hiermit ergibt sich für einen Array-Generator bei einer Ausleuchtung von $M_x \times M_y$ Elementen das Ziel, die entsprechenden Koeffizienten auf $|G_{m_x m_y}| = 1/\sqrt{M_x M_y}$ zu maximieren und die Leistungsabgabe in allen anderen Beugungsordnungen zu minimieren ($|G_{m_x m_y}| = 0$). Prinzipiell ist mit dieser Vorgabe durch Rücktransformation der Fourier-Reihe das Modulationsprofil des Gitters bestimmt. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass $|t_G(x, y)| \leq 1$ erfüllt sein muss, wodurch ineffiziente und auch schlecht realisierbare Profile entstehen. Die Phasenbeziehungen der Beugungsordnungen können – bzw. müssen sogar – variabel gehalten werden, um ein Optimum zu erreichen, was die Suche nach einer Lösung erschwert.

Der Grundansatz für dieses Prinzip wurde 1968 von Lu [22] aufgezeigt. Er schlug dabei vor, die Dirac-Funktionen durch holographische Aufzeichnung der Fourier-Transformierten eines Punktquellen-Arrays zu erzeugen. Solche Aufzeichnungsverfahren sind aufgrund der resultierenden Amplitudenmodulation ineffizient. Des Weiteren wird bei der Rekonstruktion neben dem gewünschten Bild auch das ungestreute Quellensignal wiedergegeben.

Dimensionierung

Für die Anwendbarkeit der Methode ist die paraxiale Näherung unabdingbar, um die fouriertransformierenden Eigenschaften nutzen zu können. Bei Verzicht auf diese Näherung müssten

die Beugungsordnungen im Fernfeld individuell fokussiert werden. Ein solcher Aufwand ist wegen der resultierenden Dimension und Linsenanzahl unpraktikabel. Die Ausbreitungswinkel sollten so klein sein, dass in guter Näherung $\tan \alpha \approx \sin \alpha \approx \alpha$ gilt. Als eine Orientierung kann z. B. $|\alpha| \leq \alpha_{max}$ mit $\alpha_{max} = 0.2 \text{ rad} \approx 11.5^\circ$ gewählt werden, wodurch sich $\sin \alpha_{max}$ und $\tan \alpha_{max}$ um 2 % unterscheiden.

Durch diese Beschränkung ist zunächst die Auswahl der Antennen eingeschränkt. Es kommen im Wesentlichen nur Gaußstrahl-Antennen in Frage. Außerdem kann die Brennweite der Linsen nicht beliebig kurz gewählt werden. Maßgeblich sind die hieraus resultierenden Winkel der Beugungsordnungen. Für N Elemente in einer Richtung lässt sich die Brennweite f und die Länge des Gesamtsystems $L_G = 4f$ zu

$$f = N \frac{L_e}{2\alpha_{max}} \quad \implies \quad L_G = 2N \frac{L_e}{\alpha_{max}}, \quad L = N \frac{\lambda_o}{\alpha_{max}} \quad (2.15)$$

abschätzen. In Gl. (2.15) wurde außerdem die resultierende Gitterperiodenlänge L aufgeführt. Des Weiteren braucht die periodische Struktur nicht unendlich ausgedehnt zu sein, sondern sie muss sich lediglich über den ausgeleuchteten Bereich erstrecken, ohne dass hierdurch die Funktion beeinträchtigt wird. Mit anderen Worten: Randeffekte brauchen bei diesem Ansatz der Strahlteilung nicht berücksichtigt zu werden.

2.2.2 Dammann-Gitter

Dammann realisierte die im letzten Abschnitt diskutierten, periodischen Gitter durch numerisch berechnete, binäre Phasenhologramme [23]. Ein Dammann-Gitter besteht aus mehreren nebeneinanderliegenden Stufen, wie bereits im Bild 2.2 verdeutlicht. Ziel ist es, Phasenverschiebungen von 0° bzw. 180° hervorzurufen, also $t_g(x, y) = 1$ bzw. -1 . Eine Phasendifferenz von 180° erzeugt bei einfachen Strukturen den höchsten Beugungswirkungsgrad [24], weshalb Dammann sich auf diesen Wert beschränkte. Je mehr Beugungsordnungen angeregt werden sollen, desto mehr Stufen pro Periodenlänge sind erforderlich, um mehr Freiheitsgrade zu erhalten. Die Position und Breite jeder Rille in einer Periode werden als Entwurfsparameter mittels eines Optimierungsverfahrens so variiert, dass die Leistungen der gewünschten Beugungsordnungen, d. h. $|G_{m_x m_y}|^2$, gleichverteilt und maximal werden. Auf diese Weise können je nach erwünschter Elementanzahl theoretische Wirkungsgrade um 65 % erreicht werden, während die von Dammann umgesetzten Aufbauten Wirkungsgrade von 40-50 % erreichten.

Durch Variation des Phasensprunges können die Wirkungsgrade der binären Phasengitter auf Werte um 80 % gesteigert werden [25], wobei die realisierten Aufbauten 59 % erreichten. Die Anwendung war in diesem Fall der Einsatz als Sternkoppler zur Verbindung von Glasfaserkabeln.

Binäre Phasengitter mit variablem Phasensprung wurden auch im reziproken Betrieb zur kohärenten Leistungsaddition von Halbleiterlasern eingesetzt [26]. Ein theoretischer Leistungsteilungswirkungsgrad wurde zu 84.5 % berechnet; Messungen ergaben 80 %.

Auch im Submillimeterwellenbereich haben Dammann-Gitter Anwendung gefunden, um in Mehrkanalempfängern die Leistung eines Lokaloszillators zur Einkopplung in Mischer-Arrays

aufzuteilen [27]. Da die im folgenden Abschnitt beschriebenen Fourier-Gitter höhere Wirkungsgrade erreichen, ist deren Verwendung zu bevorzugen. Im Abschnitt 2.2.7 wird deshalb deren Anwendung als Lokaloszillator-Strahlteiler näher betrachtet. Auf den reziproken Betrieb als Leistungsaddierer wird am Ende des folgenden Abschnittes eingegangen.

2.2.3 Fourier-Gitter

Bereits 1971 wurde von Dammann durch numerische Beispiele belegt, dass kontinuierliche Phasenprofile bessere Wirkungsgrade erreichen können [28]. Für eindimensionale Periodizitäten wurden bereits Wirkungsgrade von bis zu 96 % vorausgesagt.

Der Ansatz wurde von Graf wieder aufgegriffen und auf zweidimensionale Phasengitterprofile erweitert [29], um sie als Lokaloszillator-Strahlteiler im Submillimeterwellenbereich einzusetzen (vgl. Abschnitt 2.2.7). Da für den Entwurf der Phasengitterprofile die Koeffizienten einer endlichen Fourier-Reihe optimiert werden, wurde die Bezeichnung „Fourier-Gitter“ etabliert. Die Phasenvariation in einer Achse kann demnach für symmetrische Strukturen mit

$$\Delta\Phi(x) = \sum_{m=1}^N a_m \cos\left(n \frac{2\pi x}{L}\right) \quad (2.16)$$

beschrieben werden. Bei Einstrahlung mit einer ebenen Welle der Amplitude U_0 ergibt sich das Fernfeld aus dem resultierenden Feld hinter dem Gitter

$$U_0 \exp[j\Delta\Phi(x)] = U_0 \prod_{m=1}^N \exp\left[ja_m \cos\left(n \frac{2\pi x}{L}\right)\right] \quad (2.17)$$

durch Fourier-Transformation zu einer mehrfachen Faltung der Beugungsfelder der einzelnen Fourierkomponenten [29]:

$$U(\theta) = U_0 \bigotimes_{m=1}^N \left[\sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(a_m) \delta\left(\theta - nq \frac{\lambda}{L}\right) \right]. \quad (2.18)$$

J_q bezeichnet dabei die Bessel-Funktion erster Art q -ter Ordnung. Obwohl die Darstellung auf diese Weise für mathematische Zwecke geeignet ist, sind zur Berechnung numerische Verfahren – insbesondere basierend auf der schnellen Fourier-Transformation (FFT) – besser geeignet.

Resultierende Koeffizienten für den eindimensionalen Entwurf bei Aufteilung in bis zu elf Strahlen sind in [29] angegeben. Für eine ungerade Anzahl ergeben sich Wirkungsgrade zwischen 92 und 97 %, wobei nur fünf Fourier-Koeffizienten in der Reihenentwicklung erforderlich sind und die Wirkungsgrade für eine höhere Anzahl nur unwesentlich zunehmen. Für eine gerade Elementzahl werden 80-92 % erreicht, wobei eine höhere Fourier-Koeffizientenzahl notwendig ist, da das Optimum Sprünge im Profil aufweist. Interessanterweise sind hierbei symmetrische und asymmetrische Entwürfe, bei denen neben den Kosinus- auch Sinus-Terme in der Reihenentwicklung berücksichtigt werden, im Resultat vergleichbar. Bei symmetrischen Entwürfen besteht das Entwurfsziel darin, nur ungerade Beugungsordnungen, also z. B. für $N = 4$ die Leistungsabgabe in die Ordnungen $-3, -1, +1$ und $+3$, anzuregen. Bei asymmetrischen Entwürfen erfolgt die Leistungsabgabe in benachbarte Ordnungen, also z. B. für $N = 4$

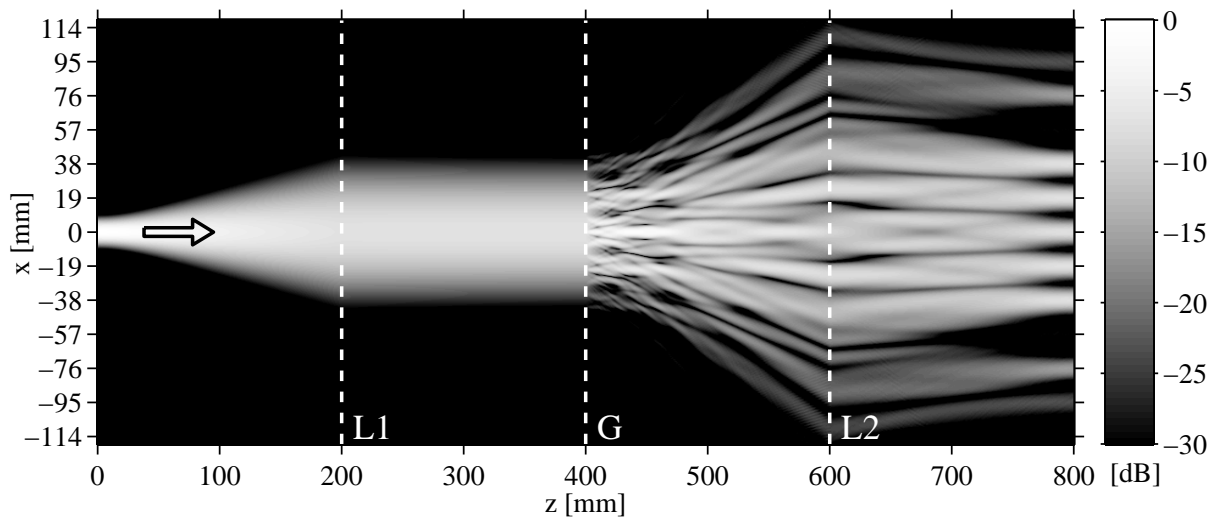


Bild 2.3: Betrag des elektrischen Feldes eines Fünffach-Strahlteilers mit Gaußstrahlanregung bei 150 GHz (Elementabstand $L_e = 19$ mm und Gaußstrahl-Taille $w_0 = 5$ mm)

L1, L2: dünne Linsen mit Brennweiten $f_1 = f_2 = 200$ mm

G: Fourier-Gitter mit Periodenlänge $L = 21.04$ mm

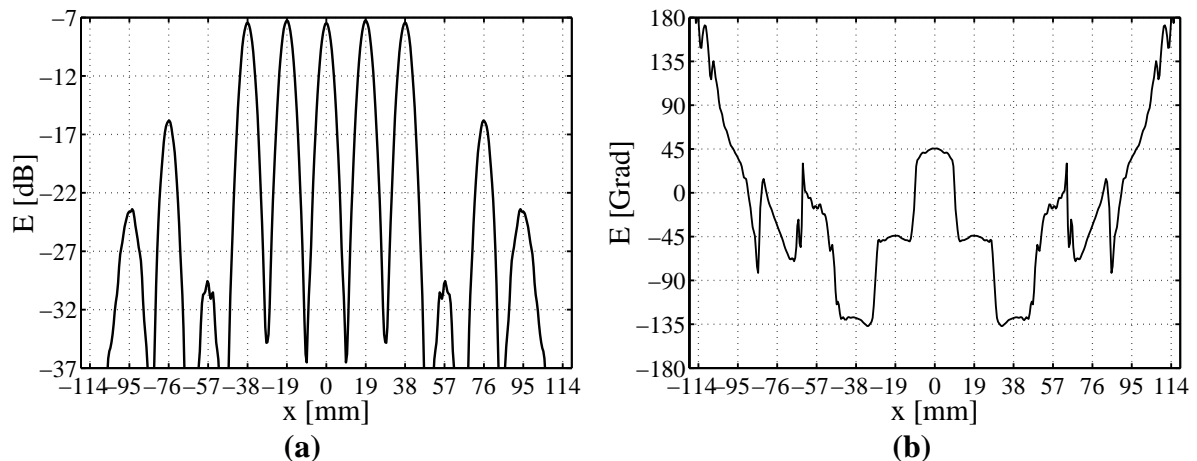


Bild 2.4: (a) Betrag und (b) Phase des elektrischen Feldes des Fünffach-Strahlteilers aus Bild 2.3 im Fokus der zweiten Linse bei $z = 800$ mm

in die Beugungsordnungen -2 , -1 , 0 und 1 . Die resultierenden Ergebnisse sind ineinander überführbar [29].

Numerisches Beispiel

In Bild 2.3 ist der Verlauf des Betrages des elektrischen Feldes eines Fünffach-Strahlteilers dargestellt. Er ist für eine Frequenz von 150 GHz ausgelegt, wobei ein Elementabstand von $L_e = 19$ mm und eine Gaußstrahl-Taille $w_0 = 5$ mm zu Grunde gelegt sind. Mit $f_1 = f_2 = 200$ mm liegt der Grenzwinkel bei $\alpha_{max} \approx 0.24$ rad. Die Linsen und das Fourier-Gitter wurden bei der Berechnung, wie in der Herleitung beschrieben, als elektrisch dünn

angenommen. Die Feldberechnung der Freiraumausbreitung wurde mittels der spektralen Zerlegung nach den Gln. (2.2) und (2.3) rigoros durchgeführt.

Das Fourier-Gitter besitzt gemäß Gl. (2.13) eine Periodenlänge von $L = 21.04$ mm. Die Fourier-Koeffizienten wurden entsprechend [29] zu

$$a_1 = 1.686, \quad a_2 = 0.000, \quad a_3 = 0.630, \quad a_4 = 0.000 \quad \text{und} \quad a_5 = 0.082 \quad (2.19)$$

gesetzt, wodurch sich ein Wirkungsgrad von 92.3 % ergibt. Die restliche Leistung verteilt sich auf die weiteren Beugungsordnungen, wie aus dem Feldverlauf sowie der Darstellung des Feldes nach Betrag und Phase am Ausgang des Strahlteilers in Bild 2.4 ersichtlich wird.

Aus der Phase in Bild 2.4 (b) werden zusätzlich zwei Dinge ersichtlich: Zum einen werden die Leistungen mit unterschiedlicher Phasenbeziehung in die Beugungsordnungen abgegeben. In diesem Fall beträgt die Phasenverteilung der fünf relevanten Beugungsordnungen $-180^\circ, -90^\circ, 0^\circ, -90^\circ, -180^\circ$. Zum anderen wird auch deutlich, dass mit $\alpha_{max} \approx 0.24$ rad die Phasenverteilung an den Rändern von dem in der paraxialen Näherung erwarteten, flachen Verlauf zunehmend abweicht. Für eine Realisierung des Aufbaus ist zu prüfen, ob α_{max} kleiner gewählt werden sollte, um eine gleichmäßige Auskopplung der Leistung zu gewährleisten.

2.2.4 Betrachtung zur Leistungsaddition mit Fourier-Gitter

Anhand des Fünffach-Strahlteilers lässt sich der reziproke Betrieb des Fourier-Gitters zur Leistungsaddition verdeutlichen. Zunächst soll hierzu die Anregung eines der fünf Elemente am Ausgang, und zwar beispielsweise dasjenige, welches sich bei $x = -L_e = -19$ mm befindet, betrachtet werden. Der elektrische Feldverlauf ist in Bild 2.5 dargestellt. Bild 2.6 zeigt das resultierende Feld am Eingang nach Durchlaufen des Gesamtsystems.

Nur knapp ein Fünftel der Leistung wird hierbei in die Mitte eingekoppelt. Der verbleibende Rest wird in die benachbarten Beugungsordnungen aufgeteilt. Das Verhalten wird aufgrund der Reziprozität bei mittiger Anregung ($x = 0$ mm) deutlich, wenn hierbei zusätzlich beachtet wird, dass gemäß Gl. (2.14) durch die Verschiebung der Anregung um $-L_e$ eine entsprechende, negierte Verschiebung der Antwort in positive Richtung resultiert. Das Ergebnis für die verbleibenden Elemente resultiert auf analoge Weise. Die Überlagerung der Felder bei gleichzeitigem Sendebetrieb aller fünf Quellen muss für die Leistungsaddition nun so erfolgen, dass sich die Felder in der Mitte konstruktiv überlagern. Die Phasen müssen hierfür der konjugierten Verteilung des Leistungsteilerbetriebes entsprechen, also $+180^\circ, +90^\circ, 0^\circ, +90^\circ, +180^\circ$ betragen. Der sich hieraus ergebende Feldverlauf ist in Bild 2.7 dargestellt. Die Felder überlagern sich wie gewünscht in der nullten Beugungsordnung. Ein Feldmaximum von -0.39 dB = 91.4 % wird erreicht. Die verbleibende Leistung wird, wie auch aus den Betragsverläufen von Bild 2.8 ersichtlich, in höhere Beugungsordnungen abgestrahlt.

Die Feststellung, dass die Anregungsverschiebungen zu ähnlichen Systemantworten führen, ist ein interessantes Merkmal, mit dem auf die Eigenschaft periodischer Strukturen geschlossen werden kann: Durch die Antwort bei Anregung in der nullten Beugungsordnung lässt sich auf ähnliche Antworten schließen, wenn in andere Beugungsordnungen oder Winkel eingestrahlt

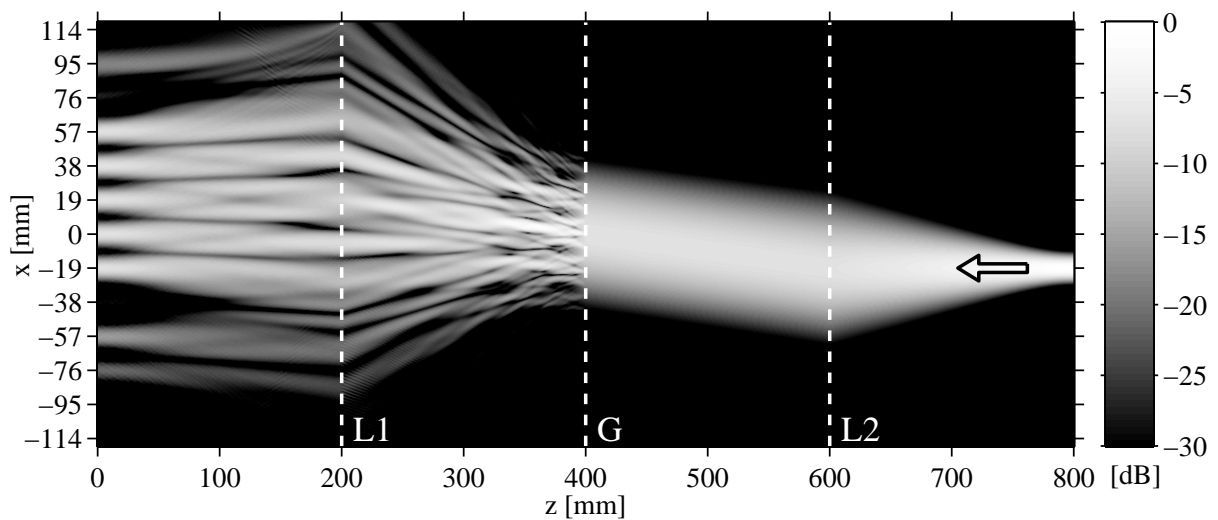


Bild 2.5: Betrag des elektrischen Feldes bei reziproker Anregung des Fünffach-Strahlteilers aus Bild 2.3 mit einem Gaußstrahl bei $z = 800$ mm, $x = -L_e = -19$ mm

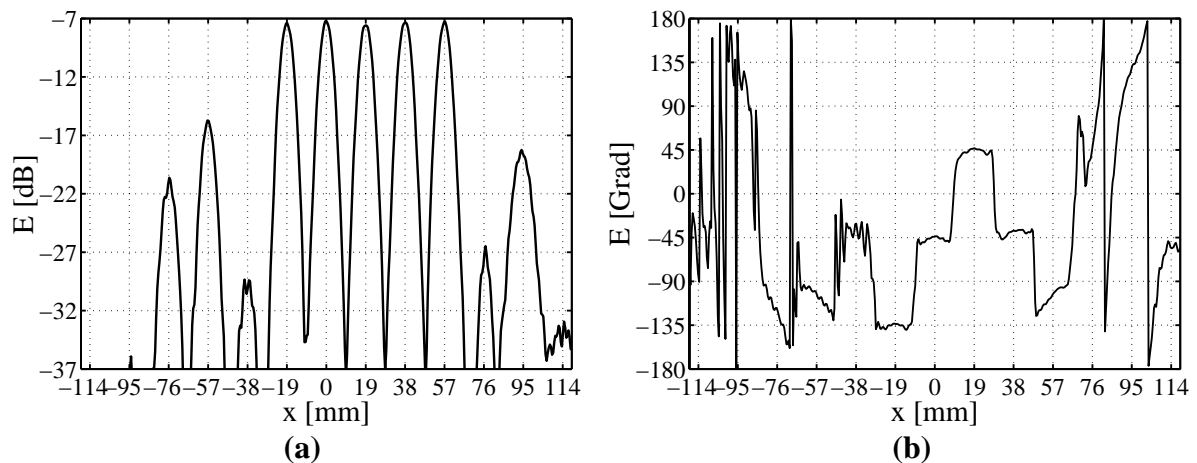


Bild 2.6: (a) Betrag und (b) Phase des elektrischen Feldes zu Bild 2.5 in der Ebene $z = 0$ mm

wird. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass die Aussage nur Gültigkeit hat, wenn die paraxiale Näherung und eine *elektrisch dünne*, periodische Struktur annehmbar sind. Die Aussage ist also insbesondere nicht für elektrisch dicke, periodische Strukturen oder große Einstrahlwinkel gültig. Wäre zur Verdeutlichung im Beispiel die Leistungsverteilung ideal, d. h. zu je 20 % auf fünf Elemente mit der angegebenen Phasenverteilung aufgeteilt worden, so wäre mit diesen Annahmen bei reziprokem Betrieb – wie gerade beschrieben – die Leistungsbilanz verletzt: Neben 100%-iger Leistungsabgabe in die nullte Ordnung entstehen weitere Abgaben in die ± 2 -ten und ± 4 -ten Ordnungen von je 4 %, wie in Tabelle 2.1 verdeutlicht ist. Aus dem Ergebnis wird auch deutlich, warum eine gleichphasige Leistungsaufteilung mit dieser Methode nicht zu erreichen ist. Auch wenn dies nur eine Näherung ist, verdeutlicht sie das Prinzip der Leistungsaddition unter Anwendung von Fourier-Gittern.

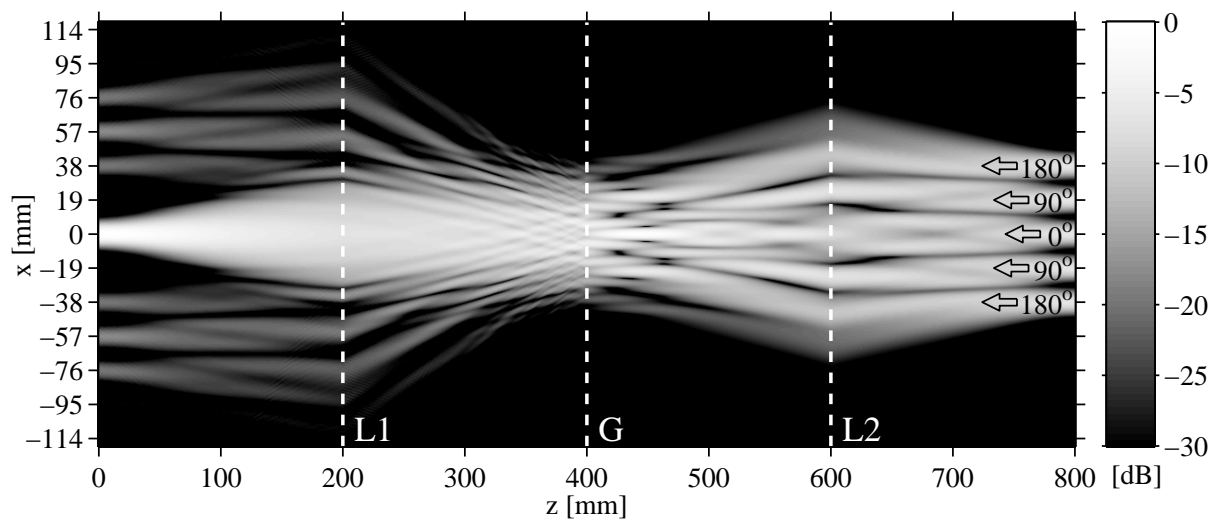


Bild 2.7: Betrag des elektrischen Feldes bei reziproker Anregung des Fünffach-Strahlteilers aus Bild 2.3 mit fünf Gaußstrahlen ($z = 800$ mm, $x_n = n \cdot L_e$, $n \in \{-2, -1, 0, 1, 2\}$), welche zur Leistungsaddition mit unterschiedlichen Phasen angeregt werden

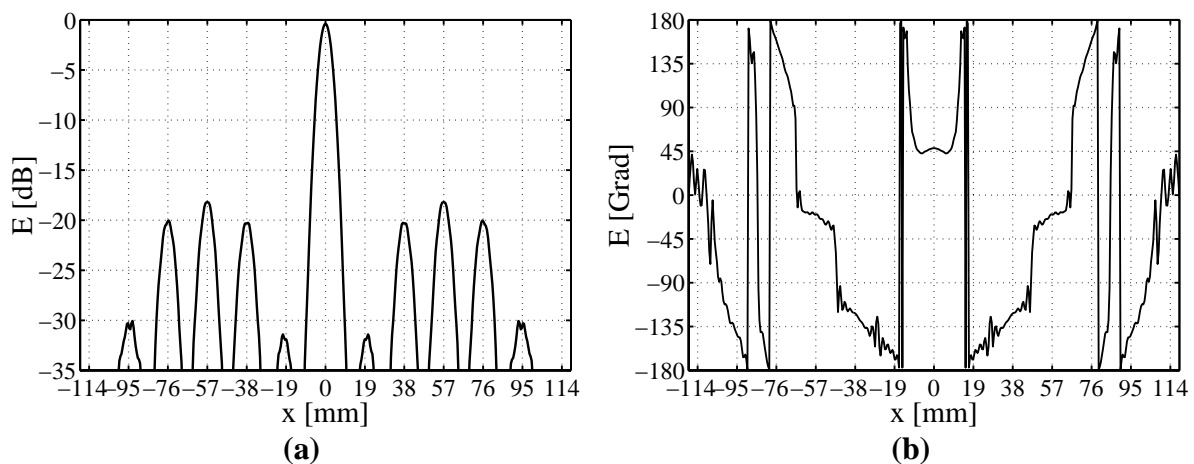


Bild 2.8: (a) Betrag und (b) Phase des elektrischen Feldes zu Bild 2.7 in der Ebene $z = 0$ mm
Maximum: -0.39 dB = 91.4 %

2.2.5 Kollimierendes Fourier-Gitter und quasi-optische Interpretation

Für den bisher beschriebenen Aufbau werden neben den Sende- und Empfangselementen zwei Linsen und ein Gitter benötigt. Es ist jedoch möglich, eine Linse und das Gitter in einem Element zusammenzufassen, wie es in [30] vorgeschlagen und als „kollimierendes Fourier-Gitter“ bezeichnet wird. Dies wird durch Transformation der Gitterfunktion auf die erste Linse erreicht. Da im beschriebenen System Spiegel anstelle von Linsen zur Strahlformung verwendet werden, wird der eingesetzte elliptische Spiegel hierdurch in einen Parabolspiegel gewandelt, dessen Höhenprofil geeignet mit der auf die Oberfläche transformierten Gitterphase moduliert werden muss [30].

Tabelle 2.1: Normierte Felder $E_{out}(m_{in})$ und resultierende Leistungen in den Beugungsordnungen m_{out} am Ausgang bei näherungsweise Betrachtung der Verteilung durch Anregung der fünf Eingangstore ($x = 4f$, Beugungsordnungen m_{in}) mit unterschiedlichen Phasen für E_{in}

$E_{in}(m_{in})$	$m_{in} \backslash m_{out}$	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
$-1 \cdot \sqrt{5}$	+2	+1	+j	-1	+j	+1				
$+j \cdot \sqrt{5}$	+1		-j	+1	+j	+1	-j			
$+1 \cdot \sqrt{5}$	0			-1	-j	+1	-j	-1		
$+j \cdot \sqrt{5}$	-1				-j	+1	+j	+1	-j	
$-1 \cdot \sqrt{5}$	-2					+1	+j	-1	+j	+1
$E_{out} = \sum E_{out}(m_{in})$		1	0	1	0	5	0	1	0	1
$100 \cdot \frac{ E_{out} ^2}{\sum E_{in}(m_{in}) ^2}$		4	0	4	0	100	0	4	0	4

Prinzipiell ist eine Kollimator-Optik dafür zuständig, einen divergenten Strahl in einen parallelen Strahl zu kollimieren. In Gaußstrahl-Optiken gibt es jedoch grundsätzlich keine parallelen Strahlen. Dies ist nur für ideale Punktquellen in der geometrischen Optik gültig. Entscheidend ist jedoch, dass durch das Linsensystem von Bild 2.2 der aus Ebene Q gesendete Gaußstrahl mit dort ebener Phasenfront durch die Linse $L1$ in einen Gaußstrahl in Ebene G transformiert wird, welcher ebenfalls eine ebene Phasenfront besitzt – analog zum Parallelstrahl. Das Gitter muss in dieser ebenen Phasenfront platziert sein, damit die Array-Generation durch die anschließende Fourier-Transformation der zweiten Linse ordnungsgemäß durchgeführt wird. Hiermit kann eine genauere Erklärung des kollimierenden Fourier-Gitters für Gaußstrahlensysteme gegeben werden: Um das Gitter und die erste Linse in der gleichen Ebene positionieren zu können, muss die Abbildung des Fourier-transformierten Gaußstrahls auf der Linse 1, also bei $d_{out,1} = 0$, stattfinden.

Durch Umformung der Abbildungsformeln für Gaußstrahlen (vgl. [20]) mit $d_{out,1} = 0$ lässt sich die Brennweite f_1 implizit aus dem Verhältnis $d_{in,1}/f_1$ sowie der Vergrößerung \mathcal{M}_1 gemäß

$$f_1 = \frac{z_{c,1}}{\sqrt{d_{in,1}/f_1 - (d_{in,1}/f_1)^2}} \quad \text{und} \quad \mathcal{M}_1 = \frac{1}{1 - d_{in,1}/f_1} \quad (2.20)$$

mit der konfokalen Distanz des Eingangsgaußstrahles $z_{c,1} = \pi w_0^2 / \lambda_o$ berechnen. Damit sich eine Gesamtvergrößerung $\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 \cdot \mathcal{M}_2$ ergibt, bestimmt sich das Verhältnis $d_{in,1}/f_1$ aus \mathcal{M}_2 zu

$$\mathcal{M}_2 = f_2/z_{c,2} \quad \implies \quad d_{in,1}/f_1 = 1 - (\mathcal{M} \cdot z_{c,1}/f_2)^2, \quad (2.21)$$

da für die zweite Linse $z_{c,2} = \mathcal{M}_1^2 \cdot z_{c,1}$ und weiterhin $d_{in,2} = d_{out,2} = f_2$ gilt. Hieraus bestimmt sich wiederum die Periodenlänge des Gitters gemäß Gl. (2.13).

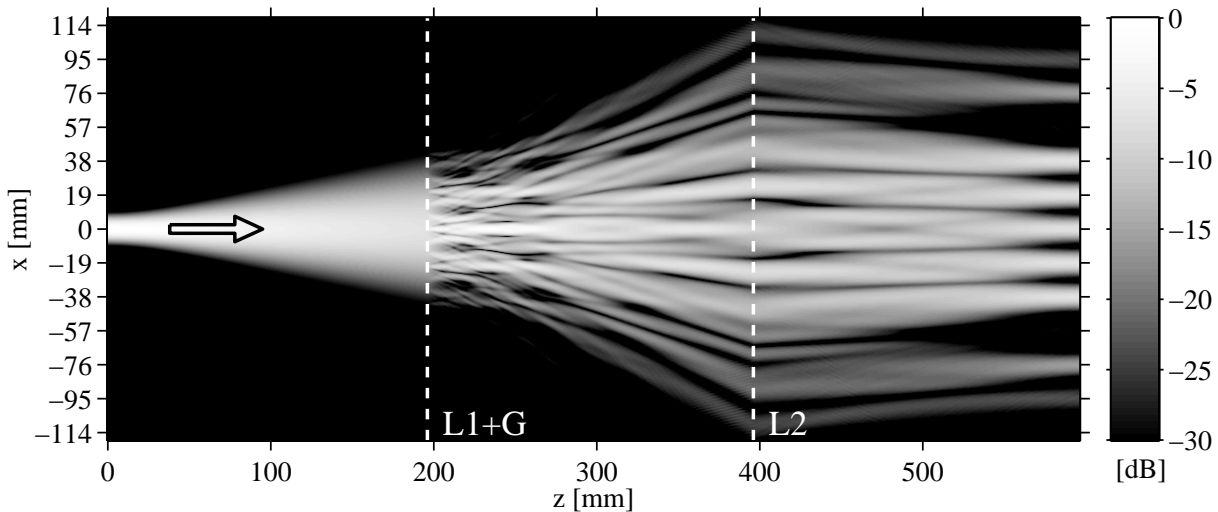


Bild 2.9: Betrag des elektrischen Feldes eines Fünffach-Strahlteilers mit kollimierendem Fourier-Gitter bei 150 GHz (Elementabstand $L_e = 19$ mm und Gaußstrahl-Taille $w_0 = 5$ mm)
 L1+G: dünne Linse ($f_1 = 203.98$ mm, $d_{in,1} = 196.10$ mm, $d_{out,1} = 0$ mm) mit überlagerter Phasenmodulation des Fourier-Gitters mit Periodenlänge $L = 21.04$ mm
 L2: dünne Linse zur Fernfeld/Fourier-Transformation ($d_{in,2} = d_{out,2} = f_2 = 200$ mm)

Numerisches Beispiel

In Bild 2.9 ist der Feldverlauf eines auf diesen Entwurfsregeln basierenden Fünffach-Strahlteilers für 150 GHz dargestellt. Die Gaußstrahl-Taille, der Elementabstand und die Brennweite f_2 entsprechen denen des Grundentwurfs aus Bild 2.3. Da die Phasenmodulationen von Linse 1 und dem Fourier-Gitter in einer Ebene liegen, können sie zusammengefasst werden, wodurch das kollimierende Fourier-Gitter entsteht. Hierdurch wurde außerdem die Gesamtlänge des Aufbaus reduziert. Die Abhängigkeiten des elektrischen Feldes nach Betrag und Phase am Ausgang entsprechen denen, die bereits schon zum Grundaufbau in Bild 2.4 gezeigt wurden.

Variante

In [31] wurde ein ähnliches Prinzip angewendet, wobei die Phasenmodulation des Gitters auf die zweite Linse übertragen wurde. Hieraus resultiert die notwendige Bedingung $d_{in,2} = 0$, um die Ebenen G und $L2$ zusammenführen zu können. Hierbei sind jedoch zwei Probleme festzustellen, welche die Anwendung dieser Technik zur Antennenauskopplung verhindert: Zum einen ist es bei Gaußstrahlen nicht möglich, das Ausgangsbild auf den Fokus $d_{out,2} = f_2$ abzubilden, wenn $d_{in,2} = 0$ gilt. Die Methode geht von der strahlenoptischen Näherung aus, dass also die Gitter-Linsen-Kombination mit einer homogenen, ebenen Welle ausgeleuchtet wird. Zum anderen hat das System zwar die fouriertransformierende Eigenschaft; es wird jedoch ein quadratischer Phasenfaktor überlagert, wie bereits zu Anfang des Abschnitts 2.2 erläutert wurde. Hiermit ist die Methode nur für solche Anwendungen interessant, bei denen nur die Intensitätsverteilung der Array-Generation von Bedeutung ist.

2.2.6 Erweiterung: Fokussierendes Fourier-Gitter

Unter gewissen Einschränkungen ist es möglich, fokussierende Fourier-Gitter zu realisieren, bei denen sogar alle drei Komponenten – das Gitter und beide Linsen – in einer Ebene positioniert werden können. Dem stehen zunächst die Aussagen entgegen, welche bereits im letzten Absatz zur Variante des kollimierenden Fourier-Gitters getroffen wurden. Die quadratische Phasenmodulation, welche im Ausgangsfokus durch Platzierung des Gitters auf der Linse resultiert, kann jedoch in der paraxialen Näherung ausgeglichen werden, indem die Ausgangselemente kugelförmig mit dem Radius f um die Linsenmitte angeordnet werden. Wird nur darauf abgezielt, Gaußstrahlen abzubilden, so reicht eine Linse zur Umformung aus, da die Fourier-Transformation eines Gaußstrahles wiederum einen Gaußstrahl ergibt. Mit $d_{out} = f$ ergibt sich $d_{in} = f$ und $\mathcal{M} = f/z_c$. Für $\mathcal{M} = 1$ ist damit zunächst nur die Lösung $f = z_c = \pi w_0^2/\lambda_o$ zulässig. Am Ausgang wird der ursprüngliche Gaußstrahl wieder abgebildet. Da $d_{out} = f$ ist, würde ein Hinzufügen der Fourier-Gitter-Phasenmodulation zur Linsen-Phasenmodulation aufgrund der fouriertransformierenden Eigenschaft im Ausgangsfokus die Mehrfachabbildung erzielen.

Für 150 GHz ist z. B. bei $w_0 = 5$ mm die Brennweite $z_c = 39.3$ mm zu kurz, um eine praktikable Lösung zu erhalten. Es müsste ein breiterer Eingangsstrahl zur Verfügung stehen, welcher aber nur durch eine zusätzliche Linse generiert werden könnte. Es stellt sich aber heraus, dass die Brennweite entgegen der Feststellung größer gewählt werden darf und bei Überlagerung der Linse mit dem Fourier-Gitter auch mit $d_{out} \neq f$ eine radiale Mehrfachabbildung zustandekommt. Eine Erklärung lässt sich durch die fouriertransformierende Eigenschaft des Freiraums zwischen konfokalen Kugeloberflächen geben, welche für die paraxiale Näherung Gültigkeit hat [17]³. Die Oberflächen heißen „konfokal“, wenn die Mittelpunkte der Kugeln jeweils auf der anderen Oberfläche liegen. Ordnet man zwei solche konfokale Systeme, wie in Bild 2.10 skizziert, hintereinander an, so ergibt sich – dem Doppellinsensystem entsprechend – eine doppelte Fourier-Transformation.

Zu diesem Zweck müssen die beiden mittleren Kugeloberflächen geeignet miteinander verknüpft werden, sodass auf ihnen die gleiche Feldverteilung vorliegt. Dies wird durch eine Linse erreicht. Es soll hier nur der Fall betrachtet werden, in dem beide konfokale Systeme den gleichen Radius r haben. Eine Verallgemeinerung ist jedoch leicht möglich und die Theorie somit auf vergrößernde oder verkleinernde Systeme übertragbar. In diesem Fall ergibt sich in paraxialer Näherung für die Linse die Brennweite $f = r/2$. Es ist zu beachten, dass auf diese Weise nur solche Felder richtig verknüpft werden, deren Phasenfronten auf den Kugeloberflächen liegen. Gaußstrahlen besitzen eine radiale Phasenfront, welche sich gemäß

$$R(z) = z + z_c^2/z \quad (2.22)$$

mit z als Abstand von der Strahltaille verhält [20]. Das System muss dementsprechend so ausgelegt werden, dass auf den mittleren Oberflächen $R(z) = r$ gilt. Mit dieser Bedingung ergibt

³Es sei angemerkt, dass diese fouriertransformierende Eigenschaft ein Sonderfall der fraktionalen Fourier-Optik ist [32].

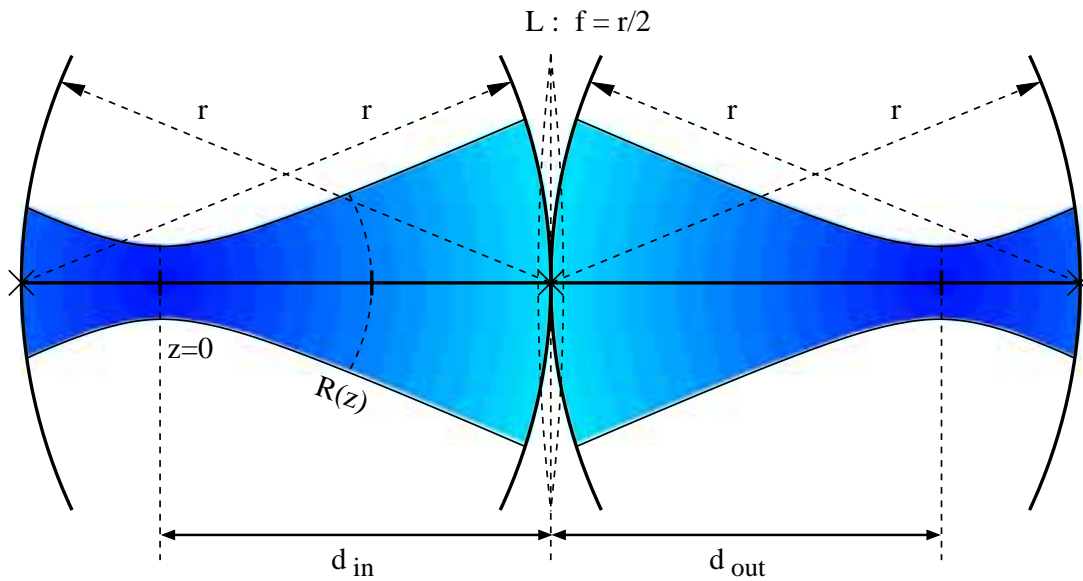


Bild 2.10: Zwei Freiraumsysteme aus konfokalen Kugelflächen, die durch eine Linse verknüpft sind, um kugelförmige Phasenfronten zu überführen

sich

$$f = \frac{r}{2} = \frac{1}{2} \left(d_{in} + \frac{z_c^2}{d_{in}} \right) \quad \text{mit} \quad d_{in} = d_{out}. \quad (2.23)$$

Die zu Anfang vorgeschlagene Anordnung ist hiervon ein Sonderfall. Durch diese Vorgehensweise liegen ebenfalls Phasenfronten der Gaußstrahlen auf den äußeren Kugelflächen, welche durch die fouriertransformierenden Eigenschaften des Freiraums aufeinander abgebildet werden.

Im Übrigen resultiert das gleiche Ergebnis aus den Abbildungseigenschaften dünner Linsen für Gaußstrahlen [20]. Entscheidend ist jedoch in dieser Herleitung, dass die fouriertransformierenden Eigenschaften eine Erklärung liefern, warum eine Phasenmodulation der Linse die gewünschte Mehrfachabbildung zur Array-Generation erzielt. Die Abbildungseigenschaften beziehen sich dabei zwar auf die äußeren Kugelflächen, jedoch ergeben sich hierdurch die Gaußstrahl-Tailen zwangsläufig auch am Ausgang im Radius d_{out} vom Linsenmittelpunkt.

Numerisches Beispiel

In Bild 2.11 ist der Feldverlauf eines auf diesen Entwurfsregeln basierenden Fünffach-Strahlteilers für 150 GHz dargestellt. Wie erwartet, fokussieren die Strahlen radial im Abstand d_{out} um den Linsenmittelpunkt. Für die skizzierten, tangentialen Schnitte in den Beugungsordnungen ist das Feld nach Betrag und Phase in Bild 2.12 wiedergegeben. Aus den Phasenverläufen der äußeren Beugungsordnungen wird deutlich, dass wiederum die paraxiale Näherung eingehalten werden muss, um eine effektive Auskopplung zu erzielen. Die Auskoppelemente könnten auch in ihrer Position variiert werden, um eine ebene Phasenfront zu erhalten. Hierbei würde sich jedoch auch der Tailenradius ändern. Da aufgrund der radialen

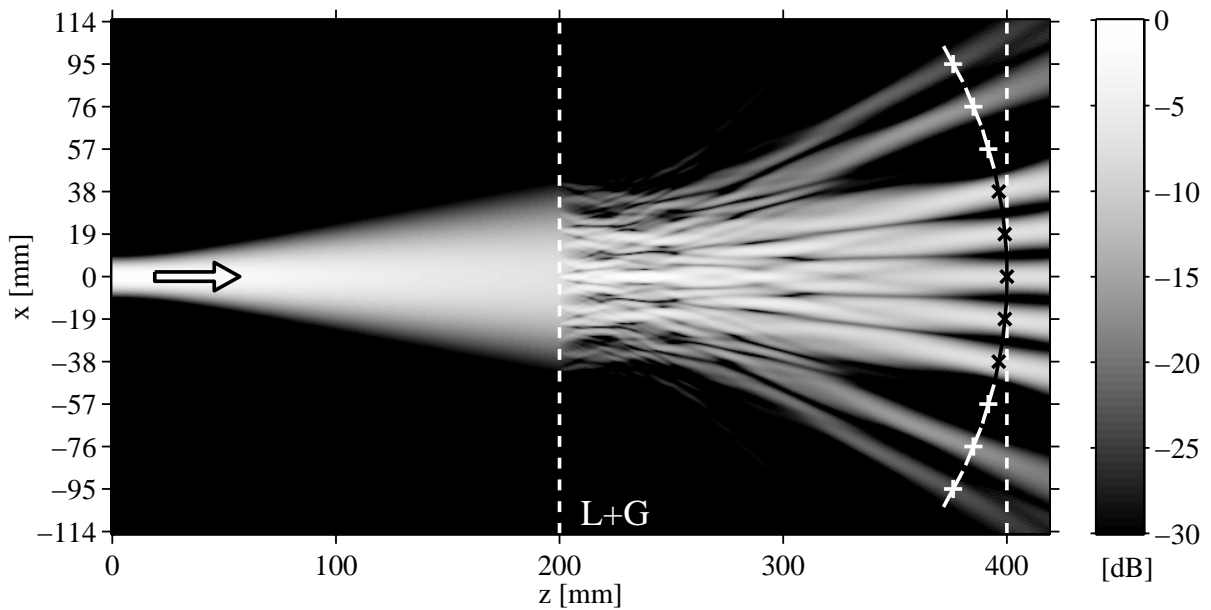


Bild 2.11: Betrag des elektrischen Feldes eines fokussierenden Fünffach-Strahlteilers mit Gaußstrahlanregung bei 150 GHz (Elementabstand $L_e = 19$ mm und Gaußstrahl-Taille $w_0 = 5$ mm) L+G: dünne Linse ($f = 103.9$ mm, $d_{in} = d_{out} = 200$ mm) mit überlagerter Phasenmodulation des Fourier-Gitters mit Periodenlänge $L = 21.04$ mm

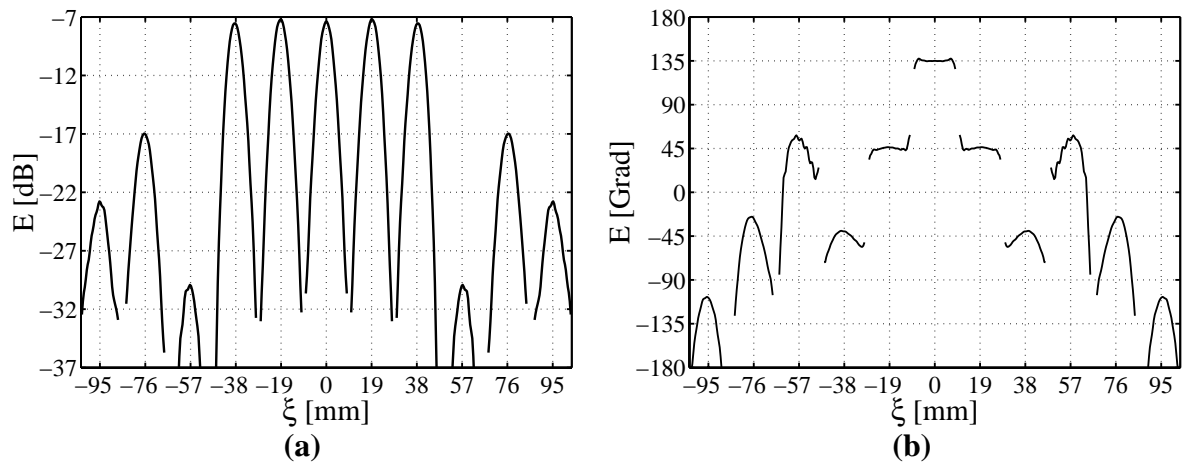


Bild 2.12: (a) Betrag und (b) Phase des elektrischen Feldes des fokussierenden Strahlteilers aus Bild 2.11 in tangentialen Schnitten in den Beugungsordnungen (Radius z_c zum Linsenmittelpunkt). Bei den im Bild 2.11 gekreuzt gekennzeichneten Mittelpunkten entspricht ξ den lokalen x -Werten.

Anordnung eine Verknüpfung der Ausgänge mit weiteren quasi-optischen Komponenten nur begrenzt möglich ist, ist die primäre Anwendung der Einsatz als Leistungsaddierer, bei dem die Oszillatoren an diesen Orten platziert sind. Durch weitere Positionsvariationen kann somit auch die Phasenverteilung ausgeglichen werden.

2.2.7 Anwendung als Lokaloszillator-Strahlteiler

Die in [29] beschriebenen Fourier-Gitter wurden vom 1. Physikalischen Institut der Universität Köln für einen Mehrkanalempfänger des Kölner Observatorium für Submillimeter-Astronomie entworfen. Astronomische Signale in der Nähe der Frequenzen 490 GHz und 810 GHz werden durch zwei Mischer-Arrays auf verwertbare Signale heruntergemischt. Hierbei ist für jeden Mischer eine Lokaloszillator-Pumpleistung notwendig, welche aus jeweils einer Quelle bei 490 GHz und 810 GHz mittels Strahlteilung durch Fourier-Gitter gewonnen wird.

Der quasi-optische Gesamtaufbau ist z. B. in [33] beschrieben. In diesem System kommt ein Empfangs-Array von 4×2 Elementen zum Einsatz. Der Elementabstand wurde zu 20 mm festgelegt. Um ein möglichst hohes Auflösungsvermögen zu erreichen, wurden die Gaußstrahl-Antennen hierauf mit $w_0 = 6.5$ mm angepasst. Da das Verhältnis von Aperturdurchmesser L zu Gaußstrahl-Taillenradius w_0 nicht kleiner als $w/\lambda \approx 3$ sein kann und sich dieses Verhältnis auch nach Durchlaufen der quasi-optischen Komponenten nicht ändert, ist hiermit das Auflösungsvermögen definiert [34] (vgl. auch [20]).

Die Anordnung der beiden vierelementigen Mischerzeilen wurde aus Platzgründen nicht direkt in einem Array nebeneinander vollzogen sondern so, dass sie auf einen 2×4 -elementigen Sammelspiegel strahlen. Eine Erweiterung auf mehr als zwei Zeilen ist somit nicht möglich. Betragsfeldmessungen bei Einsatz von zunächst nur einer 4-elementigen Zeile wurden bei 490 GHz und 810 GHz durchgeführt [35].

Messungen zur Charakterisierung des Wirkungsgrades verschiedener Konfigurationen bei 490 GHz sind in [36] aufgeführt. Die Anordnung mit 2×4 Elementen hat demnach einen Wirkungsgrad von ca. 71 %. Eine quadratische Anordnung mit 4×4 Elementen hat einen Wirkungsgrad von ca. 85 %. Neben der 4×4 -elementigen Konfiguration ist eine achtelementige Anordnung mit drei Zeilen entworfen worden, bei denen die beiden äußeren Zeilen zwei anstelle von vier Elementen enthalten. Diese 2-4-2-elementige Anordnung hat mit ca. 84 % einen vergleichbaren Wirkungsgrad. Ihr Vorteil ist, dass durch Überlagerung zweier solcher Anordnungen im Winkel von 90° ebenfalls ein 4×4 -Array entsteht, welches aber um $1/\sqrt{2}$ dichter gepackt ist, wodurch die Auflösung gesteigert wird. Die Wirkungsgrade beziehen sich auf Vergleichsmessungen, bei denen anstelle der Phasengitter ein einfacher Spiegel zur Erzeugung eines Einzelstrahls verwendet wurde, d. h. die ohmschen Verluste durch das quasi-optische Gesamtsystem sind nicht berücksichtigt. Des Weiteren sind Verluste durch die Einkopplung in die Empfangshörner sowie die untereinander vorliegenden Leistungsschwankungen nicht spezifiziert.

2.2.8 Beschränkungen der Einsatzfähigkeit

Eine wesentliche Beschränkung der Einsatzfähigkeit dieser Methoden ist durch die paraxiale Näherung gegeben. Hierdurch muss bei zu großer Elementanzahl das System entsprechend länger dimensioniert werden, wie in Abschnitt 2.2.1 aufgezeigt wurde. Insbesondere ist auch die Gestaltung des Oberflächenprofils elementabhängig. Für die Erzeugung der Leistungsabgabe in höhere Beugungsordnungen muss im Fall des Fourier-Gitters eine größere Zahl von

Fourier-Koeffizienten berücksichtigt werden, was sowohl die Optimierung als auch die Fertigung erschwert [29].

Für alle Elemente müssen für die Bereitstellung der Gaußstrahlen herstellungstechnisch aufwendige Rillenhornantennen zum Einsatz kommen. Dual-Mode-Hörner sind ebenfalls in der Lage, Gaußstrahlen mit relativ hohem Wirkungsgrad auszusenden [20]; sie besitzen jedoch eine schmalbandige Frequenzcharakteristik. Einfache Hörner oder beliebige Antennen können nur dann zum Einsatz kommen, wenn das Doppellinsen-Grundsystem verwendet wird (vgl. Abschnitt 2.2.1), da dessen Entwurf nicht von der Antennencharakteristik abhängt. Hierbei ist jedoch eine breitere Ausleuchtung der Elemente zu berücksichtigen.

Um einen hohen Wirkungsgrad bei der Array-Generation zu erhalten, ist eine ungleichförmige Phasenbeziehung der relevanten Beugungsordnungen notwendig. Dies ist für den Einsatz als Strahlteiler in einem Empfangssystem und ggf. für die Realisierung eines Leistungsaddierers akzeptabel (vgl. Abschnitt 2.2.4 u. 2.2.6). Bei Verwendung in Multi-Element-Verstärkern oder -Vervielfachern ist eine ungleichförmige Phasenbeziehung der Elemente jedoch störend. Die Bereitstellung einer gleichförmigen Phasenverteilung ist hinreichend, aber nicht unbedingt notwendig. Für die Aufsummierung an einem Leistungsaddierer muss die Phasenverteilung der am Leistungsteiler konjugierten Verteilung entsprechen. Für den Einsatz als Verstärker wären also auch Phasenunterschiede von 180° zulässig. Bei Verwendung als Vervielfacher sind auch weitere Phasenbeziehungen zulässig. So ist z. B. die Phasenbeziehung des numerischen Beispiels eines Fünffach-Strahlteilers aus Abschnitt 2.2.3 für einen Frequenzverdreifacher geeignet: Nach Verdreifachung der Frequenz liegt bei der Ausgangsfrequenz die konjugierte Phasenverteilung vor, welche mit einem entsprechenden, für die dreifache Frequenz ausgelegten Aufbau in die nullte Beugungsordnung zusammengefasst wird. In anderen Fällen ist bei diesen Anwendungen eine Anpassung durch Phasenschieber notwendig, welche aber zu Verlusten führen.

Die Betrachtungen wurden nur bei der Frequenz durchgeführt, für die die Systeme ausgelegt wurden. Es ist jedoch zu beachten, dass sowohl die Position der Beugungsordnungen als auch deren Signal nach Betrag und Phase frequenzabhängig sind. Die Positionsänderung ist darauf zurückzuführen, dass sich das Verhältnis der Periodizität zur Wellenlänge ändert. Das heißt, die Strahlen treffen nicht mehr axial sondern versetzt auf die Empfangshörner. Je höher die individuelle Beugungsordnungszahl, desto stärker wirkt sich dies aus. Dies kann unter Umständen durch mechanische Variationen im optischen System kompensiert werden [27], da die Brennweite der ausgangsseitigen Linse einen Einfluss auf den Elementabstand hat (vgl. Gl. (2.13)). Eine weitere Möglichkeit besteht im Austausch des Gitters [30]. Letzteres ist zwar aufwändig, würde aber auch das Phasenprofil selbst anpassen. Da sich ansonsten das Verhältnis der Höhe des Profils zur Wellenlänge ändert, ist mit einer Abweichung der Leistungs- und Phasenverteilung zwischen den Beugungsordnungen zu rechnen.

2.3 Methoden im Fresnel-Bereich

In den folgenden Abschnitten werden die quasi-optischen Methoden der Array-Generation mit periodischen Strukturen behandelt, welche im Fresnel-Bereich die Abbildungsfunktion vollziehen. Folglich kann bei diesen Konzepten auf Linsen zur Fernfeld-Nahfeld-Transformation verzichtet werden. Die Methoden basieren darauf, die Beugungseffekte so zu nutzen, dass aus geeigneter Überlagerung die Array-Generation erfolgt. Insbesondere ist hierbei der Talbot-Effekt hilfreich, welcher in Abschnitt 2.3.2 vorgestellt wird.

Das Konzept ist vergleichbar mit der Eigenwellen-Anregung in Hohlleiterkoppelstrukturen, um durch geeignete Überlagerung der Eigenwellen z. B. eine gleichmäßige Auskopplung auf zwei Tore zu erzielen. Eine Kaskadierung solcher Koppelstrukturen kann im übrigen auch als Array-Generator angesehen werden, weshalb in [13] eine entsprechende Methodenzuordnung erfolgt. In Abschnitt 6.1 wird ein spezieller, kaskadierter Hohlleiterkoppler vorgestellt, welcher als Hilfsmittel für die dort vorgestellten Messungen dient. Eine weitere vergleichbare Technik aus dem Mikrowellenbereich ist ein Leckwellenleiter, bei dem in regelmäßigen Abständen ein Teil der Leistung ausgekoppelt wird. Diese Technik findet auch in der Optik Anwendung [13], wird aufgrund ihrer ungleichmäßigen Leistungsverteilung und schlechten Wirkungsgrade in diesem Rahmen jedoch nicht weiter diskutiert.

2.3.1 Linsen-Array

Bei dieser Methode werden Linsen periodisch mit dem Elementabstand L des Arrays angeordnet. Wird das Linsen-Array mit einer ebenen Welle ausgeleuchtet, so wird hierdurch eine Fokussierung der Wellenfront auf die Elemente erreicht. Diese Vorgehensweise ist in Bild 2.13 verdeutlicht. Obwohl in [13] eine getrennte Klassifizierung der Linsen-Arrays erfolgt, operieren sie im Fresnel-Bereich (vgl. [37]), sodass sie in diesem Rahmen erläutert werden.

Die Technik basiert darauf, die ebene Welle direkt in eine der Elementzahl entsprechende Anzahl von lokalen Zellen aufzuteilen, um die resultierende Leistung in dem jeweiligen Bereich der Breite L in das unmittelbar dahinterliegende Element einzukoppeln. Solange eine homogene, ebene Welle zur Speisung vorliegt, ist hiermit eine gleichmäßige Leistungs- und Phasenverteilung zwischen den Elementen gegeben. Diese Technik wird typischerweise für Elementabstände $L > 100 \lambda_0$ eingesetzt [37]. Zur Realisierung der Strahlformung bei diesen Abständen können Arrays von Fresnel-Linsen oder fresnelsche Zonenplatten zum Einsatz kommen, um die Linsendicke zu reduzieren [37, 38].

Das wesentliche Problem eines Linsen-Arrays ist, dass die Leistungsverteilung im Strahlprofil nur bedingt beeinflusst werden kann. An den Rändern der Zellen liegt die gleiche Leistung wie in der Mitte vor, während bei der Einkopplung in Antennen die Verteilung ungleichförmig ist. Hierfür muss das Oberflächenprofil der Linse angepasst werden, wobei im Allgemeinen eine Linse zur gleichzeitigen Anpassung des Phasen- und Leistungsprofils nicht ausreichend ist. Folglich kommen Doppellinsensysteme als Alternative zum Einsatz [13]. Letztere Vorgehensweise ist analog zur Technik der Umwandlung eines Gaußstrahls in eine räumlich begrenzte, ebene Welle, wie sie auch in Kapitel 5 diskutiert wird.

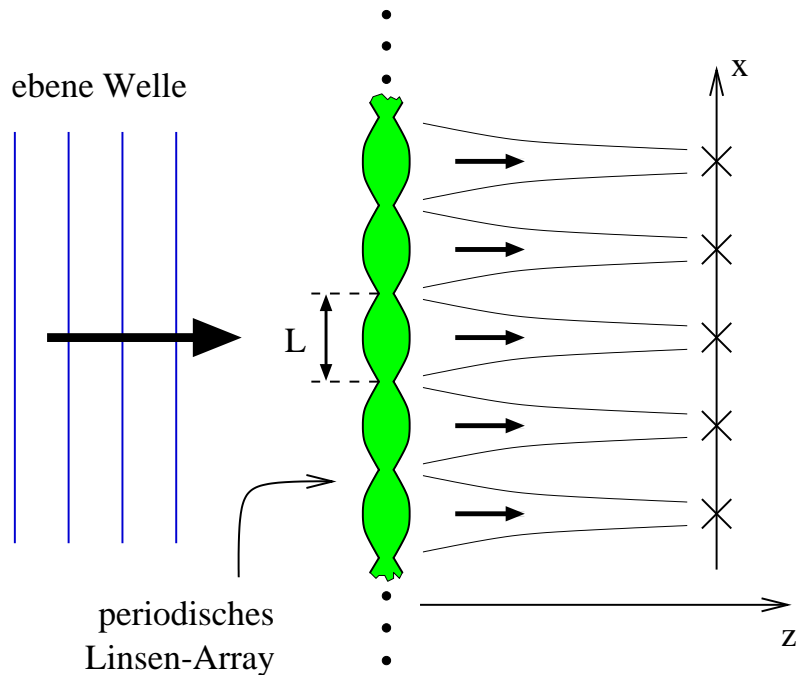


Bild 2.13: Periodisches Linsen-Array zur Leistungsteilung

2.3.2 Talbot-Effekt

Die in den folgenden Abschnitten aufgezeigten Methoden im Fresnel-Bereich basieren direkt auf dem Talbot-Effekt. Wie sich im Abschnitt 4.2 zeigen wird, können wesentliche Ergebnisse der dort betrachteten Methode der Leistungsaddition mit Hilfe des Talbot-Effektes erklärt werden. Der Talbot-Effekt hat bisher kaum Eingang in die Standard-Literatur gefunden (vgl. z. B. [19, 39]) oder wurde nur in Ansätzen aufgezeigt [17, 40]. Aus diesen Gründen wird in den folgenden Unterabschnitten eine ausführliche Herleitung zur Beschreibung des Effektes aufgezeigt.

Im Jahr 1836 wurde von H. F. Talbot experimentell entdeckt und erst im Jahr 1881 von Lord Rayleigh analytisch erklärt [41], dass sich eine periodische Feldverteilung nach Abständen, welche Vielfache von

$$Z_T = 2L^2/\lambda_o \quad (2.24)$$

sind, selbst abbildet. L bezeichnet hierbei die Periodenlänge.

Eine solche Feldverteilung entsteht z. B., wie in Bild 2.14 dargestellt, wenn ein periodisches Gitter senkrecht mit einer ebenen Welle beleuchtet wird. Durch Interferenz entsteht im Abstand von $z = Z_T$ das Selbstbild der durch das Gitter erzeugten Feldverteilung in der Ebene $z = 0$. Des Weiteren lässt sich beobachten, dass zwischen den selbstabbildenden Ebenen Muster entstehen, welche aus einer mehrfachen, verschobenen Überlagerung des Ursprungsbildes bestehen, wenn der Abstand ein gebrochenrationaler Bruchteil der Talbot-Länge Z_T beträgt. Aus diesem Grund wird das Phänomen als „fraktionaler Talbot-Effekt“ und die entstehenden Muster als „Fresnel-Abbildungen“ bezeichnet. Ihr Zustandekommen wird in den folgenden Abschnitten begründet. Im Bild 2.14 ist der Effekt exemplarisch am Betrag des Feldes für $z = 2/5 \cdot Z_T$

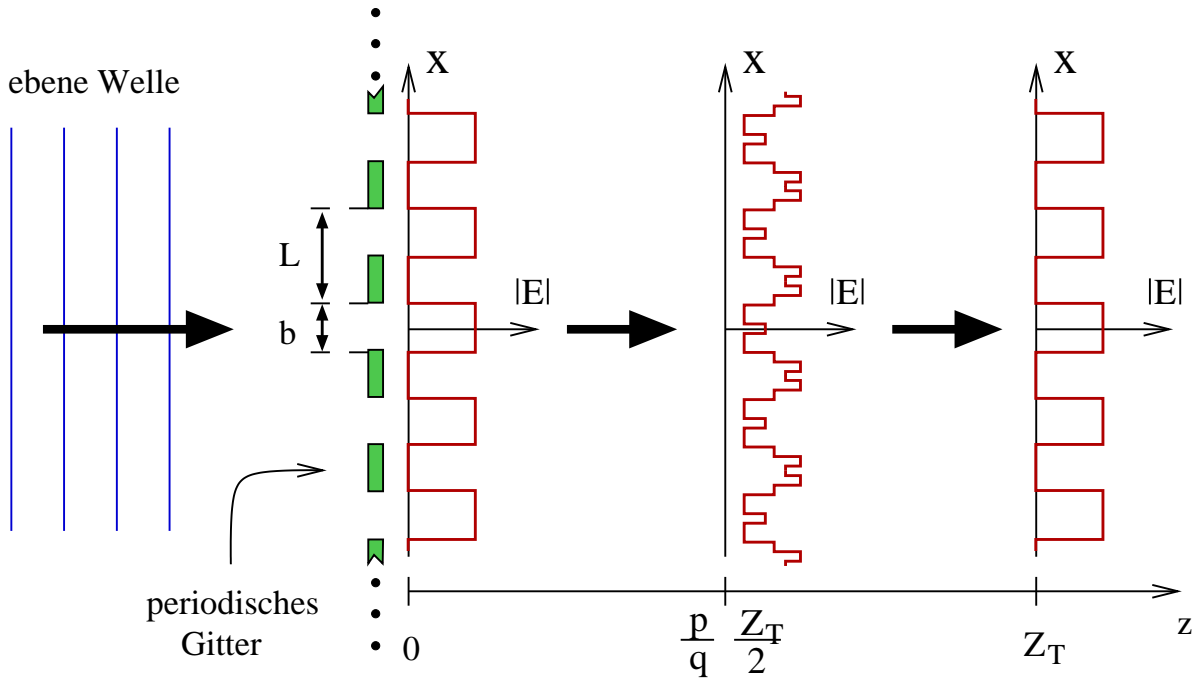


Bild 2.14: Grundprinzip des Talbot-Effektes am Beispiel eines binären Amplitudengitters

dargestellt. Hierbei überlappen sich fünf um $L/5$ verschobene und mit verschiedenen Phasenfaktoren behaftete Ursprungsbilder. Als periodische Struktur wurde hierbei ein Ronchi-Gitter angesetzt. Ein Ronchi-Gitter ist ein binäres Amplitudengitter mit gleichem Verhältnis von Abschattung und Durchlass, d. h. $b/L = 0.5$.

Grundlage zur Herleitung des Talbot-Effektes

Der fraktionale Talbot-Effekt wurde 1965 grundsätzlich mathematisch beschrieben [42]. Geschlossene Formulierungen zu den Fresnel-Abbildungen beliebiger Ausgangsbilder wurden bisher nur ansatzweise für einige Sonderfälle angegeben (vgl. z. B. [43]). Berry und Klein lieferten 1996 eine vollständige Formulierung zum Talbot-Effekt [44].

Ausgangsbasis zur Herleitung ist die Fourier-Entwicklung des periodischen Feldes gemäß

$$E(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m \exp(-j(k_x x + k_z z)) \quad (2.25)$$

mit den Fourier-Koeffizienten

$$E_m = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} E(x', z=0) \exp(jk_x x') dx' \quad (2.26)$$

und den Ausbreitungskonstanten (räumlichen Kreisfrequenzen)

$$k_x = \frac{2\pi m}{L}, \quad k_z = \sqrt{k_o^2 - k_x^2}, \quad k_o = \frac{2\pi}{\lambda_o}. \quad (2.27)$$

Der Wurzelterm in Gl. (2.27) ist für negative Argumente negativ imaginär, um abklingende Exponentialterme zu erhalten. Indem Gl. (2.26) in Gl. (2.25) eingesetzt wird, lässt sich das Feld als Faltung darstellen:

$$E(x, z) = \int_{-L/2}^{L/2} E(x', z=0) G(x - x', z) dx', \quad (2.28)$$

mit

$$G(x, z) = \frac{1}{L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(-j(k_x x + k_z z)). \quad (2.29)$$

Die Funktion G lässt sich als Green'sche Funktion periodisch angeordneter Punktquellen interpretieren. Mit der Poissonschen Summenformel [21] lässt sich Gl. (2.29) bei $z = 0$ auch zu einer Dirac-Impulsreihe umformen:

$$G(x, z=0) = \frac{1}{L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp\left(-j\frac{2\pi}{L}mx\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - nL), \quad (2.30)$$

Hierdurch wird in Gl. (2.28) offensichtlich das Eingangsfeld rekonstruiert. Ziel wird es im Folgenden sein, die Green'sche Funktion für alle z als Dirac-Impulsreihen darzustellen. Dazu wird zunächst die paraxiale Näherung eingeführt, auf die sich der Talbot-Effekt begründet:

$$k_z = k_o \sqrt{1 - \left(\frac{k_x}{k_o}\right)^2} \approx k_o - \frac{k_x^2}{2k_o} = k_o - 2\pi m^2 \frac{\lambda_o}{2L^2}. \quad (2.31)$$

Damit ergibt sich Gl. (2.29) unter Berücksichtigung von Gl. (2.25) zu

$$G(x, z) = \exp(-jk_o z) G_p(x, z) \quad (2.32)$$

mit

$$G_p(x, z) = \frac{1}{L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp\left[j2\pi\left(-m\frac{x}{L} + m^2\frac{z}{Z_T}\right)\right]. \quad (2.33)$$

Der Faktor $\exp(-jk_o z)$ liefert nur einen irrelevanten Phasenbeitrag, weshalb er abgespalten werden kann. Hiermit ergibt sich die Selbstabbildung auf der z -Achse im Abstand von Z_T , da

$$G_p(x, z + Z_T) = G_p(x, z) \quad (2.34)$$

gilt. Des Weiteren findet bereits bei $Z_T/2$ eine Selbstabbildung statt, welche jedoch um $L/2$ in der x -Achse verschoben ist:

$$G_p(x, z + Z_T/2) = G_p(x + L/2, z), \quad (2.35)$$

da $\exp(j\pi m^2) = \exp(-j\pi m)$ gilt. Aufgrund dieser Tatsache wurde in [44] im Gegensatz zu der üblichen und auch hier angegebenen Länge der Talbot-Abstand mit L^2/λ_o definiert.

Fraktionaler Talbot-Effekt

Aufgrund des resultierenden Ergebnisses ist es für den fraktionalen Talbot-Effekt sinnvoll, ganzrationale Bruchteile von $Z_T/2$ zu betrachten, weshalb hier analog zu [44] die ganzen, teilerfremden Zahlen p und q für

$$z = \frac{p}{q} \cdot \frac{Z_T}{2} \quad (2.36)$$

eingeführt werden. Die Berücksichtigung von ungeraden Z_T -Bruchteilen ist durch gerade p weiterhin gewährleistet. Die Summe in Gl. (2.33) wird jetzt mittels Einführung einer Doppelsumme durch

$$m = ql + s \quad \text{mit} \quad -\infty < l < \infty \quad \text{und} \quad 1 \leq s \leq q \quad (2.37)$$

in Gruppen von q Summanden aufgeteilt. Nach Abspaltung der von l unabhängigen Terme liefert dieser Schritt

$$G_p(x, \frac{p Z_T}{q 2}) = \frac{1}{L} \sum_{s=1}^q \exp \left[j\pi \left(s^2 \frac{p}{q} - 2s \frac{x}{L} \right) \right] \sum_{l=-\infty}^{\infty} \exp \left[j\pi \left(2lsp - 2lq \frac{x}{L} + l^2 qp \right) \right]. \quad (2.38)$$

Im zweiten Exponenten kann der Term $2lsp$ weggelassen werden, da er nur einen Faktor Eins beiträgt. Der l^2 -Term kann vereinfacht werden, da

$$\exp(j\pi l^2 qp) = (-1)^{l^2 qp} = (-1)^{lqp} = \exp(j\pi l q e_p) \quad (2.39)$$

gilt mit $e_p = 0$ für p gerade bzw. $e_p = 1$ bei ungeradem p . Diese Linearisierung ist der wesentliche Schritt in der Herleitung⁴, da nun wieder die Poissonsche Summenformel angewendet werden kann:

$$\sum_{l=-\infty}^{\infty} \exp \left[-j \frac{2\pi q}{L} l \left(x - \frac{e_p}{2} L \right) \right] = \frac{L}{q} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta \left(x - \frac{e_p}{2} L - \frac{n}{q} L \right). \quad (2.40)$$

Durch Einsetzen in Gl.(2.38), Vertauschung der Summationen und Auswertung der Exponentialterme an den Dirac-Impulsen ergibt sich

$$G_p(x, \frac{p Z_T}{q 2}) = \frac{1}{\sqrt{q}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A^*(n; q, p) \delta \left(x - \frac{e_p}{2} L - \frac{n}{q} L \right) \quad (2.41)$$

mit

$$A(n; q, p) = \frac{1}{\sqrt{q}} \sum_{s=1}^q \exp \left[j \frac{\pi}{q} \left(2s \left(n + \frac{e_p}{2} q \right) - p s^2 \right) \right]. \quad (2.42)$$

Die Konjugation von $A(n; q, p)$ in Gl.(2.41) erfolgt aus Konsistenzgründen zu [44], weil für k_x und k_z unterschiedliche Vorzeichen verwendet wurden. Da gezeigt werden kann, dass $|A(n; q, p)|^2 = 1$ ist, handelt es sich hierbei um reine Phasenfaktoren, d. h.

$$A(n; q, p) = \exp[j\Phi(n; q, p)]. \quad (2.43)$$

⁴ In [44] wird der Schritt aus diesem Grund als *mathematisches Herz* des Talbot-Effektes bezeichnet.

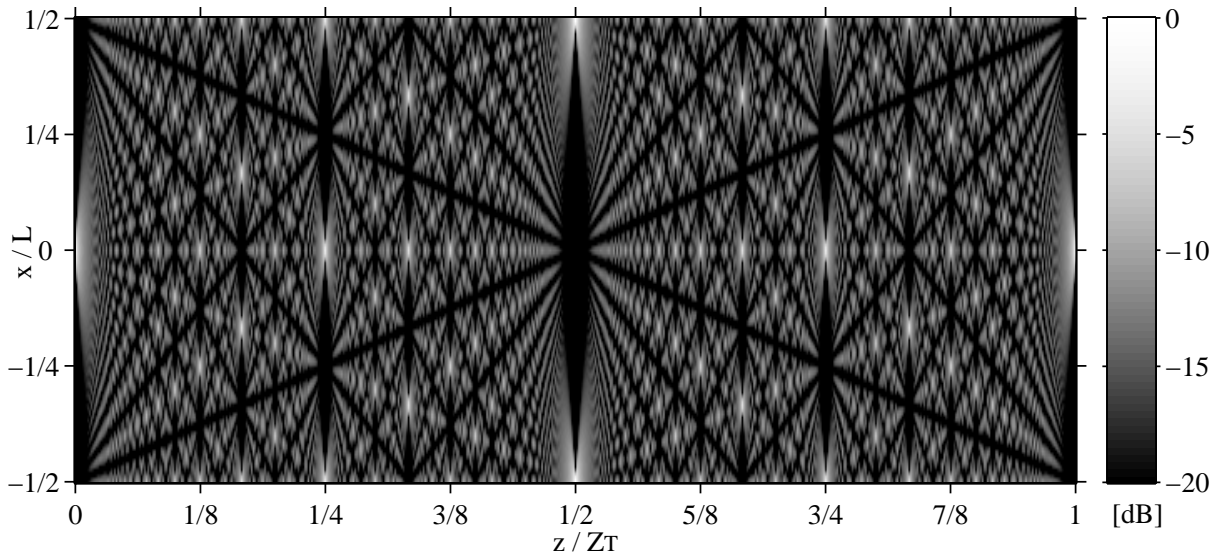


Bild 2.15: Betrag des elektrischen Feldes in einer periodischen Zelle einer unendlichen Gaußstrahlzeile (mit $L = 100 \lambda_o$ und $w_0 = 2 \lambda_o$)

Außerdem handelt es sich bei den Ausdrücken $A(n; q, p)$ um gaußsche Summen aus der Zahlentheorie, deren Ergebnisse in expliziter Form angegeben werden können. Die resultierenden Phasen $\Phi(n; q, p)$ sind in [44] angegeben. Für den Sonderfall $p = 1$ kann eine einfachere Formel der Phasenunterschiede angegeben werden (vgl. [45]):

$$\Phi(n; q, p=1) = \Phi_0 + \frac{\pi}{q} \left(n - \frac{q}{2} \right)^2 \quad (2.44)$$

Der quadratisch von n abhängende Phasenterm entsteht durch quadratische Ergänzung in Gl. 2.42, Ausklammerung und Anwendung von Restklassenarithmetik. Die für alle n identische, verbleibende Summe wird durch die Phase Φ_0 repräsentiert.

Mit Gl.(2.41) ergibt sich das Feld an gebrochenrationalen Abständen zu

$$E\left(x, \frac{p Z_T}{q 2}\right) = \exp(-jk_o z) \frac{1}{\sqrt{q}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} E\left(x - \frac{e_p}{2} L - \frac{n}{q} L, z=0\right) \exp[-j\Phi(n; q, p)]. \quad (2.45)$$

Im Abstand von $\frac{p Z_T}{q 2}$ entstehen innerhalb einer Periodenlänge L folglich q Überlagerungen des Ursprungsfeldes, welche um den Faktor L/q verschoben sind.

In Bild 2.15 wird dieses Verhalten anhand einer unendlichen Gaußstrahlzeile verdeutlicht. Durch die Wahl eines großen Verhältnisses von Periodenlänge zu Tailenradius ($L/w_0 = 50$) finden für kleine Werte von q keine Überlappungen der Überlagerungen statt. Hierdurch lässt sich die Struktur des fraktionalen Talbot-Effektes erkennen; die Verteilung führt im Grenzfall $w_0 \rightarrow 0$ (Dirac-Impulse) zur Green'schen Funktion (Gln. (2.29) u. (2.30)). Für $z = Z_T/2$ ist so z. B. die um eine halbe Periode verschobene Selbstabbildung zu erkennen (vgl. Gl. (2.35)). Für $z/Z_T = 3/8$ ($p = 3, q = 4$) entstehen vier um $L/4$ verschobene Bilder.

Fraktaler Talbot-Effekt

Ein interessantes Problem bleibt die Betrachtung der Feldbilder an den Abständen z , welche ein irrationales Verhältnis zur Talbot-Länge Z_T besitzen. In einem solchen Fall kann der Abstand als Grenzfall einer Sequenz

$$z = \frac{p_m}{q_m} \frac{Z_T}{2} \quad \text{mit} \quad m \rightarrow \infty, \quad q_{m+1} > q_m \quad (2.46)$$

aufgefasst werden. Mit steigendem q_m werden entsprechend mehr Bilder überlagert. Der resultierende Kurvenverlauf hängt infolgedessen von der Stetigkeitsklasse C^n der Ausgangsfunktion ab, da hiermit auch die Konvergenzgeschwindigkeit ihrer Fourier-Reihe bestimmt ist [44]. Dies wird am Beispiel des Feldes hinter dem Ronchi-Gitter in Bild 2.16 für $z = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Z_T}{2}$ visualisiert. Die rechteckige Ausgangsfunktion ist aufgrund ihrer nur stückweisen Stetigkeit eine C^0 -Funktion. Die von Bild 2.16.(a)-(e) dargestellte Annäherungssequenz an Bild 2.16.(f) basiert auf sukzessivem Abbruch der Kettenbruchentwicklung

$$\frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2 + \frac{1}{2 + \frac{1}{2 + \dots}}}}. \quad (2.47)$$

Eine Kettenbruchentwicklung ist die natürliche Wahl der Sequenz, weil p_m/q_m die beste Näherung an z für alle $q \leq q_m$ liefert.

Für praktische Anwendungen ist zu beachten, dass die Feldverläufe durch Abklingen der evaneszenten Eigenwellen geglättet werden. Die gezeigten Verläufe ergeben sich nur durch die paraxiale Näherung. Im Fall des Ronchi-Gitters lässt sich mit dieser Näherung bei allen an irrationalen Vielfachen von z/Z_T entstehenden Feldverläufen eine *fraktale* Dimension von $D_f = 3/2$ zuordnen, weshalb hierbei vom fraktalen Talbot-Effekt gesprochen wird [44].

Im Folgenden soll kurz die *fraktale* Dimension erläutert werden: Ein beliebiger Kurvenverlauf besitzt grundsätzlich die euklidische Dimension $D_e = 1$, er kann z. B. durch eine Variable x eindimensional parametrisiert werden. Des Weiteren kann ihm aber auch eine strukturbeschreibende fraktale Dimension zugeordnet werden. Eine stetige Kurve – bei der also in jedem Punkt zumindest rechts- und linksseitige Ableitungen existieren – hat die fraktale Dimension $D_f = 1$. Dagegen hat eine Kurve mit $D_f = 2$ einen so stark schwankenden Verlauf, dass sie als flächenfüllend betrachtet werden kann. Kurven mit $1 < D_f < 2$ sind stetig, aber nicht ableitbar. Sie besitzen eine unendliche Länge. Das Maß der fraktalen Dimension drückt die Skalierungseigenschaft aus: Misst man die Länge der Kurve bei Diskretisierung der Parametrisierung x mit Δx_1 und nochmal mit $\Delta x_2 = \Delta x_1/2$, so divergieren die Längen L_1 und L_2 zwar für $\Delta x_1 \rightarrow 0$ gegen unendlich. Das Verhältnis L_2/L_1 aber konvergiert gegen die fraktale Dimension D_f [46]. Dies ist eng verknüpft mit der Tatsache, dass Fraktale Selbstähnlichkeit aufweisen, d. h. Ausschnitte eines Fraktals besitzen vergleichbare Verläufe der ursprünglichen Kurve.

Die Eigenschaften von fraktalen Strukturen lassen sich im Übrigen bei Antennenentwürfen vorteilhaft ausnutzen, um u. a. Breitbandigkeit oder Kompaktheit zu erreichen [47]. Ein weiteres

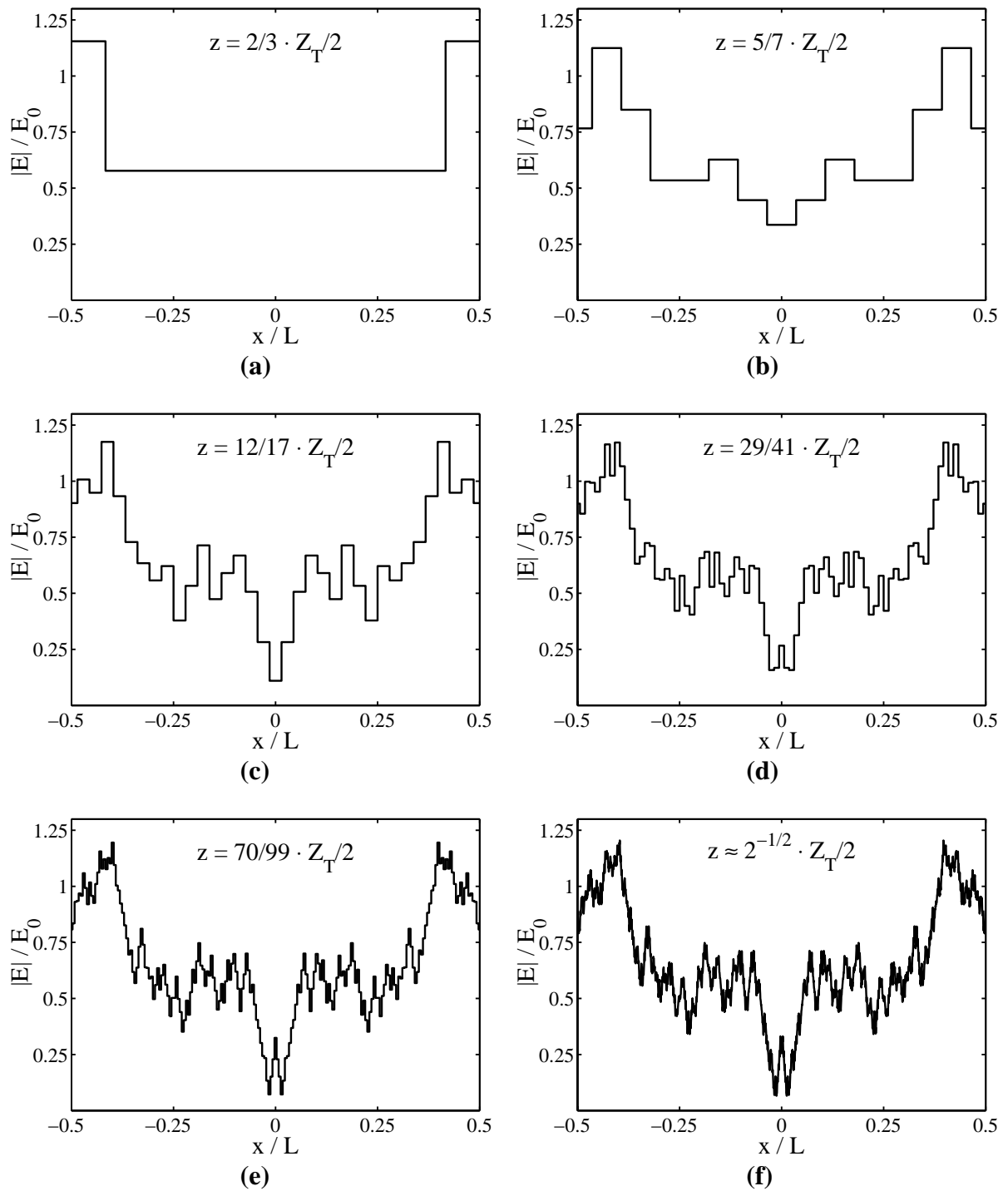


Bild 2.16: Betrag des elektrischen Feldes in einer periodischen Zelle eines Ronchi-Gitters (a)-(e) für sukzessive Näherungen durch fraktionale Talbot-Abstände an (f) $z = 1/\sqrt{2} \cdot Z_T/2$

Anwendungsfeld kann in Filteranwendungen bei quasi-optischen Strahlengängen durch fraktale frequenzselektive Oberflächen⁵ gefunden werden [48].

Allgemeinere Betrachtung

Der Talbot-Effekt wurde hier nur für eindimensionale Wellenausbreitung beschrieben. Der Effekt gilt aber allgemein für beliebige zweidimensionale periodische Strukturen. Das Periodengitter kann hierbei beliebig sein, z. B. quadratisch, hexagonal oder auch ringförmig. Der Effekt tritt auch in anderen Gebieten auf, welche auf Wellenkonzepten basieren, wie z. B. in der Quantenphysik [49]. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Elektronen in einem Atom kann durch Wellenpakete beschrieben werden, welche ein sich zeitlich wiederholendes Verhalten aufweisen können⁶ - analog zu der optischen Selbstabbildung beim Talbot-Effekt. Der Gitterperiodizität entspricht hierbei die örtliche Periodizität der Bahnen um den Atomkern.

2.3.3 Talbot-Resonator zur Synchronisation

In diesem und den folgenden Abschnitten werden einige Anwendungen des Talbot-Effektes vorgestellt, welche einen unmittelbaren Bezug zur Leistungsaddition von gleichartigen Quellen besitzen.

Eine Anwendung, die den einfachen Selbstabbildungseffekt direkt benutzt, ist in [50] beschrieben. Die Aufgabe, ein Laserdioden-Array synchron zum Schwingen zu bringen, kann durch gegenseitige Kopplung der Oszillatoren erfolgen. Diese Injektionskopplung ist ein wohlbekanntes Phänomen, welches u. a. den Vorteil der Rauschunterdrückung hat. Bei einem Distributed-Feedback-Laser können hierdurch außerdem die unerwünschten Ladungsträgerschwankungen vermieden werden, welche die abstrahlbare Leistung durch räumliches longitudinales Lochbrennen (im Englischen: *spatial hole burning (SHB)*) reduzieren [51].

Die Kopplung erfolgt üblicherweise durch die Verwendung von sphärischen und/oder planaren Spiegeln als offener Resonator, zwischen denen die Oszillatoren angeordnet werden [8]. Sie basiert auf der Anregung der Grundschwingung des Resonators, welche aufgrund ihres gaußschen Profils zu einer ungleichmäßigen Leistungsabgabe der Einzelquellen führt.

Die Kopplung mit identischer Leistungsabgabe aller Oszillatoren kann aber auch auf einfache Weise erreicht werden, indem die Oszillatoren mit Periodenabstand L in Reihe angeordnet werden und vor ihnen ein teildurchlässiger Spiegel angebracht wird. Sein Abstand d wird dabei so gewählt, dass die auf die Oszillatoren rückwirkende Reflexion gerade ihr Selbstbild ergibt, d. h. der Koppelweg $2d$ muss einem ganzzahligen Vielfachen n der Talbot-Länge entsprechen:

$$2d = n Z_T. \quad (2.48)$$

⁵Sie werden im Englischen mit *frequency selective surfaces (FSS)* bezeichnet.

⁶Dieses Verhalten wird im Englischen mit *quantum revivals* bezeichnet.

In [52] werden für verschiedene ein- und zweidimensionale Array-Anordnungen die Koppelungseigenschaften und die Eigenwellen-Selektivität solcher Anordnungen untersucht. Auf diese Weise können für die untersuchten Laserdioden bis zu 45 % der gesamten Strahlungsleistung in die nullte Beugungsordnung abgestrahlt werden.

Es ist anzumerken, dass die entstehenden Gitterkeulen bei dieser Methode nicht unterdrückt werden. Sie werden für die Kopplung benötigt. Der Wirkungsgrad der Leistungsabgabe in die nullte Beugungsordnung wird hierdurch nicht erhöht.

2.3.4 Talbot-Array-Generator

In der Optik wird der fraktionale Talbot-Effekt genutzt, um Arrays von Bildern zu erzeugen.⁷ Hierbei wird meistens von einer ebenen Welle ausgegangen, welche ein Array von rechteckförmigen Intensitätsverteilungen erzeugen soll. Diese Feldverteilung wird auch als Lohmann-Bild bezeichnet [53], weil dieser erstmals eine Array-Generation mit Rechteckprofilen mittels des Talbot-Effekts vorschlug [54].

Zur Erklärung des Talbot-Array-Generators ist es anschaulicher, den reziproken Fall der Leistungssummierung von rechteckigen Intensitätsverteilungen zu betrachten [45]. Für den einfachsten Fall soll diese im eindimensionalen Fall einen Füllfaktor von $1/q$ mit ganzzahligem q , also $b/L = 1/q$, haben. Eine solche Verteilung wurde, durch ein Amplitudengitter erzeugt, bereits in Bild 2.14 für $q = 2$ gezeigt. Wenn man nun den fraktionalen Talbot-Effekt betrachtet, so entstehen in Abständen z gemäß Gl. (2.36) wiederum q verschobene Bilder, welche sich somit zu einer betragsmäßig konstanten Feldverteilung aneinanderlappen. Sie besitzen untereinander eine quadratische Phasendifferenz, welche sich aus Gl. (2.44) bestimmen lässt. Wird nun umgekehrt mit Hilfe eines periodischen Phasengitters aus einer ebenen Welle das konjugierte Phasenprofil erzeugt, so werden im Abstand

$$z = \frac{1}{q} \frac{Z_T}{2} \quad (2.49)$$

die Rechteckprofile mit dem Füllfaktor $1/q$ rekonstruiert, wie in Bild 2.17 für $q = 4$ veranschaulicht ist. Im Fall der paraxialen Näherung geschieht dies für unendlich ausgedehnte Gitter mit einem Wirkungsgrad von 100 %.

Realisierbare Phasengitter bestehen aus verschiedenen, geschichteten Dielektrika oder einem einzigen Dielektrikum mit gestufter Dicke. Sie haben eine endliche Ausdehnung, was zum einen zu unerwünschten Reflexionen an den Oberflächen führt und zum anderen den Effekt für kleine L/λ -Verhältnisse beeinflusst. Für eine einfache Herstellung – insbesondere im optischen Bereich – sind möglichst einfache Phasengitter gewünscht, welche mit wenig Phasenstufen auskommen. In [53] werden deswegen systematisch verschiedene binäre Phasengitter untersucht, um Lohmann-Bilder zu erzeugen.

Ein Talbot-Array-Generator kann mit den genannten Einschränkungen als erste Näherung der in den folgenden Kapiteln modellierten und entworfenen Leistungsaddierer betrachtet werden.

⁷ Aus diesem Grund wird diese Abbildungsmethode im Englischen mit *talbot array illuminator* bezeichnet.

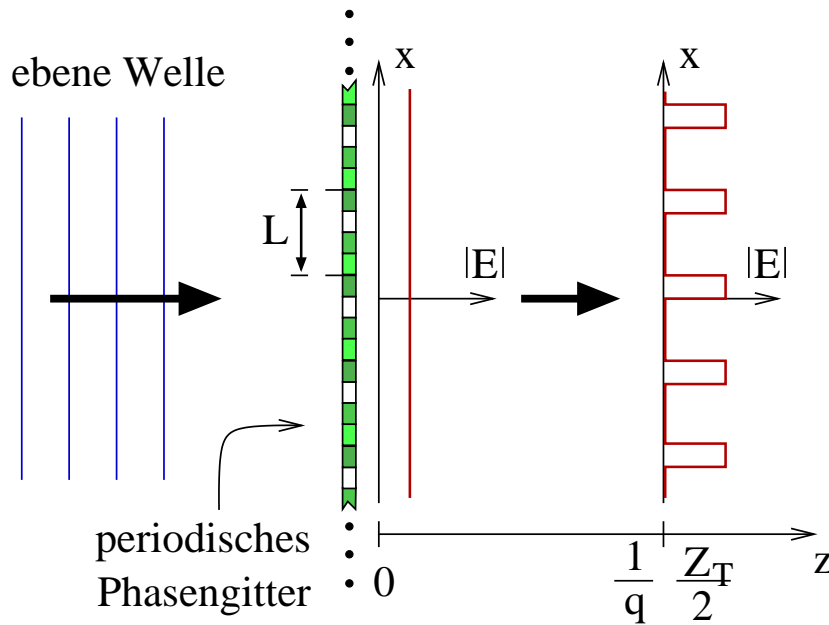


Bild 2.17: Talbot-Array-Generator zur Erzeugung eines Lohmann-Bildes

2.3.5 Multimodeninterferenz-Koppler

Multimodeninterferenz-Koppler (MMI-Koppler) haben seit ihrer Etablierung in der integrierten Optik ein großes Anwendungsfeld gefunden. Durch eine geeignete Interferenz der Moden – d. h. Eigenwellen – in einem übermodigen Wellenleiterbereich können auf einfache Weise mehrere Einzelmoden-Wellenleiter miteinander verbunden werden, um z. B. die Kopplungsfunktionen für Leistungsteiler, Mach-Zehnder-Schalter, Modulatoren, balancierte Empfänger u. ä. zu übernehmen [55]. In Bild 2.18 ist der Aufbau eines Fünffach-Leistungsteilers in MMI-Technik skizziert.

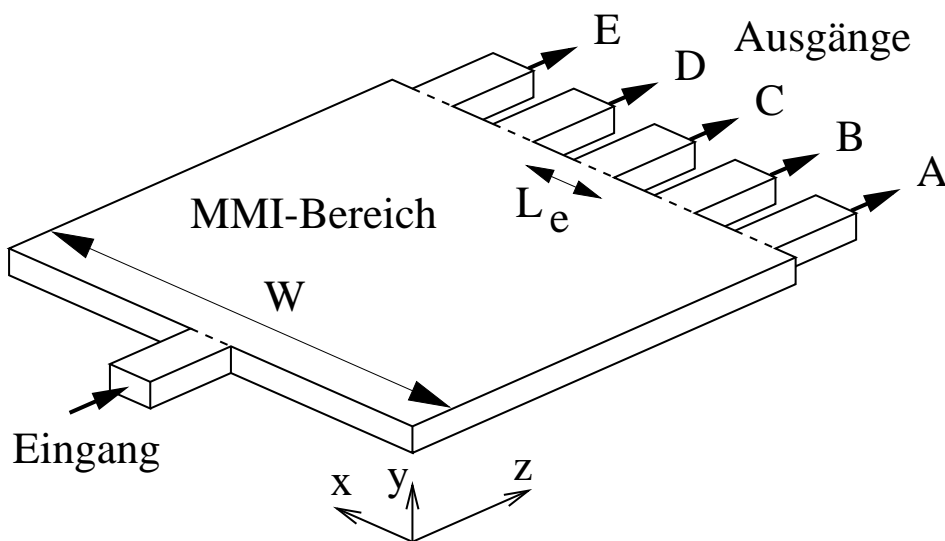


Bild 2.18: Schematischer Aufbau eines Fünffach-MMI-Leistungsteilers

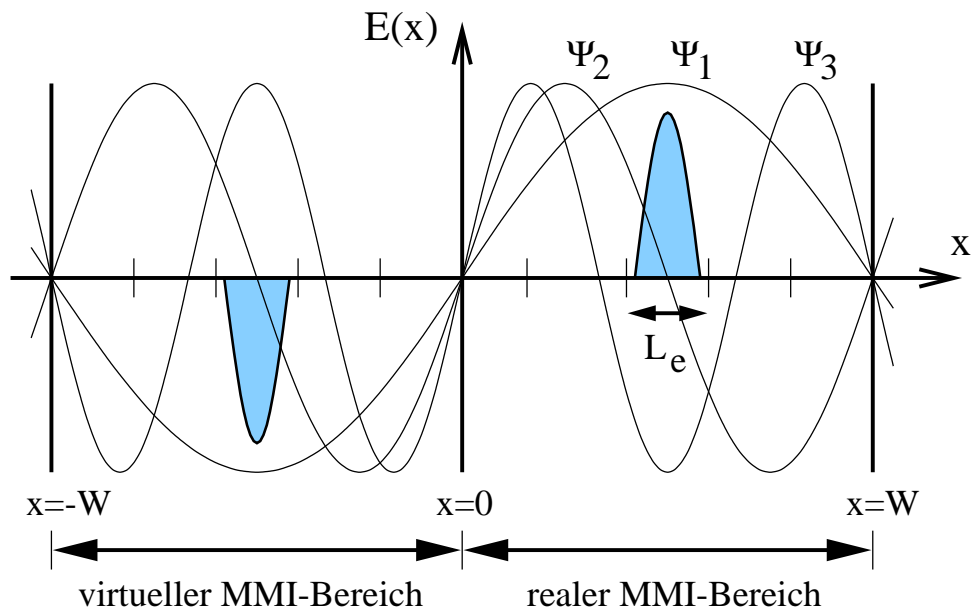


Bild 2.19: MMI-Bereich mit elektrischem Feld der ersten drei Eigenwellen Ψ_1 bis Ψ_3 und des mittig anregenden Grundwellen-Hohlleiters für den Einsatz als Leistungsteiler

Die Technik basiert wiederum auf der Selbstabbildung des Talbot-Effektes, welcher vom Freiraum in Wellenleiterbereiche übertragen werden kann. Bei Verwendung eines Filmwellenleiters mit Stufenindexprofil muss hierzu die Eigenwellen-Entwicklung durch Hohlleitermoden angenähert werden. Der Hohlleiter muss dabei als vollständig dielektrisch gefüllt betrachtet werden. Die Eigenwellen laufen an den Rändern des dielektrischen Stufenprofils mit der Stufenweite W_M exponentiell abklingend aus, während sie im mittleren Bereich eine gute Übereinstimmung mit korrespondierenden Hohlleitermoden besitzen [55]. Durch Einführung einer effektiven Breite $W > W_M$ kann die gleiche Ausbreitungsbeziehung angesetzt werden. Es muss jedoch beachtet werden, dass die effektive Breite W für die einzelnen Eigenwellen des dielektrischen Leiters leicht unterschiedlich ist [55]. Je höher der Kontrast des führenden Dielektrikums zur Umgebung ist, desto schneller klingen die Randfunktionen ab, sodass in diesem Fall sogar $W \approx W_M$ gewählt werden kann. Die Eigenfunktionen Ψ_m ergeben sich dann zu

$$\Psi_m(x) = \sin\left(\pi m \frac{x}{W}\right) \quad \text{mit } x \in [0, W]. \quad (2.50)$$

In Bild 2.19 ist ein x -Schnitt des MMI-Wellenleiters und der ersten drei Eigenwellen dargestellt. Der reale MMI-Bereich der Breite W wird zur Anwendung des Talbot-Effektes um einen virtuellen, ursprungssymmetrischen MMI-Bereich erweitert und periodisch fortgesetzt [56]. Durch diese Anwendung der Bildtheorie können wiederum die Raumharmonischen angesetzt werden.⁸ Durch

$$E_m = -E_{-m} \quad (2.51)$$

in Gl. (2.26) wird dies auch ersichtlich. Die Periodizität $L = 2W$ ist damit doppelt so breit wie der MMI-Bereich. Eine Anregung mit einer z. B. monomodigen Leitung der Breite L_e , wie im

⁸Es muss beachtet werden, dass der Freiraum dielektrisch gefüllt ist, also λ_r anstelle von λ_o verwendet wird.

Bild 2.19 im realen MMI-Bereich dargestellt ist, erzwingt eine ursprungssymmetrische Anregung im virtuellen MMI-Bereich (entsprechend Gl. (2.51)), welche dafür sorgt, dass das Feld der Freiraumausbreitung bei $x = i \cdot W$ für alle ganzen i immer Null ist, also die Randbedingung des Hohlleiters erfüllt.

Für den Entwurf eines N -fach-Leistungsteilers ist der MMI-Bereich N mal breiter als der Elementabstand L_e zu wählen, also $W = N L_e$. Wird nun bei $z = 0$ mittig mit der Grundwelle eines Elementes angeregt, so werden im Abstand z wiederum Selbstbilder der Anregung und seines virtuellen Bildes erzeugt. Die Talbot-Länge beträgt $Z_T = 8N^2 L_e^2 / \lambda_o$. Betrachtet man nun das Felddbild einer Anregung im Abstand

$$z = \frac{1}{N} \frac{Z_T}{2}, \quad \text{d. h.} \quad p = 1, q = N \quad \text{in Gl. (2.36),} \quad (2.52)$$

zunächst für ungerade N , so entstehen jeweils N Selbstbilder von der realen und virtuellen Anregung, welche sich nicht überlappen. Hiervon liegen wie beabsichtigt N Stück gleichverteilt im realen Bereich und können durch N Grundwellen-Hohlleiter ausgekoppelt werden. Der Abstand kann jedoch noch kleiner gewählt werden, um dieses Ziel zu erreichen. Bei $q = 2N$ überlagern sich $2N$ Selbstbilder der realen und virtuellen Anregung, sodass wiederum N Stück gleichverteilt im realen Bereich liegen. Die Phasendifferenz der überlappenden Bilder ergibt sich aufgrund der symmetrischen Anordnung (Anregung bei $x = W/2$) mit Gl. (2.44) zu

$$\Delta\Phi = \pi [1 + n - q/4]. \quad (2.53)$$

Für ungerade N sind mit $q = 2N \rightarrow \Delta\Phi = \pm\pi/2$ Energieerhaltung und gleichmäßige Leistungsverteilung erfüllt. Für $q = 4N$ ist $\Delta\Phi$ wechselweise 0 oder π , sodass sich die durch die weitere Verdopplung von q verursachten Überlappungen auslöschen. Die Auslöschung der an den Rändern liegenden Bilder ist durch die elektrischen Wände sogar zwingend erforderlich. Es ergeben sich also wiederum N Selbstbilder.

Für gerade N finden die Überlappungen und Auslösungen bereits bei $q = N$ und $q = 2N$ statt. Die Wahl von $q = 4N$ ist somit unerlässlich, sodass zusammenfassend für alle N im Abstand

$$z = \frac{1}{4N} \frac{Z_T}{2} = N \frac{L_e^2}{\lambda_o} \quad (2.54)$$

die Funktion des 1-zu- N -Leistungsteilers erfüllt ist. Es sollte noch angemerkt werden, dass in diesem Zusammenhang in der Literatur nicht die Talbot-Länge, sondern die Koppellänge zwischen den beiden ersten Eigenwellen als Bezugsgröße gesetzt wird [55]⁸, also

$$L_\pi = \frac{\pi}{k_z(m=1) - k_z(m=2)} = \frac{1}{3} \frac{L^2}{\lambda_r} = \frac{2}{3} Z_T. \quad (2.55)$$

Die Phasenverteilung ist bei einem MMI-Leistungsteiler nicht gleichmäßig sondern quadratisch gemäß Gl. (2.44), sodass ggf. Phasenschieber zum Einsatz kommen müssen. Bei reziprokem Betrieb als Leistungsaddierer muss entsprechend mit der konjugierten Phasenverteilung angeregt werden.

Erste Ansätze, diese Technik im Millimeterwellenbereich einzusetzen, sind in [57] für einen achtelementigen Leistungsverstärker bei 94 GHz aufgezeigt. Hierbei kommt ein mit Quarzglas

gefüllter Rechteckhohlleiter als Koppelregion zum Einsatz, welcher mit der Hohlleiter-Grundwelle angeregt wird. Die acht Ausgänge besitzen einen Abstand von $L_e = 1.36 \lambda_r$. Zusätzlich wurden experimentelle Untersuchungen bei 8.231 GHz als Modellfrequenz durchgeführt. Die theoretische Leistungsschwankung der acht Ausgänge wird mit $0.32 \text{ dB} = 7.6 \%$ spezifiziert. Die 3 dB-Bandbreite ist durch die Wellenlängenabhängigkeit der Talbot-Länge auf 4.6% beschränkt.

Beispiel eines Multimodeninterferenz-Koppler

Der in [57] genutzte Abstand der Ausgänge ist für Anwendungen, bei denen die Baugröße der aktiven Vervielfacher- oder Oszillatorschaltung nicht beliebig verkleinert werden kann, noch zu klein. In den realisierten Aufbauten wurde eine untere Schranke des Abstandes von $L_e = 19 \text{ mm}$ vorgegeben, was 9.5 Freiraumwellenlängen bei 150 GHz entspricht. Des Weiteren verkleinern dielektrisch gefüllte Hohlleiter zwar die oben genannten Aufbauten; sie haben im Submillimeterwellenbereich aber zu hohe Verluste, weshalb luftgefüllte Rechteckhohlleiter betrachtet werden.

Durch die Eigenwelle eines Grundwellenhohlleiters mit einer Breite von $0.5 < a/\lambda_o < 1.0$ werden in diesem Fall unnötig viele höhere Eigenwellen angeregt, wodurch die paraxiale Näherung an Genauigkeit verliert und das Talbot-Modell versagen würde. Es ist deshalb sinnvoller, den Grundwellenhohlleiter geeignet aufzuweiten, um z. B. einen breiteren Gaußstrahl zu erzeugen. Diese Aufweitung wird insbesondere durch Hornantennen erzielt. Das Feldbild eines hieraus resultierenden Fünffach-MMI-Kopplers ist in Bild 2.20 dargestellt. Bei $z = 0 \text{ mm}$ wird ein gaußscher Strahl mittig in einem Hohlleiter der Breite $W = 5 \cdot L_e = 95 \text{ mm}$ angeregt. Durch Interferenz werden hieraus bei $z = 903.1 \text{ mm}$ fünf gleiche Gaußstrahlen erzeugt, deren Betrag und Phase in Bild 2.21 gezeigt sind. Der Tailenradius $w_0 = 5 \text{ mm}$ kann aufgrund der nötigen Horngeometrie nicht wesentlich weiter gewählt werden; das Feld an den Rändern der einzelnen Hornkanten liegt bereits bei -31 dB vom Maximalwert. Die Berechnung wurde im Übrigen ohne die paraxiale Näherung (Gl. (2.31)) durchgeführt, was zeigt, dass durch die gaußschen Strahlen nur wenige der höheren Eigenwellen des MMI-Bereichs angeregt werden.

Es muss hierbei beachtet werden, dass zur vollständigen Einkopplung die konjugierte Feldverteilung der Anregung erzielt werden muss. Da identische Sende- und Empfangsantennen zum Einsatz kommen, bedingt dies eine ebene Phasenfront, wie es idealer Weise beim Gaußstrahl oder der Hohlleitergrundwelle gegeben ist. Probleme gibt es folglich dann, wenn sich keine ebene Phasenfront zuordnen lässt oder sich diese Front innerhalb der erzeugenden Hornantenne befindet. Letzteres ist noch akzeptabel, solange keine Interferenzen im Bereich der Hörner vorliegen, welche durch die Horngeometrie gestört würden.

Prinzipiell kann die MMI-Methode auch auf zweidimensionale $N_x \times N_y$ -Leistungsteiler-Arrays erweitert werden. Neben den Sinus-Funktionen der x -Achse müssen auch die Kosinus-Funktionen der y -Achse für die Feldentwicklungen berücksichtigt werden. Die Übertragung von den Hohlleitereigenwellen auf den Freiraum zur Anwendung des Talbot-Effektes kann auf analoge Weise durch spiegelsymmetrische Bildtheorie auf die y -Achse übertragen werden. Da das elektrische Feld an den sich dort befindenden Wänden nicht Null ist, kann die

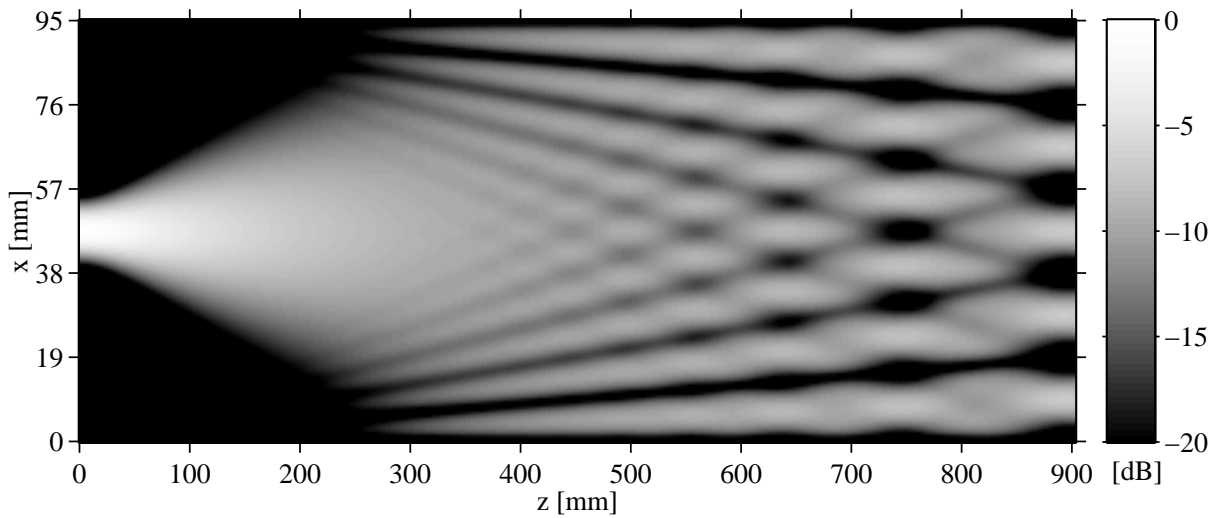


Bild 2.20: Betrag des elektrischen Feldes in einem 150 GHz Fünffach-MMI-Koppler mit Gaußstrahlanregung ($L_e = 19$ mm und $w_0 = 5$ mm)

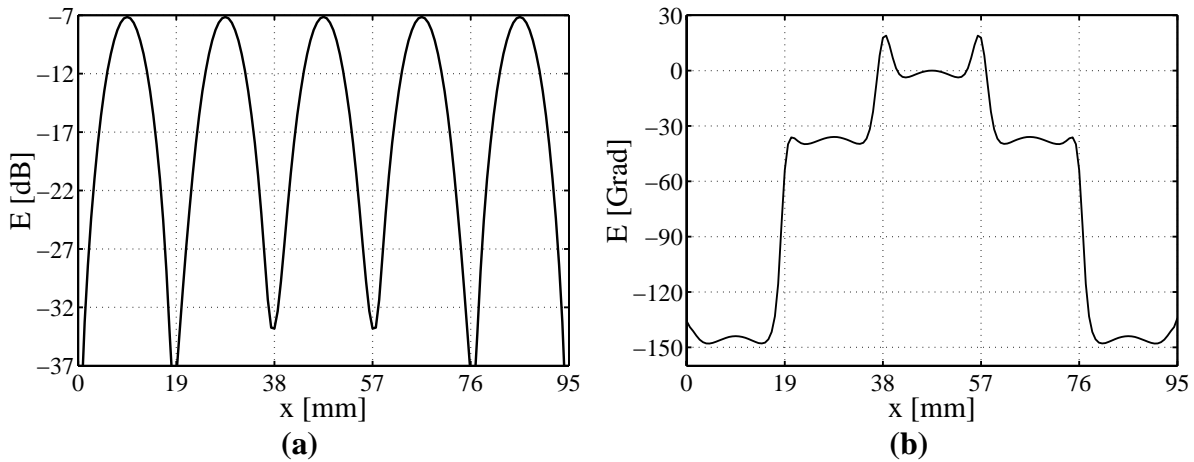


Bild 2.21: (a) Betrag und (b) Phase des elektrischen Feldes zu Bild 2.20 im Ausgang (Ebene $z = 903.1$ mm)

für die x -Achse verwendete Symmetrie nur eingeschränkt genutzt werden. Für ungerade N_y ist nur $q_y = 2N_y$ möglich. Für gerade N_y ist die Methode nur bei asymmetrischer Anregung und $q_y = N_y$ anwendbar.

2.4 Vergleich der Array-Generatoren

Abschließend soll ein Vergleich der Array-Generatoren im Fraunhofer- und Fresnel-Bereich durchgeführt werden. Hierzu wird für den Fraunhofer-Bereich der Grundaufbau des Fourier-Gitters mit Linsensystem herangezogen, für den die Dimensionierung in Abschnitt 2.2.1 diskutiert wurde. Für die Methoden im Fresnel-Bereich kommen die in den beiden letzten Abschnitten vorgestellten, in unterschiedlicher Weise auf dem Talbot-Effekt basierenden Methoden zur Leistungsteilung in Frage.

Als Hauptkriterium werden die geometrischen Ausmaße der Array-Generatoren verglichen. Dabei genügt es, die Periodizität in einer Achse zu betrachten. Hierzu wird von einem gleichen Elementabstand L_e ausgegangen. In allen Fällen ergibt sich eine der Elementanzahl N proportionale Gesamtbreite von $D = N \cdot L_e$. Im Fall des Talbot-Array-Generators muss diese Breite jedoch um einige Periodenlängen L_e verbreitert werden, da das Gitter an den Rändern ebenfalls auszuleuchten ist. Diese Länge ist aber unabhängig von N . Das Gleiche gilt für das Linsensystem, in dem die zweite Linse aus ähnlichem Grund breiter gewählt werden muss.

Der Grenzradius des Nahfeldes zum Fernfeld beträgt $R = 2N^2 \cdot L_e^2 / \lambda_o$. Für den MMI-Leistungsteiler ist der Grenzradius aufgrund der geschlossenen Wellenführung eine bedeutungslose Größe; sie dient hier lediglich zum Vergleich. Die Gesamtlängen der Array-Generatoren sind unterschiedlich, wie sich aus Tabelle 2.2 ersehen lässt. In allen Fällen liegt die Größe im Nahfeldbereich, was im Fall der im Fraunhofer-Bereich operierenden Methode auf die Verwendung des Linsensystems zurückzuführen ist.

Tabelle 2.2: Vergleich der Längen der Array-Generatoren

Länge bezogen	auf Elementabstand L_e	auf Grenzradius R
Fourier-Gitter mit Linsensystem:	$2 N \frac{L_e}{\alpha_{max}}$	$\frac{\lambda_o}{\alpha_{max} N L_e} R$
MMI-Leistungsteiler:	$N \frac{L_e^2}{\lambda_o}$	$\frac{1}{2 N} R$
Talbot-Array-Generator:	$\frac{1}{q} \frac{L_e^2}{\lambda_o}$	$\frac{1}{2 q N^2} R$

Der ausschlaggebende Nachteil des Fourier-Gittersystems und des MMI-Leistungsteilers wird aus der Tabelle ersichtlich. Die Längen wachsen mit der Anzahl der Elemente. Wie bereits an den Beispielen in Bild 2.3 bzw. Bild 2.20 verdeutlicht, liegen sie für die vorliegende Anwendung im Millimeter- bis Submillimeterwellenbereich in der Größenordnung von einem Meter. Hierdurch wird der Aufbau schlecht handhabbar und im Fall des MMI-Leistungsteilers gewichtsmäßig schwer. Beim MMI-Leistungsteiler sind außerdem ohmsche Verluste durch die kontinuierliche Wellenführung in Kauf zu nehmen, während für das Fourier-Gittersystem die Verluste in den Linsen und dem Gitter beachtet werden müssen. Beide Systeme sind außerdem nur in der paraxialen Näherung und vornehmlich mit Gaußstrahl-Antennen einsetzbar. Des Weiteren müssen beide Systeme für jede Elementzahl N individuell ausgelegt werden. Ihre Ausgänge besitzen eine ungleichmäßige Phasenverteilung.

Der Vorteil der beiden Methoden ist jedoch, dass die Auskopplung in Antennen direkt möglich ist. Ein Unterschied der direkten Abbildung besteht zwischen den beiden Techniken: Beim Fourier-Gitter mit Doppellinsensystem wird die konjugierte Feldverteilung abgebildet, während beim MMI-Leistungsteiler die Konjugation nicht erfolgt, und somit nur ebene Wellenfronten geeignet sind. Der MMI-Leistungsteiler hat hingegen den Vorteil, dass es sich um

ein geschlossenes System handelt. Bezüglich der Längenausdehnung ist mit $\alpha_{max} = 0.2$ rad der MMI-Leistungsteiler für $L_e/\lambda_o < 10$ zu bevorzugen. Das Problem ist jedoch in beiden Fällen, dass das Feld der Antennen für kleinere Elementabstände nicht mehr paraxial verläuft. Im Fall einer Gaußstrahl-Antenne ist mit seiner Taille $w_0 \approx 3 L_e$ der asymptotische Grenzradius, bei dem im Fernfeld das elektrische Feld um $e^{-1} \approx -8.7$ dB abgefallen ist, zu $\theta_0 \approx \lambda_o/L_e$ bestimmt.

Der hauptsächliche Nachteil eines Talbot-Array-Generators besteht in der Notwendigkeit, die für endliche Anregung entstehende, räumlich begrenzte, ebene Welle in eine geeignete Grundwelle, z. B. eine gaußsche Feldverteilung, umzuwandeln. Mit diesem Problem setzt sich Kapitel 5 auseinander. Für den reziproken Betrieb als Leistungsaddierer kann bei Abstrahlung der Summenleistung in den Freiraum jedoch auf eine Auskoppelschaltung verzichtet werden [8]. Die überragenden Vorteile des Talbot-Array-Generators sind, dass der Entwurf und die resultierende Länge von der Elementanzahl unabhängig sind [58] und dass alle Elemente gleichphasig ausgeleuchtet werden. Des Weiteren sind ohmsche Verluste nur durch das elektrisch dünn wählbare Phasengitter bedingt.

Für den Talbot-Array-Generator entspricht der in Tabelle 2.2 aufgeführte Längenbruchteil $1/q$ dem Füllfaktor der rechteckigen Intensitätsverteilung des Lohmann-Bildes, welches sich in einfacher Weise realisieren lässt. Um die Feldverteilung beliebiger Antennen-Arrays abzubilden, müssen dieser Bruchteil und die Phasenverteilung auf dem periodischen Phasengitter angepasst werden. Die paraxiale Näherung verliert wie auch in den anderen Methoden für kleine Elementabstände sowie für beliebige Antennenstrukturen ihre Gültigkeit. Bei Erweiterung des Konzeptes kann sie jedoch verworfen werden. Im Gegensatz dazu ist bei den anderen Methoden die paraxiale Näherung zwingend notwendig.

Um die Methode mit dieser Zielvorgabe anwenden zu können, ist also eine Analyse ohne paraxiale Näherung erforderlich, welche zusätzlich die endliche Ausdehnung des Phasengitters berücksichtigt. Im folgenden Kapitel wird aus diesem Grund eine vollständige Modellierung der Struktur im Hinblick auf den Einsatz als Leistungsaddierer behandelt.

Kapitel 3

Modellierung periodischer Leistungsaddierer

Im Folgenden wird die quasi-optische Leistungsaddition im Freiraum näher untersucht. In [8] wurden bereits grundlegende Ergebnisse bei Einsatz eines periodischen Phasengitters zur Strahlformung aufgezeigt. Dabei beschränkte sich die praktische Untersuchung im Wesentlichen auf einen Parallelplattenaufbau mit periodischer Modulation in einer Achse, für den ein Leitungsersatzschaltbild eingeführt wurde. Außerdem wurde das Modell theoretisch für biperiodische Strukturen und beliebige Eingangsfelder betrachtet. Die Ergebnisse werden hier aufgegriffen und konsequent erweitert. So ist z. B. die Verwendung von verallgemeinerten Streuparametern anstelle eines Leitungsersatzschaltbildes zu bevorzugen. Das Modell wird dabei ohne Auskoppelschaltung aufgestellt. Der Entwurf der Auskoppelschaltung wird in Kapitel 5 erläutert.

3.1 Ausgangspunkt

Bild 3.1 zeigt den Querschnitt eines Leistungsaddierers in der xy -Ebene. Die Quellen am Eingang koppeln Leistung in die Hohlleitergrundwelle ein, die durch Hornantennen in den Freiraum abgestrahlt werden. Aufgrund des Elementabstandes, der größer als die Wellenlänge ist, treten bei endlicher Anregung Gitterkeulen auf. Für die Modellierung ist es von Vorteil, die gesamte Struktur als unendlich periodisch fortgesetzt zu betrachten. In diesem Fall treten Beugungsordnungen anstelle der Gitterkeulen auf. Die Wellenvektoren der sich für $L_x/\lambda = 9.5$ ergebenden Beugungsordnungen sind exemplarisch in der oberen Hälfte des Bildes 3.1 verdeutlicht. Durch das periodische Phasengitter soll erreicht werden, dass möglichst die gesamte Leistung in die nullte Beugungsordnung abgestrahlt wird. Dies entspricht der senkrechten ebenen Welle. Für eine endliche Anregung resultiert daraus eine räumlich begrenzte, ebene Welle.

Prinzipiell entspricht der Aufbau dem eines Talbot-Array-Generators (vgl. Abschnitt 2.3.4), bei dem jedoch umgekehrt eine definierte Feldverteilung aus einer ebenen Welle erzeugt wird. Die Modellierung ist entsprechend den am Ende des letzten Kapitels getroffenen Feststellungen zu erweitern, um beliebige, nicht-paraxiale Anregungen berücksichtigen zu können. Das

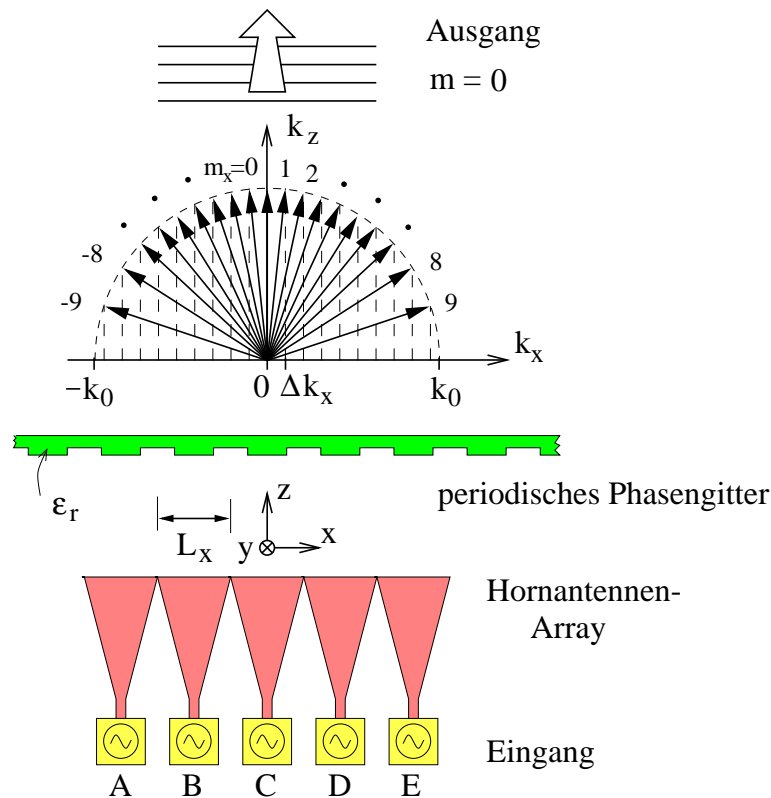


Bild 3.1: Aufbau des Leistungsaddierers mit periodischem Phasengitter zur Strahlformung. Im oberen Bereich sind die abgestrahlten Beugungsordnungen für $L_x/\lambda_o = 9.5$ dargestellt.

Phasengitter wird durch ein verlustloses Dielektrikum mit Permittivität ϵ_r realisiert. Für die Berücksichtigung der endlichen Dicke des Phasengitters ist eine rigorose Modellierung notwendig.

3.2 Modellierung dielektrischer periodischer Strukturen

In Bild 3.1 wurde die Elementanordnung nur eindimensional (in der x -Achse mit Periodenabstand L_x) illustriert. Im Folgenden werden biperiodische Strukturen betrachtet, die eine zusätzliche Periodizität in y -Richtung aufweisen und deren Periodenabstand mit L_y bezeichnet wird. Hiermit können sowohl biperiodische als auch eindimensionale Leistungsadditionsschaltungen untersucht werden, wie im Folgenden verdeutlicht wird.

Um ein Netzwerkmodell für dielektrische biperiodische Strukturen abzuleiten, wird von den Ansätzen in [59,8] ausgegangen. Ähnliche Ansätze sind z. B. in [60,61] zu finden. Ziel ist es, die Eigenwellen innerhalb einer periodischen Struktur zu bestimmen. Hierzu ist es notwendig, die Gesamtstruktur durch Ebenen $z = \text{const.}$ zu zerteilen, sodass Bereiche ohne eine z -Abhängigkeit der Geometrie entstehen.

Innerhalb solcher Sektionen ist mit den entsprechenden Eigenwellen die Wellenausbreitung vollständig beschrieben. An den Grenzflächen $z = \text{const.}$ finden Verkopplungen der Eigen-

wellen der verschiedenen Bereiche statt. Auf diese Weise entsteht ein mehrstufiges Netzwerk. Für beliebige Strukturen mit kontinuierlichem Profil, wie z. B. pyramiden- oder kugelförmigen Oberflächen, muss dabei eine Diskretisierung in z -Richtung stattfinden. Die notwendige Anzahl von Stufen hängt vom Profil, der Wellenlänge und der erforderlichen Genauigkeit ab. Für einfache, rechteckförmige dielektrische Konturen ist, wie bereits in Bild 3.1 gezeigt, lediglich eine einzige Sektion mit biperiodischer Permittivität zu berücksichtigen. Im Übrigen liefern stufenförmige Profile für den Entwurf des quasi-optischen Leistungsaddierers zufriedenstellende Wirkungsgrade, wie in Kapitel 4 näher erläutert wird.

3.2.1 Fourier-Reihenentwicklung und pseudoperiodisches Gesamtfeld

Die Permittivität in jedem einzelnen Bereich wird für die Bestimmung der Lösung in eine zweidimensionale Fourier-Reihe entwickelt:

$$\varepsilon_r(x, y) = \sum_{m_x=-M_x}^{M_x} \sum_{m_y=-M_y}^{M_y} \bar{\varepsilon}_{m_x m_y} e^{-j \frac{2\pi m_x x}{L_x}} e^{-j \frac{2\pi m_y y}{L_y}}. \quad (3.1)$$

Für die numerische Handhabung müssen die Summen an endlichen Werten M_x und M_y abgebrochen werden. Deren Werte sind ausreichend groß zu wählen, um die Genauigkeit nicht zu beeinträchtigen.

Weiterhin wird angenommen, dass die Struktur mit einer ebenen Welle gemäß

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0^i \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (3.2)$$

angeregt wird, wobei $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)^T$ der Wellenvektor mit

$$k_o = \frac{2\pi}{\lambda_o} = \omega_o \sqrt{\mu_o \varepsilon_o} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (3.3)$$

ist und \mathbf{E}_0^i die Amplitude und Polarisation des elektrischen Feldes bezeichnet. Aufgrund der Periodizität der Struktur ist das resultierende Gesamtfeld $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ pseudoperiodisch, d. h. es gilt

$$\mathbf{E}(\mathbf{r} + (i_x L_x \hat{\mathbf{x}} + i_y L_y \hat{\mathbf{y}})) = e^{-j\mathbf{k} \cdot (i_x L_x \hat{\mathbf{x}} + i_y L_y \hat{\mathbf{y}})} \mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad (3.4)$$

wobei i_x und i_y beliebige ganze Zahlen sind. Gleichung (3.4) kann einerseits mit Hilfe der Theorie von Floquet bewiesen werden, andererseits ist ein Beweis möglich, der lediglich auf der Linearität der Maxwell'schen Gleichungen und der Periodizität der Struktur basiert [8]. Hiermit kann das Gesamtfeld in folgender Form dargestellt werden:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_{m_x=-M_x}^{M_x} \sum_{m_y=-M_y}^{M_y} \mathbf{E}_{m_x m_y}(z) e^{-j\alpha_{m_x} x} e^{-j\beta_{m_y} y} \quad (3.5)$$

mit $\alpha_{m_x} = \alpha^0 + 2\pi m_x / L_x$ und $\beta_{m_y} = \beta^0 + 2\pi m_y / L_y$, wobei $\alpha^0 = k_x$ und $\beta^0 = k_y$ aus der Anregung mit E^i resultieren. Auf gleiche Weise können das magnetische Feld $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, die Verschiebungsstromdichte $\mathbf{D}(\mathbf{r})$ und die magnetische Induktion $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ formuliert werden.

3.2.2 Block-Toeplitz-Matrix

Gleichungen (3.1) und (3.5) werden verwendet, um eine Transformation der Beziehung $\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon_o \varepsilon_r(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r})$ durchzuführen, was auf folgende Faltung führt:

$$\mathbf{D}_{m_x m_y}(z) = \varepsilon_o \sum_{k=-M_x}^{M_x} \sum_{l=-M_y}^{M_y} \bar{\varepsilon}_{m_x-k, m_y-l} \mathbf{E}_{kl}(z). \quad (3.6)$$

Um die Vorteile der Matrix-Algebra nutzen zu können, wird ein neuer Index ν definiert. Jedem Paar (m_x, m_y) wird eineindeutig ein ν gemäß $\nu = (2M_y + 1)m_x + m_y$ zugeordnet. Anschließend können die Vektoren $\mathcal{E}_\psi(z)$, $\mathcal{H}_\psi(z)$, $\mathcal{D}_\psi(z)$ und $\mathcal{B}_\psi(z)$ mit $\psi \in \{x, y, z\}$ eingeführt werden, welche die Größen $\mathbf{E}_\psi(z)$, $\mathbf{H}_\psi(z)$, $\mathbf{D}_\psi(z)$ sowie $\mathbf{B}_\psi(z)$ beinhalten. Auf gleiche Weise werden die Diagonalmatrizen $[\bar{\alpha}]$ und $[\bar{\beta}]$ definiert, welche die zugehörigen Elemente α_{m_x}/k_o und β_{m_y}/k_o auf der Diagonalen enthalten. Es sei angemerkt, dass das Kronecker-Tensorprodukt vorteilhaft für die Durchführung der Zuordnung verwendet werden kann [8]. Die Transformation führt zu einer Matrixformulierung für Gl. (3.6) in der Form $\mathcal{D}_\psi = \varepsilon_o [\bar{\varepsilon}] \mathcal{E}_\psi$, bei der $[\bar{\varepsilon}]$ die Form einer Block-Toeplitz-Matrix annimmt, welche sich wie folgt darstellt:

$$[\bar{\varepsilon}] = \begin{bmatrix} & & \dots & & & & \\ & \mathbf{e}_0 & \mathbf{e}_{-1} & \mathbf{e}_{-2} & & & \\ \dots & \mathbf{e}_{+1} & \mathbf{e}_0 & \mathbf{e}_{-1} & \dots & & \\ & \mathbf{e}_{+2} & \mathbf{e}_{+1} & \mathbf{e}_0 & & & \\ & & \dots & & & & \end{bmatrix}, \quad \text{mit } \mathbf{e}_{m_x} = \begin{bmatrix} & & \dots & & & & \\ & \bar{\varepsilon}_{m_x,0} & \bar{\varepsilon}_{m_x,-1} & \bar{\varepsilon}_{m_x,-2} & & & \\ \dots & \bar{\varepsilon}_{m_x,+1} & \bar{\varepsilon}_{m_x,0} & \bar{\varepsilon}_{m_x,-1} & \dots & & \\ & \bar{\varepsilon}_{m_x,+2} & \bar{\varepsilon}_{m_x,+1} & \bar{\varepsilon}_{m_x,0} & & & \\ & & \dots & & & & \end{bmatrix}. \quad (3.7)$$

3.2.3 Bestimmung der Eigenwellen

Wenn die obigen Gleichungen in die Maxwell'schen Gleichungen eingesetzt und \mathcal{E}_z sowie \mathcal{H}_z eliminiert werden, ergibt sich folgendes Differentialgleichungssystem erster Ordnung:

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \end{pmatrix} = -j\omega_o \mathbf{L} \begin{pmatrix} \mathcal{H}_y \\ -\mathcal{H}_x \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \mathcal{H}_y \\ -\mathcal{H}_x \end{pmatrix} = -j\omega_o \mathbf{C} \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \end{pmatrix}$$

mit

$$\mathbf{L} = \mu_o \left\{ \begin{bmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{1} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} [\bar{\alpha}] \\ [\bar{\beta}] \end{bmatrix} \cdot [\bar{\varepsilon}]^{-1} \cdot \begin{bmatrix} [\bar{\alpha}] & [\bar{\beta}] \end{bmatrix} \right\}, \quad (3.9)$$

$$\mathbf{C} = \varepsilon_o \left\{ \begin{bmatrix} [\bar{\varepsilon}] & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & [\bar{\varepsilon}] \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} [\bar{\beta}] \\ -[\bar{\alpha}] \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} [\bar{\beta}] & -[\bar{\alpha}] \end{bmatrix} \right\}.$$

Dieses System stimmt mit der bekannten Telegraphengleichung für eine Mehrfachleitung überein [62], welche infolgedessen mit Hilfe eines äquivalenten Netzwerks modelliert werden kann

[59]. Um eine Lösung von Gl. (3.8) zu finden, wird folgender Ansatz gemacht:

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \\ \mathcal{H}_y \\ -\mathcal{H}_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{p} \\ \mathbf{q} \end{pmatrix} e^{-\gamma z} \quad (3.10)$$

mit

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \end{pmatrix} \Big|_{z=0} \quad \text{und} \quad \mathbf{q} = \begin{pmatrix} \mathcal{H}_y \\ -\mathcal{H}_x \end{pmatrix} \Big|_{z=0}. \quad (3.11)$$

Das Einsetzen von Gl. (3.10) in Gl. (3.8) führt zu

$$-\gamma \begin{pmatrix} \mathbf{p} \\ \mathbf{q} \end{pmatrix} = -j\omega_o \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{L} \\ \mathbf{C} & \mathbf{0} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{p} \\ \mathbf{q} \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

Die Elimination von \mathbf{q} führt auf die Beziehung

$$(\omega_o^2 \mathbf{L} \mathbf{C} + \gamma^2 \mathbf{1}) \mathbf{p} = \mathbf{0}, \quad (3.13)$$

welche ein Eigenwertproblem für die Matrix $\omega_o^2 \mathbf{L} \mathbf{C}$ darstellt. Jeder Eigenwert λ_i mit korrespondierendem Eigenvektor \mathbf{p}_i liefert zwei Lösungen für das elektrische Feld mit den Ausbreitungskonstanten $\gamma_i = \sqrt{-\lambda_i}$ und $-\gamma_i$, welche sich in $-z$ bzw. $+z$ -Richtung fortbewegen. Der dazugehörige Vektor \mathbf{q}_i für das magnetische Feld kann aus Gl. (3.12) bestimmt werden. Die Eigenvektoren \mathbf{p} und \mathbf{q} werden in Matrizen \mathbf{P} bzw. \mathbf{Q} zusammengefasst. Außerdem werden deren Ausbreitungskonstanten γ_i in einer Diagonalmatrix $[\gamma]$ vereinigt, sodass sich folgende Gleichung ergibt:

$$\mathbf{Q} = j\omega_o \mathbf{C} \mathbf{P} [\gamma]^{-1}. \quad (3.14)$$

Mit Gl. (3.10) erhält man die Gesamtlösung gemäß

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \end{pmatrix} = \mathbf{P} \left\{ e^{-[\gamma]z} \cdot \mathbf{a} + e^{+[\gamma]z} \cdot \mathbf{b} \right\}, \quad (3.15)$$

$$\begin{pmatrix} \mathcal{H}_y \\ -\mathcal{H}_x \end{pmatrix} = \mathbf{Q} \left\{ e^{-[\gamma]z} \cdot \mathbf{a} - e^{+[\gamma]z} \cdot \mathbf{b} \right\},$$

bei der die Vektoren \mathbf{a} und \mathbf{b} die Amplitude und Phase der sich unabhängig voneinander in $-z$ und $+z$ -Richtung ausbreitenden Eigenwellen beinhalten. Bei der Herleitung der Lösung ist von einer Fourier-Reihenentwicklung für das elektrische und magnetische Feld ausgegangen worden (vgl. Gl. (3.5)). Die einzelnen Elemente der Fourier-Reihe repräsentieren die Raumharmonischen des Freiraums. Folglich ist mit den Matrizen \mathbf{P} und \mathbf{Q} die Kopplung zwischen den Freiraum-Eigenwellen und den Eigenwellen der periodischen Schicht beschrieben.

Für die Optimierung des Leistungsaddierers genügt die Betrachtung der unendlich fortgesetzten Struktur, bei der die Elemente des Hornantennen-Arrays identisch angeregt sind. Die

resultierenden, diskreten Raumharmonischen entsprechen dann einem einfallenden Feld mit \mathcal{E} und \mathcal{H} , bei dem $\alpha^0 = 0$ und $\beta^0 = 0$ gilt. Ziel der Optimierung ist die Maximierung der Leistung, welche in die senkrechte Richtung abgestrahlt wird, deren Indizes $m_x = 0$ und $m_y = 0$ sind. Der Entwurf wird in Kapitel 4 näher betrachtet.

3.3 Beliebige Anregung periodischer Strukturen

Das unendlich fortgesetzte, aktive Array ermöglicht den Entwurf von quasi-optischen Leistungsaddierern. Dennoch ist es notwendig, den Fall der endlichen Anregung des Leistungsaddierers zu betrachten. Die resultierende Feldverteilung ist insbesondere für den Entwurf der Auskoppelschaltung relevant, welcher in Kapitel 5 diskutiert wird. Bei der Betrachtung beliebiger Anregungen periodischer Strukturen wird dem in [63] aufgezeigten Ansatz gefolgt, welcher hier auf biperiodische Strukturen erweitert wird [64]. Die Analyse kann dabei auf die Bestimmung der Feldverteilung bei Anregung einer einzelnen Quelle reduziert werden. Da der Elementabstand und die Periodizität des Phasengitters identisch sind, kann das Gesamtfeld bei beliebiger Anregung durch Verschiebung und Überlagerung der Einzellösung konstruiert werden. Hiermit ist der Fall der endlichen Anregung bestimmt. Zusätzlich können hieraus weitere Eigenschaften wie das Verhalten bei Phasen- und Leistungsschwankungen abgeleitet werden.

3.3.1 Pseudoperiodische Überlagerung

Das Eingangsfeld einer einzelnen Quelle sei durch ihr elektrisches Feld E_S beschrieben. Aufgrund der Tatsache, dass das im vorstehenden Abschnitt entwickelte Modell für biperiodische Strukturen in der Lage ist, pseudoperiodische Felder gemäß Gl. (3.5) zu beschreiben, ist es sinnvoll, das Eingangsfeld durch pseudoperiodische Terme auszudrücken. Hierzu werden die folgenden Funktionen eingeführt:

$$E_{n_x n_y}^S(x, y) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (V_{n_x})^k (W_{n_y})^l E^S(x - kL_x, y - lL_y) \quad (3.16)$$

mit

$$V_{n_x} = e^{-j2\pi n_x / N_x} \quad \text{und} \quad W_{n_y} = e^{-j2\pi n_y / N_y}, \quad (3.17)$$

wobei $n_x = 0, 1, \dots, (N_x - 1)$ und $n_y = 0, 1, \dots, (N_y - 1)$ gilt. Gleichung (3.16) besagt, dass jede der $N_x \cdot N_y$ Funktionen $E_{n_x n_y}^S$ aus einer Linearkombination der einfallenden Welle mit in x - und y -Richtung verschobenen Duplikaten besteht. Die Überlagerungskoeffizienten $(V_{n_x})^k$ und $(W_{n_y})^l$ erzielen die für Gl. (3.5) erforderliche Pseudoperiodizität für $E_{n_x n_y}^S$:

$$E_{n_x n_y}^S(x + i_x L_x, y + i_y L_y) = (V_{n_x})^{i_x} (W_{n_y})^{i_y} E_{n_x n_y}^S(x, y). \quad (3.18)$$

Hierbei bezeichnen i_x und i_y beliebige ganze Zahlen. Demzufolge kann das Gesamtfeld jeder Anregung $E_{n_x n_y}^S$ mit Hilfe der im vorstehenden Abschnitt vorgestellten Eigenwellenentwicklung bestimmt werden, wobei jeweils verschiedene Basen der pseudoperiodischen Anregung

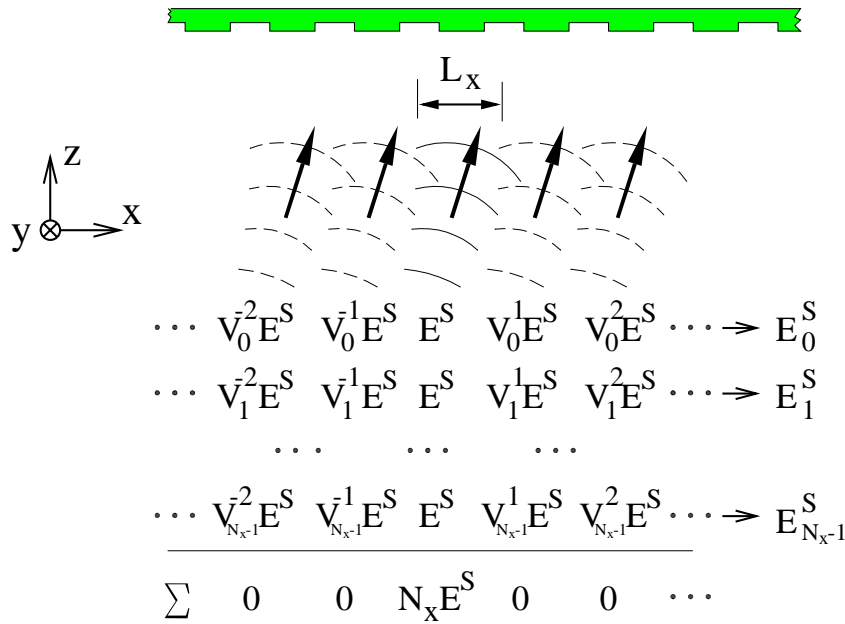


Bild 3.2: Modellierung der Einzelement-Anregung durch pseudoperiodische Überlagerung

gemäß

$$\alpha_{n_x}^0 = \frac{2\pi}{L_x} \frac{n_x}{N_x} \quad \text{und} \quad \beta_{n_y}^0 = \frac{2\pi}{L_y} \frac{n_y}{N_y}. \quad (3.19)$$

gewählt werden müssen. Aufgrund der Beziehungen

$$\sum_{k=0}^{N_x-1} (V_{n_x})^k = \begin{cases} N_x & k = 0, \pm N_x, \pm 2N_x, \dots \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.20)$$

und

$$\sum_{l=0}^{N_y-1} (W_{n_y})^l = \begin{cases} N_y & l = 0, \pm N_y, \pm 2N_y, \dots \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.21)$$

löschen sich die verschobenen Bilder der Anregung E^S aus, wenn die biperiodische Struktur gleichzeitig mit allen $E_{n_x n_y}^S$ angeregt wird. Zur Anschaulichkeit verdeutlicht Bild 3.2 dies nur in einer Dimension (x -Richtung). Für die Bestimmung sind $N_x \cdot N_y$ unabhängige Berechnungen durchzuführen. Es sei angemerkt, dass dadurch eine schnelle Lösungsfindung auf einem Parallelrechner möglich wird. Aus den Gln. (3.20) und (3.21) wird deutlich, dass durch diese Überlagerung übergeordnete Periodizitäten entstehen, welche die Längen $N_x \cdot L_x$ in x - und $N_y \cdot L_y$ in y -Richtung aufweisen. Die Werte von N_x und N_y müssen demzufolge genügend groß gewählt werden, sodass die Beiträge dieser zusätzlichen Anregungen einen vernachlässigbaren Anteil im relevanten Bereich besitzen. Es ist zu beachten, dass im Fall der Anregung von Oberflächenwellen in x - oder y -Richtung unerwünschte Wechselwirkungen der Felder der pseudoperiodischen Überlagerung stattfinden, die die Gültigkeit der Lösung beeinträchtigen können. Bei der Anwendung der biperiodischen Struktur für die quasi-optische Leistungsaddition ist es allerdings so, dass der Entwurf darauf abzielt, möglichst die gesamte Leistung in z -Richtung

abzustrahlen. Dies rechtfertigt die Verwendung der Methode der pseudoperiodischen Überlagerung, da eventuell auftretende Oberflächenwellen dann einen vernachlässigbaren Beitrag leisten.

3.3.2 Spektrale Betrachtungsweise

Die Bestimmung der Feldverteilung bei beliebiger Anregung periodischer Strukturen mittels pseudoperiodischer Überlagerung kann auch spektral betrachtet werden; hierzu wird von einer Eigenschaft Gebrauch gemacht, die aus der Herleitung im vorherigen Abschnitt hervorgeht: Das kontinuierliche Fourier-Spektrum der elektrischen Feldverteilung E^S bei Einzelement-Anregung wird durch die biperiodische Struktur nur in denjenigen Spektralanteilen untereinander verkoppelt, welche einen Abstand von $\Delta k_x = i_x \cdot 2\pi/L_x$ und $\Delta k_y = i_y \cdot 2\pi/L_y$ im Spektralraum besitzen, wobei i_x und i_y beliebige ganze Zahlen sind. Dies ist in Bild 3.3 für die x -Richtung verdeutlicht.

Für die numerische Berechnung kann das kontinuierliche Spektrum nur diskret betrachtet werden. Bei äquidistanter Diskretisierung des Spektrums ist das betrachtete Feld periodisch. Aufgrund der Verkopplungen der Spektralanteile müssen diese Periodizitäten so gewählt werden, dass sie ein ganzzahliges Vielfaches von L_x und L_y sind, also $N_x L_x$ und $N_y L_y$.

Ergänzend sei angemerkt, dass mit diesem Ergebnis für den Entwurf von Zeilenaufbauten, bei denen also nur eine eindimensionale Elementanordnung zu betrachten ist, eine deutliche Vereinfachung der Berechnung erreicht wird. Hierzu wird vorausgesetzt, dass dementsprechend

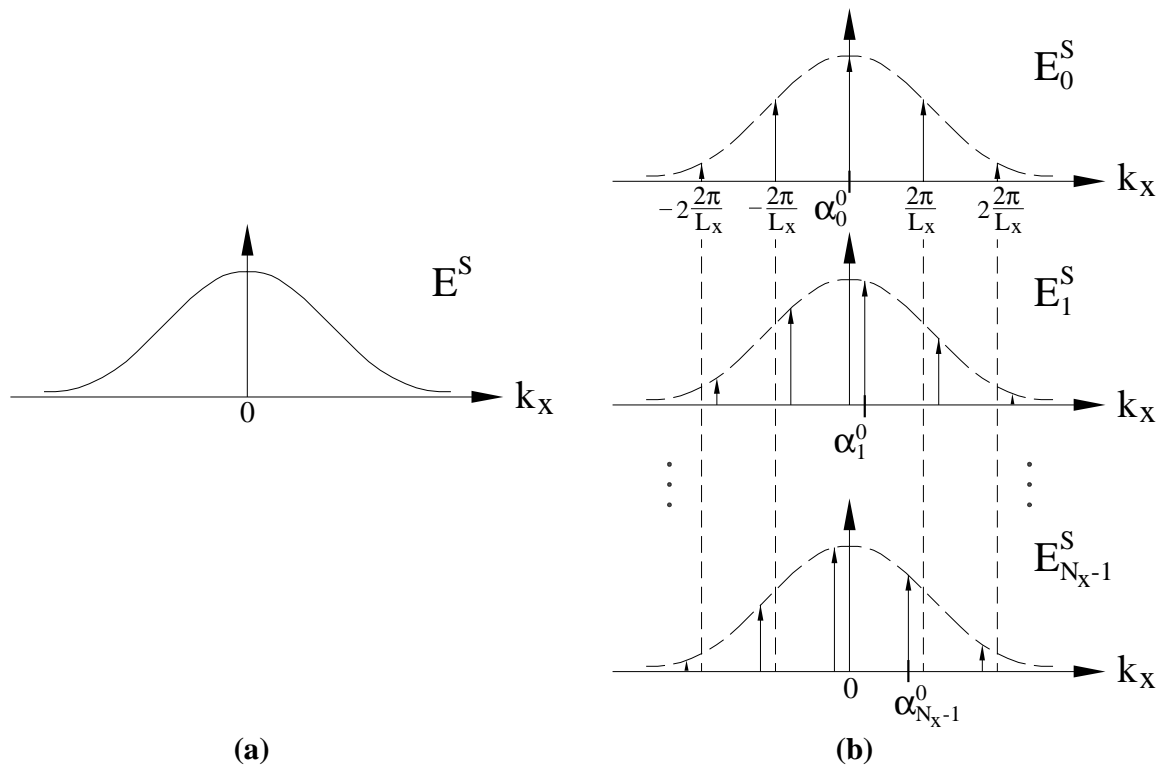


Bild 3.3: Zerlegung des Spektrums von (a) einem einfallenden Feld in (b) entkoppelte Anteile

ein Phasengitter verwendet wird, welches ebenfalls eindimensional strukturiert ist. Folglich findet bei der Bestimmung der Freiraumabstrahlung lediglich eine Verkopplung der Spektralanteile in dieser Richtung statt.

3.4 Modellierung von Hornantennen

Für die Optimierung des Phasengitters ist eine genaue Kenntnis der einfallenden Feldverteilung notwendig, die durch die Einzelelemente des Gruppenstrahlers erzeugt wird. Hierzu reicht es nicht aus, die Richtcharakteristik der Antennen zu bestimmen. Die Feldverteilung muss im Nahfeld nach Betrag und Phase bekannt sein. Als abstrahlende Elemente können beliebige Antennenkonfigurationen in Frage kommen. Im Rahmen dieser Arbeit beschränkt sich die Betrachtung auf Hornantennen. Dabei wird durch die kontinuierliche Aufweitung eines Grundwellenhohlleiters ein Übergang auf die Freiraumabstrahlung erreicht, welcher eine gute Anpassung und hohe Richtwirkung besitzt.

3.4.1 Schelkunoff'sche Näherung

Für den Fall, dass bei der Aufweitung eines Hornstrahlers ein kleiner Öffnungswinkel vorliegt, kann die Schelkunoff'sche Näherung zur Bestimmung der Feldverteilung in der Apertur der Antenne herangezogen werden [65]. Bei dieser Näherung wird davon ausgegangen, dass die angeregte Grundwelle des Hohlleiters aufgrund des kleinen Öffnungswinkels betragsmäßig auf die Apertur übertragen wird und lediglich ein Phasenfaktor hinzukommt. Für einen Rechteckhohlleiter der Breite a in x -Richtung mit $x \in [-a/2, a/2]$ und der Höhe b in y -Richtung mit $y \in [-b/2, b/2]$ resultiert damit aus der Grundwelle $E_y(x, y) = \cos(\pi x/a)$ folgende Feldverteilung in der Apertur der Breite w_{Horn} und der Höhe h_{Horn} :

$$E_{y,\text{Horn}}(x, y) = \cos\left(\pi \frac{x}{w_{\text{Horn}}}\right) \exp\left[-j(\varphi(x) + \psi(y))\right] \quad (3.22)$$

mit $x \in [-w_{\text{Horn}}/2, w_{\text{Horn}}/2]$ und $y \in [-h_{\text{Horn}}/2, h_{\text{Horn}}/2]$. Die Phasenverteilungen $\varphi(x)$ und $\psi(y)$ bestimmen sich aus den in den jeweiligen Richtungen vorliegenden Öffnungswinkeln anhand der Hornlänge l_{Horn} . Die Radien der Phasenbiegung in der Apertur berechnen sich hiermit zu

$$R_x = \frac{l_{\text{Horn}}}{1 - a/w_{\text{Horn}}} \quad \text{und} \quad R_y = \frac{l_{\text{Horn}}}{1 - b/h_{\text{Horn}}}, \quad (3.23)$$

womit sich

$$\varphi(x) = k_o \left(\sqrt{R_x^2 + x^2} - R_x \right) \approx k_o \frac{x^2}{2 R_x} \quad (3.24)$$

und

$$\psi(y) = k_o \left(\sqrt{R_y^2 + y^2} - R_y \right) \approx k_o \frac{y^2}{2 R_y} \quad (3.25)$$

ergeben. Für die Optimierung der Struktur des Phasengitters ist dieser Ansatz in erster Näherung ausreichend. Außerdem sind die Formeln für die Ableitung einiger Grundaussagen interessant, wovon im nächsten Kapitel Gebrauch gemacht wird.

Mit der Schelkunoff'schen Näherung sind keine Aussagen über die Kopplung der Einzel-elemente untereinander möglich. Ebenfalls kann keine Betrachtung der Wechselwirkung mit ggf. rücklaufenden Wellen gemacht werden, welche in die Hornantennen einstrahlen. Beide Fälle treten jedoch nicht gravierend ins Gewicht, wenn eine optimale periodische Struktur zur Leistungsaddition vorliegt.

3.4.2 Modellierung mit gestuften Hohlleitern

Für eine genauere Untersuchung der Abstrahlungseigenschaften ist eine verbesserte Modellierung hilfreich. Insbesondere in der y -Ebene, in der die elektrischen Felder senkrecht zur Kante der Hornantennen stehen, treten unter Umständen Streuungen auf, welche durch die Schelkunoff'sche Näherung keine Berücksichtigung finden. Aus diesem Grund ist eine Überprüfung des optimierten Entwurfs empfehlenswert. Außerdem ist das genauere Ergebnis für den Entwurf der Auskoppelschaltung zu bevorzugen.

Die Berechnung wird in zwei Schritten durchgeführt: Als Erstes wird der Aufweitungsbereich der Pyramidenhornantenne durch gestufte Hohlleiter modelliert. Als Zweites muss die Kopplung der resultierenden Eigenmoden der Apertur des Hornantennen-Arrays mit den Raumharmonischen berücksichtigt werden. Vergleichbare Ansätze sind in [66, 67] aufgeführt. Das Konzept der gestuften Hohlleiter wird dabei aufgrund ihres Vorteils in der numerischen Stabilität benutzt, welche speziell durch Anwendung der verallgemeinerten Streuparameter-Formulierung¹ hervorgerufen wird.

Die Diskretisierungsschrittweite d_i in z -Richtung der kontinuierlichen metallischen Berandung des Rechteckhorns muss hierbei genügend klein gewählt werden, z. B. $d_i < \lambda_o/32$, wie in [68] vorgeschlagen wird. Es ist jedoch in jedem Fall ratsam, eine individuelle Untersuchung der Konvergenz der Rechnung in Abhängigkeit der Schrittweite d_i durchzuführen. In Bild 3.4 ist ein Ausschnitt der Diskretisierung der Hornantennen-Aufweitung von einer Stufe i zur Stufe $(i + 1)$ skizziert. Des Weiteren sind die verallgemeinerten Streuparameter dargestellt, deren Berechnung im Folgenden betrachtet wird. Das elektromagnetische Feld in jedem einzelnen Hohlleiterbereich kann durch die Summe seiner Eigenwellen ausgedrückt werden:

$$\mathbf{E}_t^i(r) = \sum_k \mathcal{E}_k^i \mathbf{e}_k^i \quad \text{und} \quad \mathbf{H}_t^i(r) = \sum_k \mathcal{H}_k^i \mathbf{h}_k^i, \quad (3.26)$$

wobei \mathbf{e}_k^i und \mathbf{h}_k^i die transversalen elektrischen und magnetischen Felder der k -ten Eigenwellen in dem i -ten Bereich des gestuften Wellenleiters bezeichnen. Die Eigenwellen eines Rechteckhohlleiters sind bekannt und können z. B. in [69, 70] gefunden werden. Die Koeffizienten der Feldentwicklung \mathcal{E}_k^i und \mathcal{H}_k^i entsprechen verallgemeinerten Spannungen und Strömen. Sie verhalten sich innerhalb der einzelnen Abschnitte gemäß der Wellenausbreitungsgesetze, d. h. sie setzen sich aus Anteilen zusammen, welche sich in $+z$ - und $-z$ -Richtung mit den individuellen Ausbreitungskonstanten γ_k^i fortbewegen:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_k^i &= \tilde{\mathbf{b}}_k^i e^{-\gamma_k^i z} + \tilde{\mathbf{a}}_k^i e^{+\gamma_k^i z}, \\ \mathcal{H}_k^i &= \tilde{\mathbf{b}}_k^i e^{-\gamma_k^i z} - \tilde{\mathbf{a}}_k^i e^{+\gamma_k^i z}. \end{aligned} \quad (3.27)$$

¹Die Formulierung wird im Englischen entsprechend mit *generalized scattering matrix* bezeichnet.

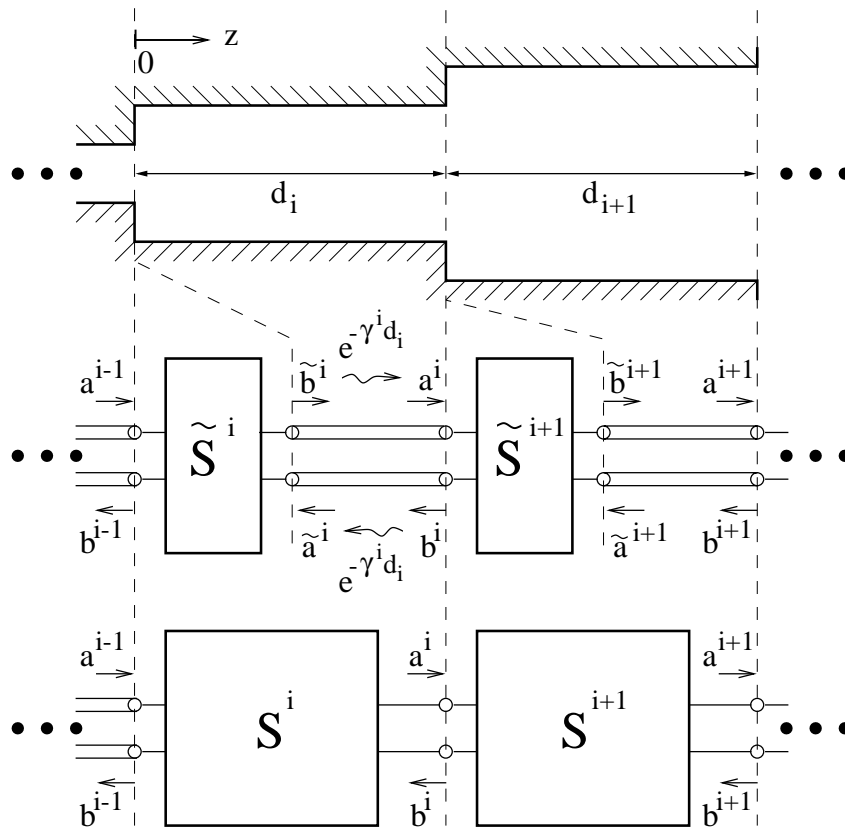


Bild 3.4: Modellierung zweier Stufen der Hornantennen-Diskretisierung mit verallgemeinerten Streuparametern

Für $z = d_i$ erhält man

$$\mathbf{a}_k^i = \tilde{\mathbf{b}}_k^i e^{-\gamma_k^i d_i} \quad \text{und} \quad \tilde{\mathbf{a}}_k^i = \mathbf{b}_k^i e^{-\gamma_k^i d_i}. \quad (3.28)$$

Der Übergang vom $(i - 1)$ -ten zum i -ten Hohlleiterbereich an der Stelle $z = 0$ muss mit Hilfe der Wellenkopplungsmethode² an der Ebene der Diskontinuität analysiert werden. Dies führt zu folgender Matrixbeziehung zwischen den Feldentwicklungskoeffizienten \mathcal{E}^{i-1} und \mathcal{H}^{i-1} sowie \mathcal{E}^i und \mathcal{H}^i :

$$\mathcal{E}^i = \mathbf{C}_E^{i,i-1} \mathcal{E}^{i-1} \quad \text{und} \quad \mathcal{H}^{i-1} = \mathbf{C}_H^{i-1,i} \mathcal{H}^i \quad (3.29)$$

mit den Koppelmatrizen $\mathbf{C}_E^{i,i-1}$ und $\mathbf{C}_H^{i-1,i}$ für die elektrischen und magnetischen Feldentwicklungen der Eigenwellen. Es ist zu beachten, dass die Gleichungen in dieser Formulierung die Randbedingung des elektrischen Feldes an den Kanten der Übergangsebene nur erfüllen, wenn der Querschnitt des i -ten Abschnitts größer als der des $(i - 1)$ -ten Abschnitts ist [71]. Die Vektoren der Feldentwicklung verhalten sich zu den hin- und rücklaufenden Wellen gemäß

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^{i-1} &= \mathbf{a}^{i-1} + \mathbf{b}^{i-1}, & \mathcal{E}^i &= \tilde{\mathbf{b}}^i + \tilde{\mathbf{a}}^i, \\ \mathcal{H}^{i-1} &= \mathbf{a}^{i-1} - \mathbf{b}^{i-1}, & \mathcal{H}^i &= \tilde{\mathbf{b}}^i - \tilde{\mathbf{a}}^i. \end{aligned} \quad (3.30)$$

²Dieses Vorgehen wird im Englischen mit *mode matching method* bezeichnet.

Die verallgemeinerte Streuparametermatrix des Stufenübergangs

$$\begin{pmatrix} \mathbf{b}^{i-1} \\ \tilde{\mathbf{b}}^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{S}}_{11}^i & \tilde{\mathbf{S}}_{12}^i \\ \tilde{\mathbf{S}}_{21}^i & \tilde{\mathbf{S}}_{22}^i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{a}^{i-1} \\ \tilde{\mathbf{a}}^i \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

kann hiermit nach einigen mathematischen Umformungsschritten in folgender Form dargestellt werden:

$$\tilde{\mathbf{S}}^i = 2 \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{1}^{i-1} \\ \mathbf{C}_E^{i,i-1} \end{bmatrix} \cdot \mathbf{K} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{1}^{i-1} & \mathbf{C}_H^{i-1,i} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \mathbf{1}^{i-1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{1}^i \end{bmatrix}$$

mit $\mathbf{K} = \left[\mathbf{C}_H^{i-1,i} \mathbf{C}_E^{i,i-1} + \mathbf{1}^{i-1} \right]^{-1}$, (3.32)

wobei $\mathbf{1}^{i-1}$ und $\mathbf{1}^i$ die Einheitsmatrizen mit entsprechender Dimension bezeichnen. Fügt man die Wellenausbreitung innerhalb des i -ten Abschnitts gemäß Gl. (3.28) in Gl. (3.31) ein, so ergibt sich die Matrix \mathbf{S}^i zu

$$\begin{pmatrix} \mathbf{b}^{i-1} \\ \mathbf{a}^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_{11}^i & \mathbf{S}_{12}^i \\ \mathbf{S}_{21}^i & \mathbf{S}_{22}^i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{a}^{i-1} \\ \mathbf{b}^i \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad (3.33)$$

$$\mathbf{S}^i = \begin{pmatrix} \mathbf{1}^{i-1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & e^{-[\gamma^i]d_i} \end{pmatrix} \cdot \tilde{\mathbf{S}}^i \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{1}^{i-1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & e^{-[\gamma^i]d_i} \end{pmatrix}, \quad (3.34)$$

wobei $[\gamma^i]$ eine Diagonalmatrix mit γ_k^i als Diagonalelemente bezeichnet. Es ist zu beachten, dass \mathbf{a}^i die Wellen darstellt, welche in positiver z -Richtung aus diesem Bereich heraus- und \mathbf{b}^i diejenigen, welche in den Bereich hineinlaufen. Wie auch aus Bild 3.4 ersichtlich wird, wechseln die Rollen für den sich anschließenden Bereich ($i+1$). Die Verknüpfung der beiden Streuparametermatrizen \mathbf{S}^i und \mathbf{S}^{i+1} kann auf folgende Weise formuliert werden:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{b}^{i-1} \\ \mathbf{a}^{i+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_{11}^{i,i+1} & \mathbf{S}_{12}^{i,i+1} \\ \mathbf{S}_{21}^{i,i+1} & \mathbf{S}_{22}^{i,i+1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{a}^{i-1} \\ \mathbf{b}^{i+1} \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad (3.35)$$

$$\mathbf{S}^{i,i+1} = \begin{bmatrix} \mathbf{S}_{12}^i \mathbf{S}_{11}^{i+1} \\ \mathbf{S}_{21}^{i+1} \end{bmatrix} \cdot \mathbf{R} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{S}_{21}^i & \mathbf{S}_{22}^i \mathbf{S}_{12}^{i+1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{S}_{11}^i & \mathbf{S}_{12}^i \mathbf{S}_{12}^{i+1} \\ \mathbf{0} & \mathbf{S}_{22}^{i+1} \end{bmatrix}$$

und $\mathbf{R} = \left[\mathbf{1}^i - \mathbf{S}_{22}^i \mathbf{S}_{11}^{i+1} \right]^{-1}$. (3.36)

Es sei angemerkt, dass hierbei nur *eine* Matrix-Inversion durchgeführt werden muss, um die Streuparametermatrix der beiden kaskadierten Matrizen zu erhalten, wobei es alternative Formulierungen gibt, bei denen *zwei* Inversionen erforderlich sind. Ebenfalls können Reziprozität und mögliche Symmetrien der Hohlleiterbereiche genutzt werden, um die Berechnung effizient zu machen.

Die beschriebene Methode kann iterativ angewendet werden, um die verallgemeinerte Streuparametermatrix \mathbf{S}^A des gesamten Hornantennen-Aufweitungsbereichs zu erhalten. Hierbei

können sowohl eine vollständige Feldanalyse durchgeführt, als auch eine Beschränkung auf die TE_y -Eigenwellen gelegt werden [69, 66]. Obwohl in diesem Fall die TM_y -Eigenwellen vernachlässigt werden, führt die Berechnung zu genügend hoher Genauigkeit [66], da sie durch die kontinuierliche Aufweitung nur schwach angeregt werden.

Die Apertur der Hornantenne kann auf gleiche Weise mit dem sich anschließenden Freiraum verknüpft werden, indem die Verkopplung zwischen den Hohlleitereigenwellen des letzten Bereichs und den Raumharmonischen bestimmt wird. Da angenommen wurde, dass das Hornantennen-Array unendlich fortgesetzt ist, kann die pseudoperiodische Überlagerung bei der Berechnung der Freiraumankopplung vorteilhaft angewendet werden. Dies führt zu einer geschlossenen Behandlung der Gesamtstruktur des quasi-optischen Leistungsaddierers aus Hornantennen-Array und periodischem Phasengitter, welche in Abschnitt 3.5 zusammengefasst wird.

3.4.3 Hornantennenverluste

Da die Oberflächen der Hornantennen aus Metall bestehen, kommt es bei der Wellenführung zu ohmschen Verlusten. Bei kleinen Verlusten kann das Variationsverfahren angewendet werden, d. h. es wird zunächst eine Berechnung ohne Verluste durchgeführt. Anhand der hieraus resultierenden Oberflächenströme können die Verluste im Anschluss abgeschätzt werden. Für die Rechnung mit gestuftem Hohlleiter könnten auf diese Weise die individuellen Dämpfungen für jede Eigenwelle in den Ausbreitungskonstanten γ_k^i berücksichtigt werden [62]. Dieses Verfahren ist aufwändig und führt aufgrund der hierbei vernachlässigten ohmschen Verluste an den Stufenkanten nicht zu einer exakten Lösung.

Stattdessen genügt es, für eine einfache Abschätzung lediglich die Dämpfungskonstante der Grundwelle zu betrachten [72]. Sie bestimmt sich für einen Hohlleiter mit Breite a und Höhe b zu

$$\alpha = \frac{R_s}{bZ_o\sqrt{1 - (\lambda_o/2a)^2}} \left[1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{\lambda_o}{2a} \right)^2 \right] \quad (3.37)$$

mit der Freiraumimpedanz Z_o und dem Realteil der Oberflächenimpedanz R_s gemäß

$$Z_s = R_s + jX_s = \sqrt{\frac{j\omega_o\mu_o}{\sigma + j\omega_o\varepsilon_o}} \implies R_s = \sqrt{\frac{\omega_o\mu_o}{2\sigma}} \quad \text{für } \sigma \gg \omega_o\varepsilon_o. \quad (3.38)$$

In Bild 3.5 ist der Dämpfungsfaktor in normierter Form für verschiedene Hohlleiterseitenverhältnisse b/a dargestellt. Durch Aufintegration über die gesamte Hornantennenlänge lässt sich hiermit eine Abschätzung angeben. In [72] wird auf diese Weise der Verlust einer aus Messing bestehenden Hornantenne zu 0.03 dB bei 3 GHz abgeschätzt. Skaliert man das Ergebnis auf 300 GHz für eine aus Kupfer bestehende Hornantenne, so ergeben sich ohmsche Verluste von 0.15 dB, d. h. ca. 3%.

Zur Orientierung lassen sich aus den einfachen Abschätzungen grundlegende Aussagen ableiten. So geht z. B. mit einer Verdopplung der Hornantennenlänge eine Verdopplung der ohmschen Verluste einher, wenn die Aperturdimension konstant gehalten wird. Wird dagegen die Dimension der Hornantenne im Verhältnis zur Wellenlänge konstant gehalten, so verdoppeln

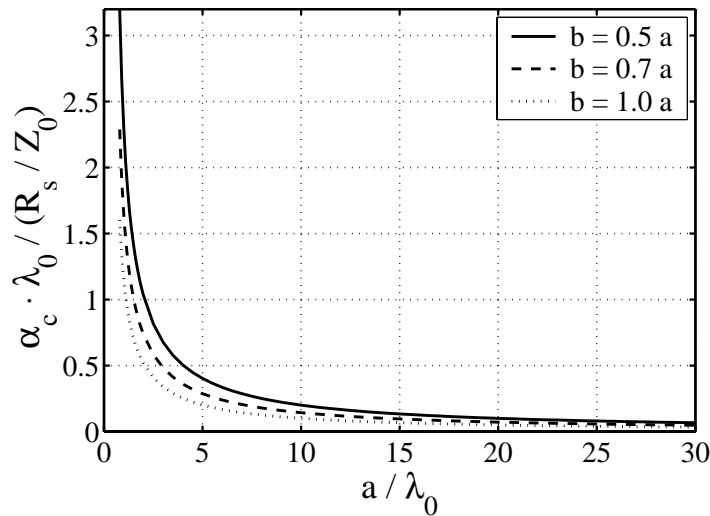


Bild 3.5: Normierter Dämpfungsfaktor für verschiedene Hohlleiterdimensionen

sich die Verluste erst bei der vierfachen Frequenz durch den entsprechend wurzelförmig zunehmenden Realteil R_s der Oberflächenimpedanz. Weiterhin ist zu beachten, dass die Impedanz aufgrund von Oberflächenrauigkeiten tendenziell noch größer als theoretisch erwartet ist, wenn Frequenzen im Submillimeterwellenbereich betrachtet werden. Um die im nächsten Kapitel aufgezeigten Ergebnisse skalierbar zu halten, werden dort sowohl die Hornantennenverluste als auch die dielektrischen Verluste des Phasengitters vernachlässigt. Sie sind für den jeweils vorliegenden Fall individuell anzupassen und zu überprüfen.

3.5 Gesamtmodell mit verallgemeinerten Streuparametern

Die gesamte, aus Hornantennen-Array und Phasengitter bestehende biperiodische Struktur kann mit den in diesem Kapitel aufgeführten Konzepten in ein Netzwerkmodell transformiert werden, bei dem die verallgemeinerte Streuparameterdarstellung zum Einsatz kommt. Das resultierende Gesamtmodell ist in Bild 3.6 skizziert.

Die pseudoperiodische Überlagerung findet Anwendung, um die Feldverteilung bei Einzelelement-Anregung bestimmen zu können. Hierzu sind $N_x \cdot N_y$ unabhängige Berechnungen mit den verallgemeinerten Streuparametermatrizen durchzuführen, um das Feld der Hornantennen-Apertur mit den verschiedenen Raumharmonischen zu verkoppeln, welche sich den Einfallrichtungen der Spektralzerlegung $\alpha_{n_x}^0$ und $\beta_{n_x}^0$ zuordnen. Hieraus resultieren verschiedene Matrizen $S_{n_x n_y}^C$ und entsprechende Matrizen $S_{n_x n_y}^H$ des biperiodischen Phasengitters. Da die elektrischen und magnetischen Felder der Eigenwellen einer dielektrischen biperiodischen Schicht gemäß Gl. (3.15) mit den Raumharmonischen durch die Matrizen \mathbf{P} und \mathbf{Q} verkoppelt sind, kann eine Bestimmung der verallgemeinerten Streuparametermatrizen genau so, wie in Abschnitt 3.4.2 beschrieben, durchgeführt werden. Die Kopplung der Eigenwellen zweier verschiedener dielektrischer biperiodischer Schichten i und $(i - 1)$ ist durch die

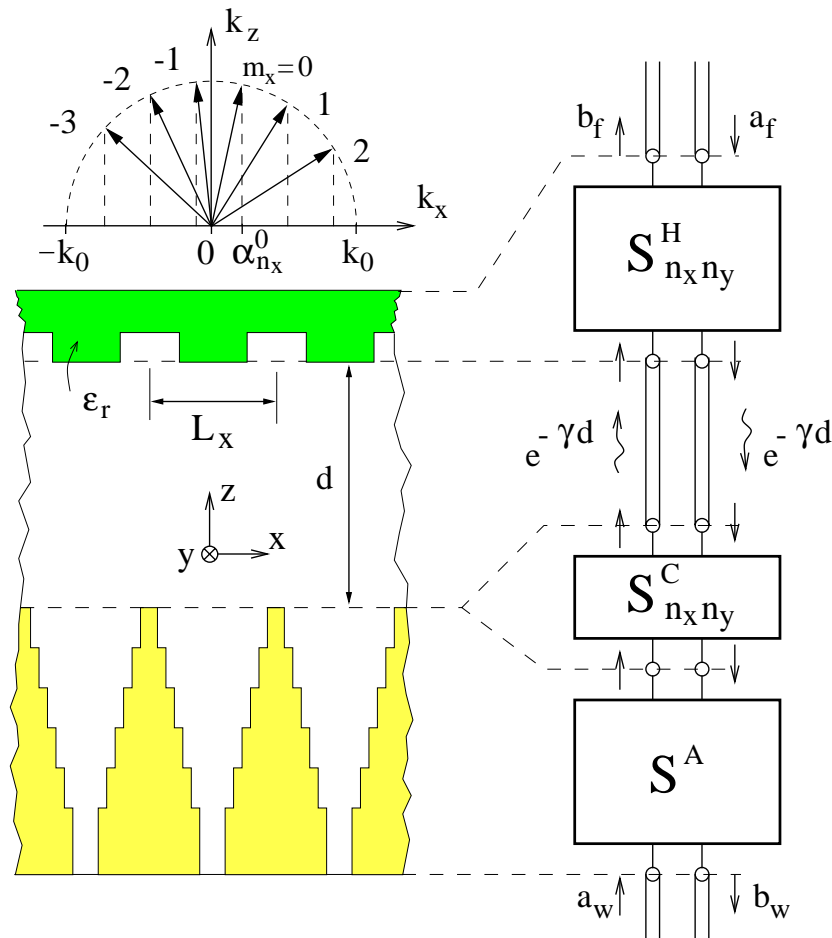


Bild 3.6: Gesamtmodell des Leistungsaddierers mit verallgemeinerten Streuparametern

Koppelmatrizen

$$C_E^{i,i-1} = [P^i]^{-1} \cdot P^{i-1} \quad \text{und} \quad C_H^{i-1,i} = [Q^{i-1}]^{-1} \cdot Q^i \quad (3.39)$$

gegeben (vgl. auch Gl. 3.29). Die Raumharmonischen dienen in diesem Fall also lediglich als Basissystem zur Beschreibung der Eigenwellen.

Es sei angemerkt, dass die gegenseitige Kopplung der Hornantennen-Eingänge durch Reflexionen am Phasengitter und durch Beugungseffekte der Aperturkanten gleichzeitig aus der Analyse mit pseudoperiodischer Überlagerung hervorgeht. Der Grund liegt darin, dass lediglich das Eingangsfeld durch die Überlagerung der $N_x \cdot N_y$ -Berechnungen ausgelöscht wird, während sich die gestreuten Felder zu dem genannten Resultat überlagern. Da durch die Rechnungen übergeordnete Periodizitäten der Längen $N_x L_x$ und $N_y L_y$ erzeugt werden, gilt die Auslöschung jeweils bei den $(N_x \cdot N_y - 1)$ Eingängen, welche dem anregenden Tor der übergeordneten Zellen benachbart sind.

Die Analyse eines eindimensionalen Zeilenentwurfs eines quasi-optischen Leistungsaddierers profitiert ebenfalls von dem beschriebenen Konzept durch die Annahme, dass die Hornantennenzeile virtuell zu einem biperiodischen Hornantennen-Array fortgesetzt wird. Hiermit wird die Analyse der Kopplung des in y -Richtung kontinuierlichen Spektrums auf N_y entkoppelte Rechnungen kleinerer Dimension reduziert.

Kapitel 4

Entwurf von Leistungsaddierern

In diesem Kapitel werden grundsätzliche Entwurfsergebnisse von Leistungsaddierern, welche auf der im vorstehenden Kapitel vorgestellten Modellierung basieren, präsentiert und analysiert. Die Untersuchungen beschränken sich im Wesentlichen auf Zeilenentwürfe und Speisung mit Hornantennen. Die Realisierung bipperiodischer Entwürfe ist ebenfalls möglich und wird im letzten Abschnitt diskutiert. Ihre Wirkungsgrade werden anhand von Beispielen aufgezeigt. Das Entwurfsziel ist, die durch ein Antennen-Array erzeugte Feldverteilung im Nahfeld in eine ebene Welle umzuwandeln. Für eine endliche Anzahl von Elementen ist diese Welle entsprechend räumlich begrenzt.

4.1 Ausgangsbasis

4.1.1 Entwurfsmethodik

Für Schaltungsentwürfe sind Strategien wünschenswert, welche ausgehend von der beabsichtigten Funktionalität eine direkte Synthese der Topologie erlauben [73]. Eine Lösungsmethode zur direkten Bestimmung der Struktur basiert auf der Invertierung des Problems anhand der vorliegenden Eingangs- und Zielfelder. Schwierigkeiten gibt es hierbei jedoch, wenn keine eindeutige Lösung existiert oder die Aufgabe schlecht konditioniert ist [74]. In solchen Fällen bietet sich unter anderem eine Syntheselösung an, bei der die Parameter in ein äquivalentes Netzwerk übertragen werden. Anhand der resultierenden Schaltung kann mit Hilfe von netzwerktheoretischen Regeln eine direkte Lösung bestimmt werden. Hierdurch ist die Topologie unmittelbar bestimmt. In den meisten Fällen basieren die äquivalenten Netzwerke oder inversen Lösungen auf Näherungen, sodass die resultierenden Strukturen nur als Ausgangsbasis für weitere Entwurfsschritte angesehen werden können.

Für den Entwurf eines quasi-optischen Leistungsaddierers sind solche Synthesemethoden nicht anwendbar. Die Strukturen lassen sich zwar, wie im vorstehenden Kapitel angegeben, modellieren, jedoch lassen sich aus dem Modell keine offensichtlichen Strategien zur Lösungsfindung ableiten. Das Problem muss stattdessen durch Optimierung gelöst werden. Je größer dabei der Parameterraum ist, desto höher ist der notwendige Rechenzeitbedarf, um geeignete

Lösungen zu finden. Bei der Modellierung der Struktur ist also ein Kompromiss erforderlich. Mit möglichst wenig vorzugebenden Parametern müssen genügend Variationen zugelassen werden, um das Entwurfsziel zu erreichen.

Es ist im Folgenden ausreichend, einen Leistungsaddierer als unendlich fortgesetzte Array-Struktur zu betrachten. Anstelle der Gitterkeulen im endlichen Fall brauchen dann nur die korrespondierenden Beugungsordnungen betrachtet zu werden, was die Rechnung vereinfacht. Die Lösungssuche beschränkt sich auf die Bestimmung der Strukturen in einer periodischen Zelle mit der Elementbreite L . Hiermit ist die Auslegung der Struktur außerdem unabhängig von der tatsächlich vorliegenden Elementzahl und damit flexibler einsetzbar. Das Entwurfsziel ist, die in die nullte Beugungsordnung abgestrahlte Leistung zu maximieren.

Für die Berechnung der endlichen Anregung eines resultierenden Entwurfs kann die pseudoperiodische Fortsetzung aus Abschnitt 3.3 erfolgreich angewendet werden. Die hieraus gewonnene Feldverteilung dient dem im nächsten Kapitel erörterten Entwurf einer geeigneten Auskoppelschaltung.

4.1.2 Bezug zur Holographie

Für den Entwurf von Leistungsaddierern besteht ein direkter Bezug zur Holographie. Die Anwendung der Holographie bietet eine sehr allgemeine Lösung für die Addition, Aufspaltung oder allgemeine Umwandlung von Signalen und Energien [75].

Die Anwendung der Holographie wird unter anderem für die Verbindung von optischen Wellenleitern – mit Lasern oder auch untereinander – vorgeschlagen [76]. Zur Wellenführung können neben Lichtleitfasern auch integriert optische Wellenleiter zum Einsatz kommen [77]. Durch den Einsatz von Hologrammen können die elektromagnetischen Wellen einer oder mehrerer Quellen in die für die Einkopplung in einen oder mehrere Empfänger benötigte Feldverteilung umgewandelt werden. Dieses Prinzip ist anschaulich in Bild 4.1 für die Verbindung zweier Lichtleitfasern dargestellt.

In diesem Beispiel werden die Fasern mit Hilfe von Wellenrekonstruktion an zwei Hologrammen verkoppelt. Wie in Bild 4.1 (a) skizziert ist, wird hierzu eine räumlich begrenzte, ebene Welle U_{R1} als Referenzsignal für die Belichtung der Hologramme verwendet. Das von Faser 1 abgestrahlte Feld U_{F1} erzeugt zusammen mit U_{R1} ein Interferenzmuster, welches im Hologramm 1 gespeichert wird. Auf gleiche Weise wird in Hologramm 2 das Interferenzmuster des von Faser 2 abgestrahlten Feldes U_{F2} und der konjugierten Referenz U_{R1}^* erzeugt. Im Fall der Verwendung einer ebenen Welle für U_{R1} ist U_{R1}^* wiederum eine solche, was ein Grund für die Verwendung von zwei Hologrammen ist. Durch die Bestrahlung von Hologramm 1 durch U_{F1} wird die ebene Welle U_{R1} rekonstruiert. Wenn die beiden Fasern und Hologramme wie in Bild 4.1 (b) verbunden werden, wird durch diese ebene Welle U_{R1} das Bild U_{F2}^* erzeugt. Dies ist genau die Feldverteilung, welche in Faser 2 einkoppeln kann.

Das Bemerkenswerte an diesem Konzept ist, dass es auf eine Vielzahl von Elementen in beliebiger Konfiguration verallgemeinert werden kann. So kann z. B. durch Mehrfachbelichtung von Hologramm 1 mit weiteren Referenzstrahlen aus verschiedenen Winkeln die Leistung von Faser 1 auf weitere Fasern aufgeteilt werden, welche neben Faser 2 und Hologramm 2 anzu-

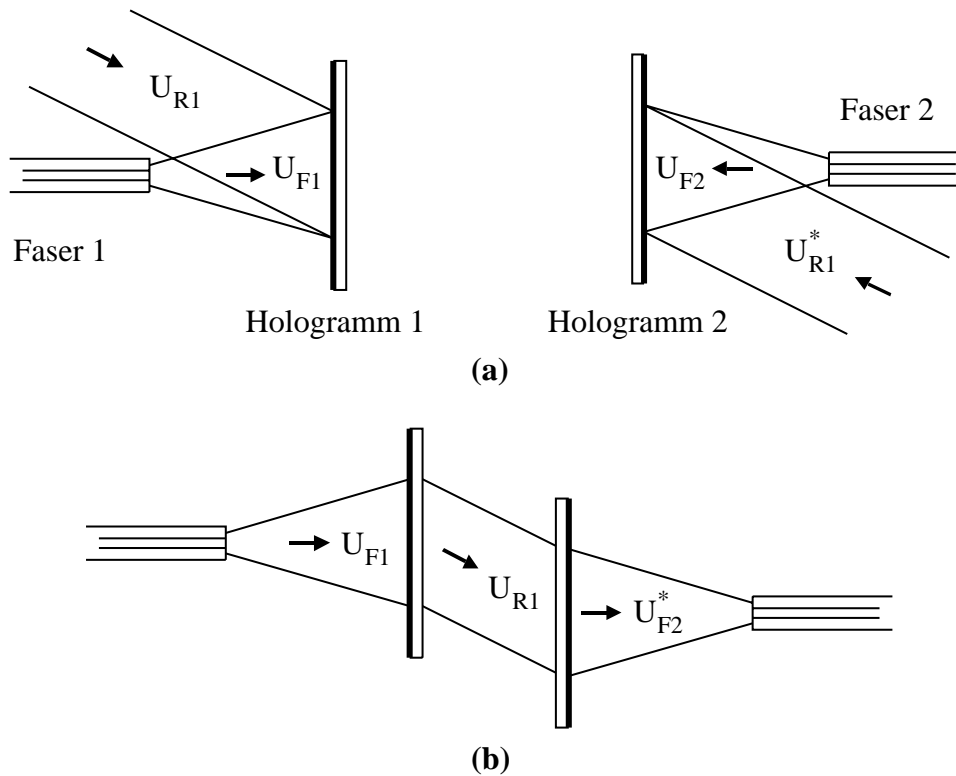


Bild 4.1: Holographischer Faserkoppler: (a) Anordnung zur Belichtung der Hologramme, (b) Kopplung durch Rekonstruktion der Bilder

ordnen sind. Für diese Fasern müssen die zugehörigen Hologramme mit entsprechend konjugierten Wellen belichtet werden. Im reziproken Betrieb wäre auf diese Weise ohne numerischen Aufwand ein Leistungsaddierer entstanden. Es ist hierbei jedoch zu beachten, dass diverse Probleme den Wirkungsgrad eines solchen Entwurfes verschlechtern. Die größte Schwierigkeit ist, ein geeignetes Aufzeichnungsmaterial zu finden, welches mit hoher Effizienz die gewünschte Welle rekonstruiert. Des Weiteren existieren für den Bereich der Submillimeterwellen keine Methoden bzw. Materialien zur direkten Aufzeichnung der Interferenzmuster.

Computergenerierte Hologramme

Seit der Entwicklung schneller Rechner ist es naheliegend, Hologramme durch den Einsatz numerischer Techniken auszulegen. Die ersten computergenerierten Hologramme wurden seit 1965 von Brown und Lohmann untersucht und hergestellt [78, 79]. Sie wurden mit Hilfe der Berechnung der Fourier-Transformation des Bildes bestimmt, indem die transformierten Werte durch eine Maske mit binärer Transmission (Null und Eins) repräsentiert wurden. Es ist zu beachten, dass im Allgemeinen der Betrag der Transmission der gesamten Oberfläche Eins sein sollte, um hohe Wirkungsgrade zu erzielen. Folglich sind phasenmodulierende Hologramme zu bevorzugen. Neben computergenerierten Hologrammen werden in der Literatur auch die Begriffe „synthetische Hologramme“ oder „digitale Hologramme“ verwendet [37]. Ein Überblick über verschiedene Verfahren und Anwendungen im Bereich der Optik ist in [80] gegeben. Bei

Mikrowellen wird die Holographie unter anderem für die Vermessung von Antennen im Nahfeld durch Interferenz verwendet [81]. Eine Zusammenfassung von weiteren Einsatzmöglichkeiten ist in [82] gegeben. Im Bereich der Submillimeterwellen wurde die Holographie bisher nur bei der Realisierung von kompakten Antennenmessräumen¹ verwendet [83].

Unter diesem Gesichtspunkt kann das in den folgenden Leistungsaddierer-Entwürfen verwendete Phasengitter auch als computergeneriertes Hologramm bezeichnet und somit als eine weitere Anwendung der Holographie im Submillimeterwellenbereich betrachtet werden [84].

Im reziproken Betrieb als Leistungsteiler wird das Phasengitter mit einer ebenen Welle bestrahlt. Das Phasengitter enthält alle nötigen Informationen, um hieraus das Bild eines periodisch angeordneten Antennen-Arrays zu erzeugen, also jener Feldverteilung, welche ohne Verluste in die Antennen einkoppelt. Wenn umgekehrt alle Antennen synchron mit gleicher Phase Leistung abgeben, wird diese durch das Hologramm in eine ebene Welle umgewandelt. In diesem Zusammenhang wird die im Folgenden näher untersuchte Technik auch als holographische Leistungsaddition bezeichnet [8].

4.1.3 Lösungsbereich

In [8] sind Ergebnisse von holographischen Leistungsaddierern mit einfachen binären Phasengittern für Elementabstände von L/λ_0 zwischen 3 und 7 aufgezeigt. Es zeigt sich aber, dass in praktischen Anwendungen oft auch größere Elementabstände erforderlich sind: Die Gehäusegeometrie von Oszillator- oder Vervielfacherschaltungen beträgt in konventioneller Schaltungstechnik mit Standardhohlleiterflanschen z. B. mindestens $L = 19$ mm. Hieraus ergibt sich z. B. bei einer Systemfrequenz von 150 GHz ein L/λ_0 -Verhältnis von 9.5. Des Weiteren ist zu beachten, dass sich beim Einsatz der holographischen Leistungsaddition in Vervielfacherschaltungen das L/λ_0 -Verhältnis der Ausgangsseite aufgrund der z. B. doppelten oder dreifachen Frequenz und des gleichen Periodenabstandes L entsprechend verdoppelt bzw. verdreifacht. Angesichts dieser Tatsachen werden in den folgenden Betrachtungen zur Einsatzfähigkeit der holographischen Leistungsaddition L/λ_0 -Werte bis 30 angenommen.

Zur Vergleichbarkeit wird für alle Simulationen die normierte Breite des Grundwellenhohlleiters auf $a/\lambda = 0.85$ festgelegt. Für das Phasengitter wird ein einzelnes Dielektrikum mit gestufter Dicke angesetzt. Das Dielektrikum wird als verlustlos mit der Dielektrizitätszahl $\epsilon_r = 2.06$ angenommen. Da die Dämpfung der elektromagnetischen Wellen beim Durchlaufen des Dielektrikums aufgrund geringer Schichtdicken und geeigneter Wahl des Dielektrikums² unter 1 % beträgt, kann sie bei der Optimierung vernachlässigt werden und im Abschluss durch eine einfache Abschätzung – wie z. B. über Mittelung der resultierenden Schichtdicke – berücksichtigt werden. Die ohmschen Verluste der Hornantennen werden ebenfalls vernachlässigt. Die Verluste und insbesondere die Dielektrizitätszahl sind frequenzabhängig; bei einer Realisierung müssen daher die präsentierten Ergebnisse den vorliegenden Bedingungen (Wahl von Frequenz, Dielektrikum und Elementabstand) individuell angepasst werden.

¹Im Englischen mit *compact antenna test range* (CATR) bezeichnet.

²Im vorliegenden Fall wurde Teflon verwendet, vgl. auch Abschnitt 4.2.3.

4.2 Binäre Gitter

Mit einem einfachen binären Phasengitter, wie es in der Skizze des Leistungsaddierers in Bild 4.2 (a) dargestellt ist, werden in [8] für L/λ_o zwischen 3 und 7 Wirkungsgrade von über 97 % nachgewiesen. Der Wirkungsgrad bezieht sich auf den Anteil der Leistung, welcher bei unendlich fortgesetzter Struktur in die nullte Beugungsordnung abgestrahlt wird. Als Freiheitsgrade stehen für das Phasengitter die Dicken t_0 und t_1 , der Abstand d vom Hornantennen-Array sowie die Stufenbreite b zur Verfügung. Des Weiteren ist es für die Optimierung notwendig, die Länge l_{Horn} der Hornstrahler zu variieren, während ihre Breite dem Elementabstand L gleichgesetzt wird. Der Hohlleiter der Breite a wird mit der TM_y -Grundwelle angeregt.

Die Optimierung erfolgt in [8] schrittweise durch wiederholte Variation einzelner Parameter unabhängig für verschiedene L/λ_o -Werte. Aufgrund der Stetigkeit der Ergebnisse bietet sich eine Suche von weiteren optimalen Leistungsadditionsschaltungen für größere L/λ_o -Verhältnisse per sukzessiver Fortsetzung an. Ausgehend von den Ergebnissen bei $L/\lambda_o = 7$ werden der Abstand L nur leicht erhöht (um $0.1\lambda_o$) und die Geometrieparameter der vorherigen Lösung als Ausgangsbasis für eine neue Optimierung verwendet. Auf diese Weise wird die Optimierung bis $L/\lambda_o = 30$ fortgesetzt. Als Optimierungsstrategie wird hierbei aufgrund der Stetigkeit der Lösungen das Newton-Verfahren angewendet, und die sukzessiven Iterationsschritte werden automatisiert vollzogen.

Der resultierende Wirkungsgrad ist in Bild 4.2 (b) dargestellt. Er beträgt trotz der für größere L/λ_o -Verhältnisse vermehrt auftretenden Beugungsordnungen über 97 %. Die 90 %-Bandbreite³ wird durch anschließende Untersuchungen der jeweils optimalen Strukturen an mehreren Frequenzpunkten ermittelt. Das Ergebnis ist in Bild 4.2 (d) dargestellt. Die Bandbreite liegt für alle Werte über 10 %, für $L/\lambda_o > 16$ sogar über 14 %.

Die zugehörigen Geometrieparameter sind in Bild 4.2 (c), (e) und (f) dargestellt. Die Schichtdicken sind dabei auf $\lambda_r = \lambda_o/\sqrt{\epsilon_r}$ normiert. Interessanterweise liegen sie nahezu konstant bei $t_0 = 1.5 \lambda_r$ und $t_1 = 0.5 \lambda_r$. In diesem Zusammenhang werden im nächsten Abschnitt Untersuchungen bezüglich des Einflusses des Dielektrikums gemacht. Die Stufenbreite b schwankt für verschiedene L/λ_o -Verhältnisse nur wenig um $b = 0.4 L$. Die Hornlänge und der Gitterabstand steigen näherungsweise quadratisch mit L/λ_o an.

4.2.1 Skalierbare Ergebnisse – Talbot-Effekt

Der letzte Punkt – der quadratische Anstieg der Hornlänge und des Gitterabstandes mit L/λ_o – steht entgegen der Aussage in [8], wonach der Gitterabstand nur linear wächst. Diese Aussage ist nur näherungsweise für den dort untersuchten schmalen L/λ_o -Bereich gültig. Das Resultat soll im Folgenden näher untersucht werden. Wie bereits in Abschnitt 2.3.2 erwähnt, weist die Methode der holographischen Leistungsaddition eine Verwandtschaft mit dem Talbot-Effekt auf. Diese Aussage wird durch die quadratische Abhängigkeit bestätigt. Gemäß Gl. (2.24) steigt die

³Die 90 %-Bandbreite bezieht sich auf den Frequenzbereich, in dem mindestens 90 % der Gesamtleistung in die nullte Beugungsordnung abgestrahlt wird.

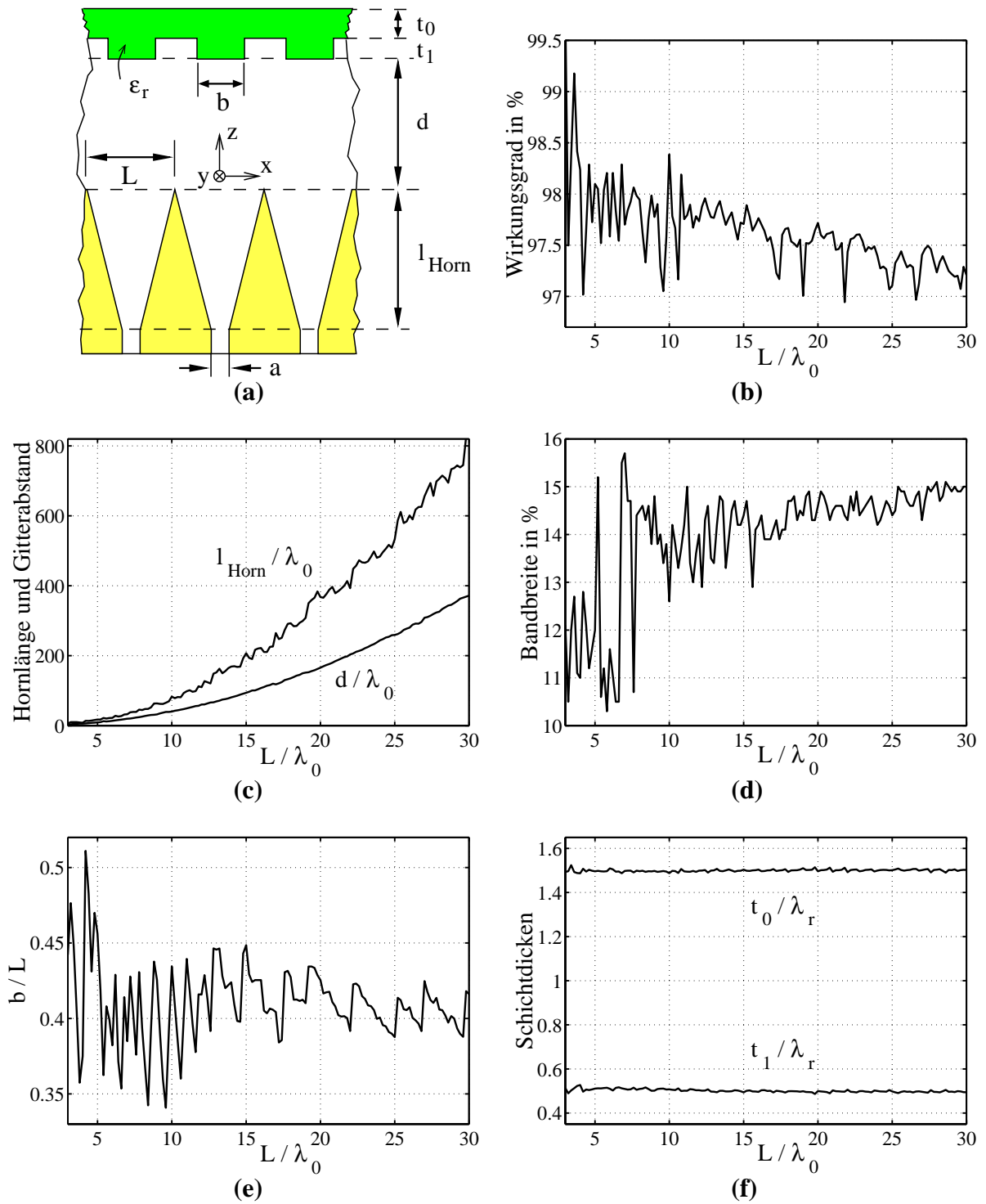


Bild 4.2: (a) Holographischer Leistungsaddierer mit einem binären Gitter als Hologramm
 (b)-(f) Optimierte Parameter für $\epsilon_r = 2.06$ und $a/\lambda_o = 0.85$

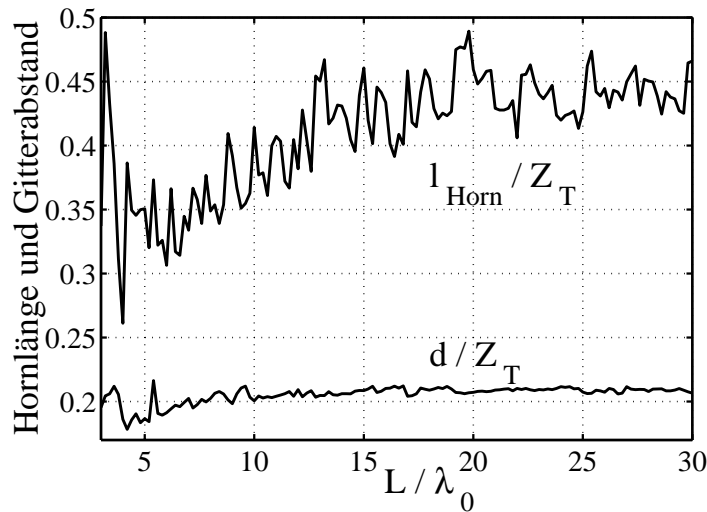


Bild 4.3: Auf die Talbot-Länge normierte Hornlänge und Gitterabstand

normierte Talbot-Länge Z_T/λ_o ebenfalls quadratisch mit L/λ_o an, d. h. es gilt

$$Z_T/\lambda_o = 2(L/\lambda_o)^2. \quad (4.1)$$

In Bild 4.3 sind deswegen Hornlänge und Gitterabstand normiert auf die Talbot-Länge dargestellt. Es wird ersichtlich, dass der Gitterabstand d tatsächlich für alle L/λ_o nur sehr geringe Schwankungen um $0.21 Z_T$ aufweist. Die Hornlänge steigt zunächst leicht von $0.35 Z_T$ auf $0.44 Z_T$ an, pendelt sich dort aber ein.

Der Entwurf eines holographischen Leistungsaddierers kann also näherungsweise wellenlängen- bzw. frequenzunabhängig durchgeführt werden. Die Abmessungen in x -Richtung lassen sich auf L skaliert ausdrücken, die Abmessungen in Ausbreitungsrichtung auf die Talbot-Länge normieren. Lediglich die Schichtdicken t_0 und t_1 müssen direkt auf die Wellenlänge λ_r bezogen werden. Die entsprechende Phasenverschiebung für senkrecht durchlaufende Wellen ist aber ebenfalls invariant. Wegen $t_1 = \lambda_r/2$ ist sie in diesem Fall für $\varepsilon_r = 2.06$ auf 54.6° festgelegt (vgl. Gl. (4.3)).

4.2.2 Feldverteilung und Wirkprinzip

Die Feldverteilung der anregenden Hornantennen muss sich aus den oben genannten Gründen ebenfalls in normierter Form darstellen lassen. In der H -Ebene ($y = 0$, vgl. Bild 4.2 (a)) kann das elektrische Feld noch in guter Näherung mit der in Abschnitt 3.4.1 betrachteten Schelkunoff'schen Näherung beschrieben werden. Für lange Hörner kann $R_x \approx l_{\text{Horn}}$ gesetzt werden. Mit $w_{\text{Horn}} = L$ ergibt sich dann für die Hornapertur bei $x \in [-L/2, L/2]$

$$E_{\text{Horn}}(x) = \cos\left(\pi \frac{x}{L}\right) \exp\left[-jk_o \frac{x^2}{2l_{\text{Horn}}}\right] = \cos\left(\pi \frac{x}{L}\right) \exp\left[-j \frac{\pi}{2} \left(\frac{x}{L}\right)^2 \frac{Z_T}{l_{\text{Horn}}}\right]. \quad (4.2)$$

Für alle L/λ_o -Verhältnisse liegt mit dieser Näherung die gleiche Eingangsfeldverteilung vor. In einem gebrochenrationalen bzw. irrationalen Bruchteil der Talbot-Länge werden gemäß Abschnitt 2.3.2 mehrfach verschobene Bilder dieser Anregung überlagert. Das durch Optimierung

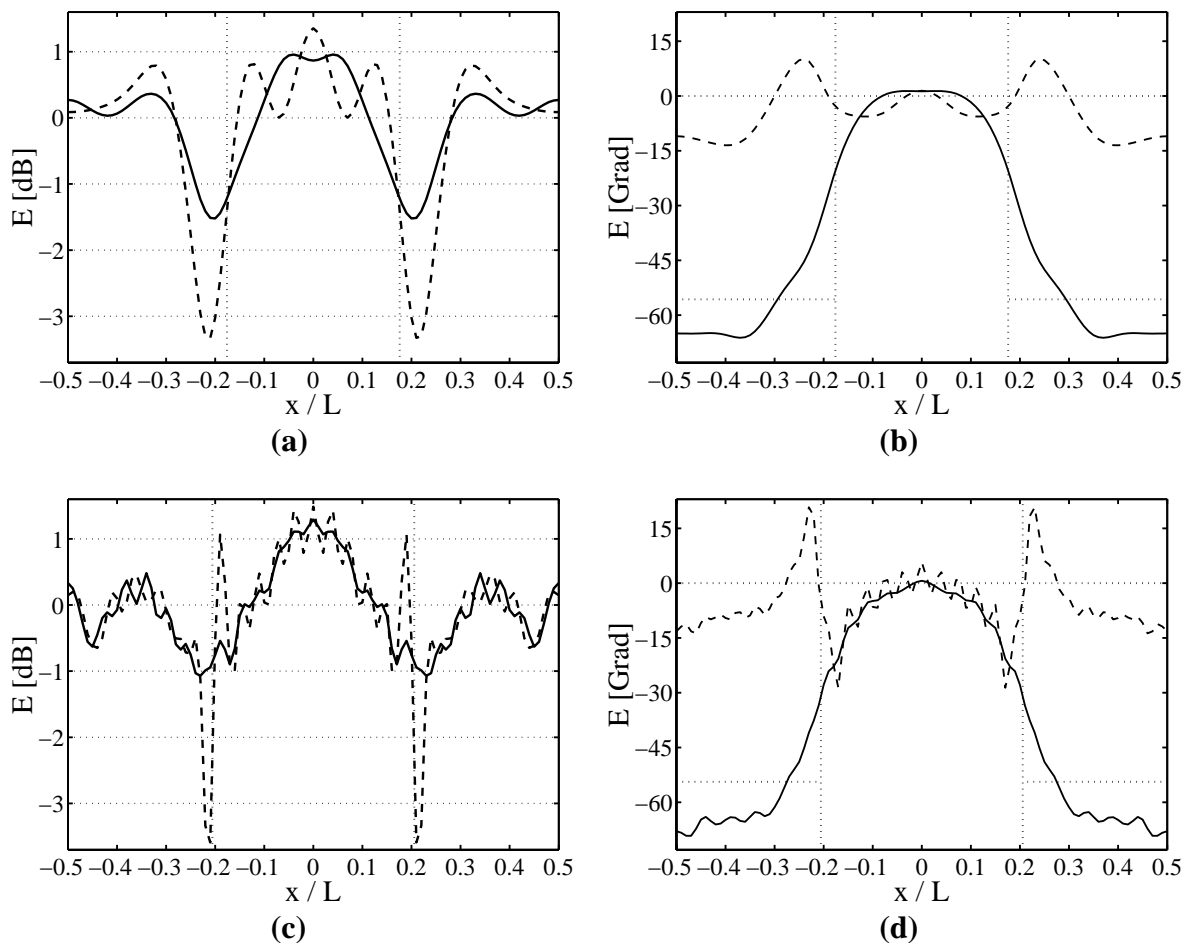


Bild 4.4: Betrag und Phase des elektrischen Feldes in einer Periode vor (durchgezogene Linien) und hinter (gestrichelte Linien) dem Gitter des holographischen Leistungsaddierers mit **(a),(b)** $L/\lambda_o = 9.5$ und **(c),(d)** $L/\lambda_o = 27.5$

zu erreichende Ziel besteht nun darin, dass der Betrag dieser Überlagerungen einen konstanten Verlauf über der x -Achse hat. Die verbleibende Phasenvariation wird durch das Phasengitter korrigiert, sodass hinter dem Gitter eine nahezu homogene, ebene Welle vorliegt, also möglichst die gesamte Leistung in die nullte Beugungsordnung transferiert wird.

Betrag und Phase des elektrischen Feldes in einer Periode vor und hinter dem Gitter sind in Bild 4.4 für zwei verschiedene L/λ_o -Verhältnisse dargestellt. In den Phasendiagrammen sind außerdem am hinterlegten Raster die Stufenbreite b und der 54.6° -Phasensprung visualisiert. Die Verläufe bestätigen die Vorhersage. Während der Betrag der auf die Phasengitter strahlenden Felder mit Schwankungen kleiner ± 1 dB relativ konstant ist, weisen die Phasenverläufe Profile auf, welche erst durch das Phasengitter auf Schwankungen unter $\pm 15^\circ$ reduziert werden. Unter der Annahme, dass ein Phasengitter elektrisch dünn ist, würde sich kein Einfluss des Profils auf den Betrag bemerkbar machen. Diese Näherung ist jedoch ungültig, weil zum einen an den Rändern der Stufen Feldstreuungen verursacht werden und zum anderen Reflexionen stattfinden. Für das kleinere Verhältnis $L/\lambda_o = 9.5$ ist hierdurch eine stärkere Beeinflussung

des Betrages über der gesamten Periode zu erkennen, während für $L/\lambda_o = 27.5$ die Störungen nur in der Nähe der Stufenkanten stattfinden. Entscheidend ist jedoch, dass der Leistungsanteil der höheren Beugungsordnungen, welche diese Schwankungen verursachen, in beiden Fällen unter 3 % liegt.

Schlussfolgerungen

Der für alle L/λ_o -Verhältnisse erreichbare hohe Wirkungsgrad wird mit diesen Ergebnissen und denen vom vorherigen Abschnitt nachvollziehbar: Der Gewinn der Hornantennen nimmt für wachsende Aperturbreiten zu. Je größer die Breite ist, desto länger muss auch das Horn gewählt werden, um die optimale Richtwirkung zu erreichen [15]. Somit befinden sich von vornherein ohne den Einsatz des Phasengitters ca. 79 % der Leistung in der nullten Beugungsordnung, während jeweils knapp 10 % in die ± 1 -ten Beugungsordnungen abgestrahlt werden. Demzufolge verbleibt kaum noch Leistung in den höheren Ordnungen. Da die Winkel der ersten Beugungsordnungen bei wachsendem L/λ_o -Verhältnis immer kleiner werden, wird außerdem die paraxiale Näherung genauer. Folglich wird die Verwandtschaft mit dem Talbot-Effekt immer deutlicher erkennbar.

Es muss jedoch beachtet werden, dass die im Verhältnis zur Wellenlänge überproportional in der Länge wachsenden Hörner durch die zunehmenden ohmschen Verluste den Wirkungsgrad beschränken. Die Ergebnisse sind für eine praktische Umsetzung daher nur bedingt geeignet. In Abschnitt 4.2.4 sollen sie deshalb unter Beschränkung der Hornantennenlänge und des Gitterabstandes betrachtet werden.

4.2.3 Wahl des Dielektrikums

Zunächst soll der Einfluss der Wahl des Dielektrikums untersucht werden. Die Tatsache, dass die Schichtdicken des Phasengitters bevorzugt ein Vielfaches von $\lambda_r/2$ betragen, legt die Vermutung nahe, dass dies primär zur Minimierung der Reflexionen dient. Dem mag zunächst widersprechen, dass nicht nur senkrecht einstrahlende Wellen betrachtet werden müssen und die Eigenwellen der periodischen Schicht im Allgemeinen unterschiedliche Ausbreitungskonstanten annehmen. Betrachtet man aber die zuletzt gezeigten Feldverteilungen in Bild 4.4, so wird ersichtlich, dass die Phasenfront der auf das Gitter strahlenden Felder in den Bereichen, welche sich nicht in der Nähe der Stufen befinden, tatsächlich als *lokale*, ebene⁴ Wellen aufgefasst werden können, welche senkrecht auf die Struktur treffen.

Die Phasenverzögerung, die eine $\lambda_r/2$ -Schicht auf eine senkrecht auftreffende, ebene⁴ Welle bezogen auf eine im Freiraum laufende Welle verursacht, berechnet sich zu

$$\Delta\varphi = 180^\circ \cdot (1 - \sqrt{1/\varepsilon_r}). \quad (4.3)$$

Diese Abhängigkeit ist in Bild 4.5 dargestellt.

Ausgehend von einem festen Verhältnis $L/\lambda_o = 9.5$ wurde die Optimierung des Leistungsaddierers mit variierender Dielektrizitätszahl durchgeführt. Als Startwerte der Schichtdicken

⁴Die Wellen sind nicht homogen, was aber in diesem Zusammenhang auch nicht erforderlich ist.

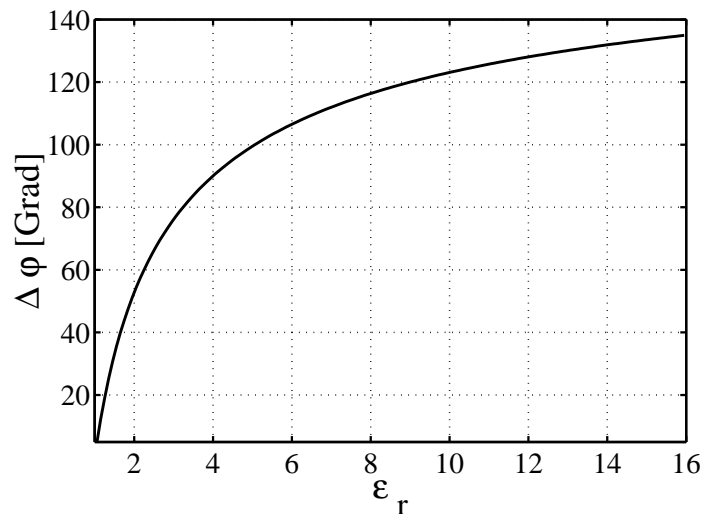


Bild 4.5: Phasenverzögerung durch eine $\lambda_r/2$ -Schicht

t_0 und t_1 wurden alle Vielfache $n \cdot \lambda_r/2$ bis $3\lambda_r$ in Betracht gezogen und das bestmögliche Ergebnis gewählt. Das Resultat ist in Bild 4.6 skizziert. Der Wirkungsgrad fällt demnach mit steigender Permittivität.

Die Dicke t_0 der Grundschicht hat einen Einfluss auf die Überlagerung der durch die Kanten verursachten Streufelder. Sie steigt mit wachsender Dielektrizitätszahl ϵ_r . Die Dicke t_1 der periodischen Schicht hingegen tendiert zu $\lambda_r/2$. Eine Erklärung kann darin gefunden werden, dass die Streufelder für dickere Schichten unnötig anwachsen. Der Abstand des Gitters von den Antennen variiert nur leicht zwischen 0.2 und $0.24 Z_T$. Die Hornlänge fällt für wachsende Permittivitäten bis unter $0.1 Z_T$. Letzteres ist plausibel, da die hieraus resultierende Phasenabweichung mit dem entsprechend wachsenden Phasensprung $\Delta\varphi$ korrespondiert.

Reflexionsminderung durch Anpassung

Der Einsatz von $\lambda/4$ -Anpasssschichten würde prinzipiell ermöglichen, dass keine Reflexionen mehr stattfinden, sodass die Beschränkung der Schichtdicken auf Vielfache von $\lambda_r/2$ aufgehoben werden könnte. Es zeigt sich aber, dass die Einführung einer solchen Schicht zu keinen vorteilhaften Resultaten führt. Eine solche Schicht ist auf der ebenen Rückseite zwar einfach realisierbar, aber alleine nicht ausreichend. Das wesentliche Problem ist, dass eine Anpassschicht auf der Seite der Gitterstufen an den Stufenkanten für den Submillimeterwellenbereich technologisch und elektrisch problematisch ist. Des Weiteren ist es schwierig, kompatible Dielektrika mit einer Dielektrizitätszahl von $\sqrt{\epsilon_r}$ zu finden. Prinzipiell können künstliche Dielektrika verwendet werden, indem auf dem Basisdielektrikum periodische Stufen eingearbeitet werden, welche einen Periodenabstand haben, der deutlich unter der Wellenlänge liegt. Ein solcher Ansatz wird in Abschnitt 5.2.4 für die dielektrischen Linsen einer Auskoppelschaltung bei 150 GHz verwendet. Für den Submillimeterwellenbereich ist eine solche Technik aber ungeeignet, da die erforderlichen Stufenabstände für eine Realisierung zu klein werden.

Als beste Lösung erweist es sich, die Struktur möglichst nur aus einem Dielektrikum herzu-

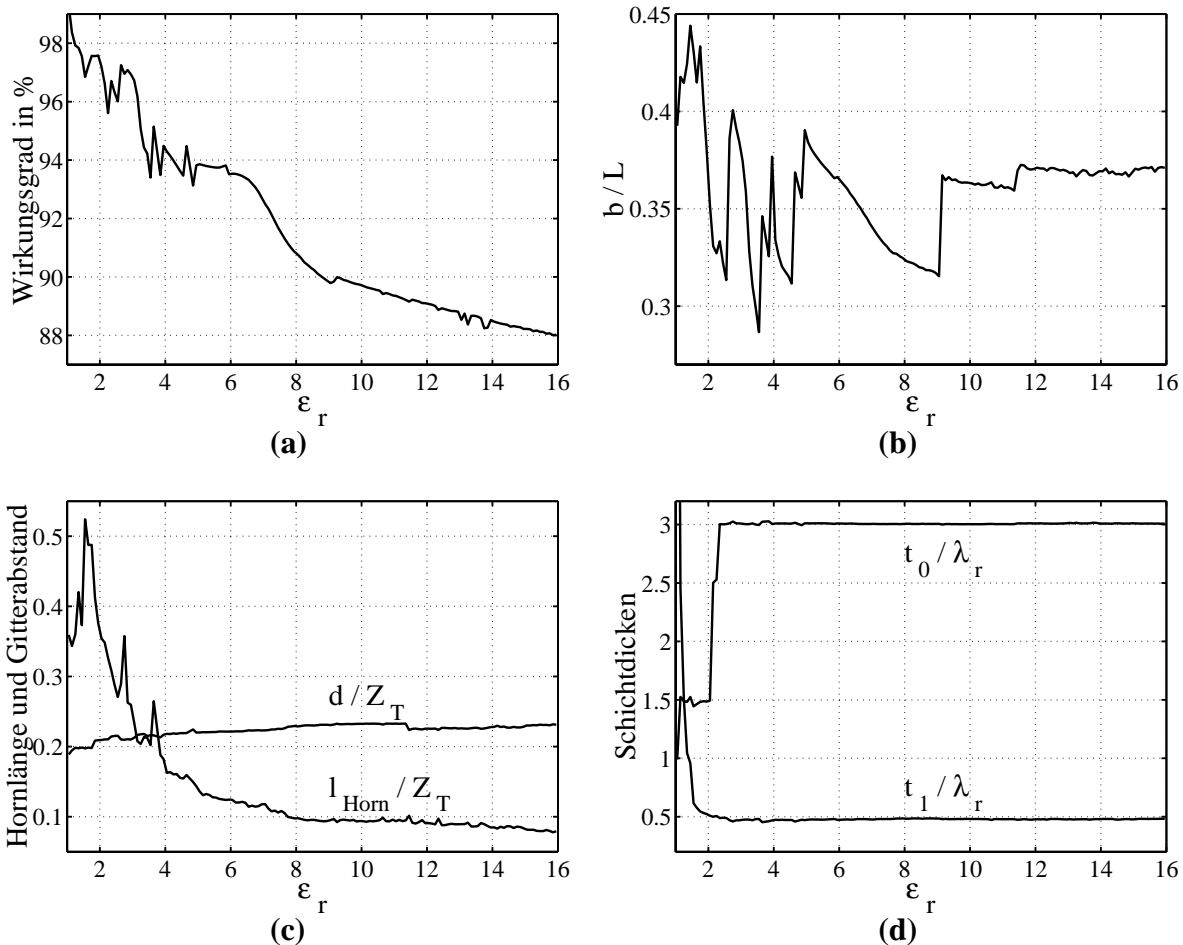


Bild 4.6: (a)-(d) Optimierte Parameter in Abhängigkeit der Dielektrizitätszahl ε_r für $L/\lambda_o = 9.5$

stellen und die $\lambda_r/2$ -Beschränkung in Kauf zu nehmen. Dabei sollten Dielektrika mit möglichst geringer Permittivität verwendet werden, wie durch die berechneten Wirkungsgrade ersichtlich wird. Ein Grund liegt darin, dass ein einzelner Dielektrikum-Luft-Übergang von vornherein weniger Reflexionen $r = (\sqrt{\varepsilon_r} - 1)/(\sqrt{\varepsilon_r} + 1)$ verursacht und somit leichte Abweichungen von $\lambda_r/2$ eher zulässig sind.

Geeignete dielektrische Materialien

Bei der Auswahl des Dielektrikums muss außerdem auf möglichst geringe Verluste im einzusetzenden Frequenzbereich und mechanische Handhabbarkeit geachtet werden. Ausführliche Tabellen für Materialien, welche im Millimeter- und Submillimeterwellenbereich geeignet sind, werden in [20] und [85] aufgezeigt. Keramiken und Gläser sind für eine spanabhebende Bearbeitung ungeeignet. Des Weiteren sind ihre Permittivitäten mit $\varepsilon_r \approx 4$ für die vorliegende Anwendung zu hoch. Es sei jedoch angemerkt, dass dies für die Anwendungen bei Linsen vorteilhaft ist, da in diesem Fall natürliche Dielektrika zur Vergütung mittels $\lambda/4$ -Schichten zur Verfügung stehen [20].

Tabelle 4.1: Dielektrika für 150 GHz

Material	Permittivität ϵ_r
Polyethylen (PE)	2.31
Polypropylen (PP)	2.25
Polymethylpentene (TPX)	2.13
Polytetrafluorethylen (PTFE, Teflon)	2.06

Polymere eignen sich hingegen besser, solange sie nicht zu weich sind. Einige Polymere sowie deren Permittivität bei 150 GHz sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Ihr Verlustwinkel $\tan \delta$ liegt in der Größenordnung von $3 \cdot 10^{-4} - 8 \cdot 10^{-4}$ und nimmt für höhere Frequenzen leicht zu. Es muss beachtet werden, dass die Permittivität und der Verlustwinkel der Materialien durch die Art des Herstellungsprozesses leicht variieren können. Für die im Rahmen dieser Arbeit realisierten dielektrischen Strukturen wurde Teflon verwendet, da es die niedrigste Permittivität besitzt. Es ist für Frequenzen bis 900 GHz gut geeignet, wobei die Permittivität mit steigender Frequenz leicht zunimmt.

4.2.4 Binäre Gitter mit Parameterbeschränkungen

Wie in Abschnitt 4.2 erläutert, wachsen sowohl der Gitterabstand als auch die Hornantennenlänge quadratisch mit L/λ_o , was unpraktikabel für die Realisierung des Leistungsaddierers ist. Zum einen werden die Längen zu groß, zum anderen sind auch die elektrischen Probleme bedeutsam. Für die Betrachtung der endlichen Anregung des Leistungsaddierers wird aufgrund des weiten Phasengitterabstandes eine große Fläche des Gitters ausgeleuchtet. Hierbei muss im Fall eines Zeilenentwurfs insbesondere auch die zur Zeilenachse senkrechte Richtung beachtet werden, für deren Strahlengang ggf. eine zusätzliche Fokussierung erforderlich ist.

Beschränkung des Gitterabstandes und der Hornantennenlänge

Der Gitterabstand sollte aus diesen Gründen möglichst klein gehalten werden. Für kompakte Aufbauten ist ein dem L/λ_o -Verhältnis proportional begrenzter, normierter Abstand d/λ_o sinnvoll, d. h. $d/L \leq D_{L\text{lim}}$. Eine Beschränkung mittels $d/\lambda_o \leq D_{\lambda\text{lim}}$ wäre prinzipiell auch möglich. Letztere wird in diesem Zusammenhang nicht verwendet, weil die Schranke $\lambda_o \cdot D_{\lambda\text{lim}}$ im Verhältnis zu $L \cdot D_{L\text{lim}}$ für wachsende L/λ_o -Verhältnisse zu stark zunimmt.

Hingegen sollte die Hornantennenlänge mit $l_{\text{Horn}} \leq \lambda_o \cdot L_{\lambda\text{lim}}$ proportional zur Wellenlänge beschränkt werden. Die entscheidenden Argumente hierzu sind die ohmschen Verluste (vgl. Abschnitt 3.4.3) und die Vergleichbarkeit der Ergebnisse bei der gleichen Frequenz auch für verschiedene L/λ_o -Verhältnisse.

Als zusätzlicher Freiheitsgrad der Optimierung sollte die Aperturbreite w_{Horn} auch variabel sein. Ein Argument hierfür ist, dass die Längenbeschränkung eine Anpassung der Breite für den optimalen Gewinn von Hornantennen bedingt (vgl. [15]). Grundsätzlich muss jedoch beachtet

werden, dass nicht allein der Gewinn des Horns entscheidend ist, sondern die Breite auch mit der optimalen Auslegung des Phasengitters verknüpft ist.

Optimierungsergebnisse mit Parameterbeschränkungen

Mit diesen Vorgaben wurde die Optimierung des holographischen Leistungsaddierers aus Bild 4.2 (a) unter Beschränkung der Parameter durchgeführt. Zwei verschiedene Fälle sind dabei berücksichtigt worden:

1. Fall: $l_{\text{Horn}}/\lambda_o \leq 16.5, \quad d/L \leq 1.5,$

2. Fall: $l_{\text{Horn}}/\lambda_o \leq 40, \quad d/L \leq 3.$

Des Weiteren wurden t_0 und t_1 auf maximal $2.7 \lambda_r$ beschränkt. Die Optimierung mit beschränkten Parametern wurde mit entsprechenden Routinen des MATLAB-Programmpaketes durchgeführt. Die resultierenden Ergebnisse sind in Bild 4.7 zusammengefasst.

Im ersten Fall liegen die erreichbaren Wirkungsgrade für $L/\lambda_o < 10$ noch deutlich über 90 %. Die Hornbreite w_{Horn} ist für $L/\lambda_o < 10$ noch gleich der Periodenbreite L . Für größere L/λ_o -Verhältnisse sinkt der Wirkungsgrad linear. Ab $L/\lambda_o > 15$ pendelt sich w_{Horn} auf einen festen Wert ein, und der Wirkungsgrad sinkt langsamer. Ähnliche Verhältnisse ergeben sich im zweiten Fall: Die Wirkungsgrade erreichen für $L/\lambda_o < 17$ noch über 90 %. In beiden Fällen wächst die Dicke t_1 mit L/λ_o . Für Schichtdicken, die zu weit von $\lambda_r/2$ -Vielfachen entfernt sind, finden Sprünge in die Nähe des $\lambda_r/2$ -Vielfachen statt. Die Substratdicke t_0 nimmt beliebige Werte an, die jedoch alle sehr nahe der $\lambda_r/2$ -Vielfachen liegen.

Die Resultate zeigen, dass der hohe Wirkungsgrad von über 97 % für alle L/λ_o -Verhältnisse im Wesentlichen durch den hohen Gewinn der Hornantennen erzielt worden ist. Zweck des Leistungsaddierers sollte aber sein, für *beliebige* Antennenstrukturen hohe Wirkungsgrade erzielen zu können. Dieses Ziel erfordert eine Verallgemeinerung der Gittertopologie, um mehr Freiheitsgrade in der Optimierung zu erhalten.

4.3 Mehrstufige Gitterprofile

4.3.1 Wahl des Strukturmodells

Für den Entwurf von quasi-optischen Leistungsaddierern für beliebige Hornantennen wurden verschiedene diskrete Profile untersucht. So können z. B. mehr als nur eine Stufe pro Periode L betrachtet werden. Die benachbarten Stufen, welche verschiedene Höhen und Breiten besitzen können, sind hierbei voneinander getrennt auf einem Basissubstrat der gleichen Dielektrizitätszahl platziert. Ebenfalls kann die ebene Rückseite mit solchen Strukturen belegt werden – oder auch mit einer $\lambda/4$ -Schicht, wie in Abschnitt 4.2.3 vorgeschlagen. Die Optimierungsergebnisse mit solchen Strukturen zeigen jedoch keine zufriedenstellenden Ergebnisse, was nahelegt, dass dies eine falsche Wahl der Gitterprofiltopologie ist.

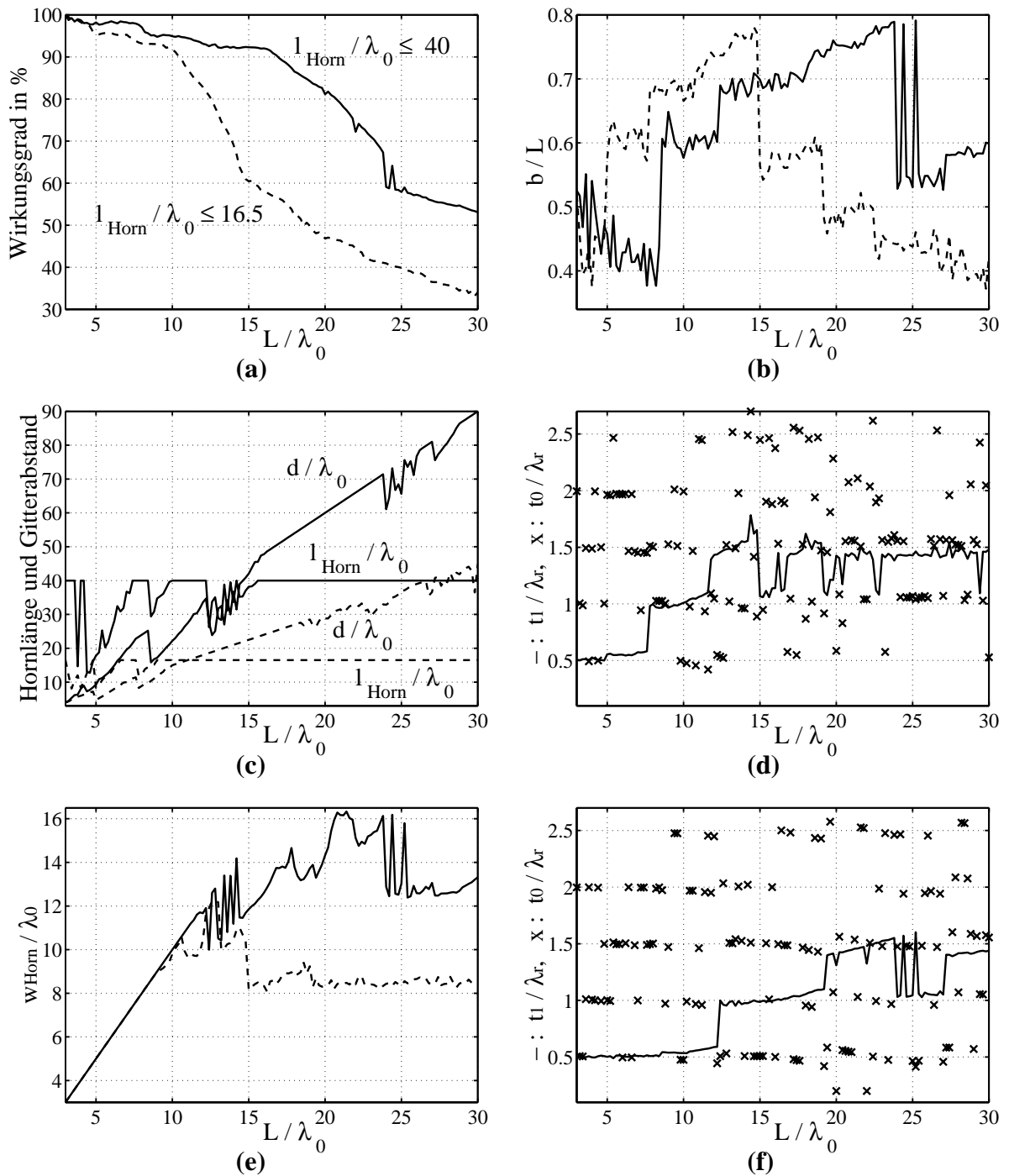


Bild 4.7: Optimierte Parameter für holographische Leistungsaddierer mit einem binären Gitter als Hologramm bei Begrenzung der Hornlänge und des Hologrammabstandes:

- Gestrichelte Linien und **(d)** $l_{\text{Horn}}/\lambda_0 \leq 16.5$, $d/L \leq 1.5$,
- Durchgezogene Linien und **(f)** $l_{\text{Horn}}/\lambda_0 \leq 40$, $d/L \leq 3$,
- (d),(f)** Durchgezogene Linie t_1/λ_r , (\times) t_0/λ_r

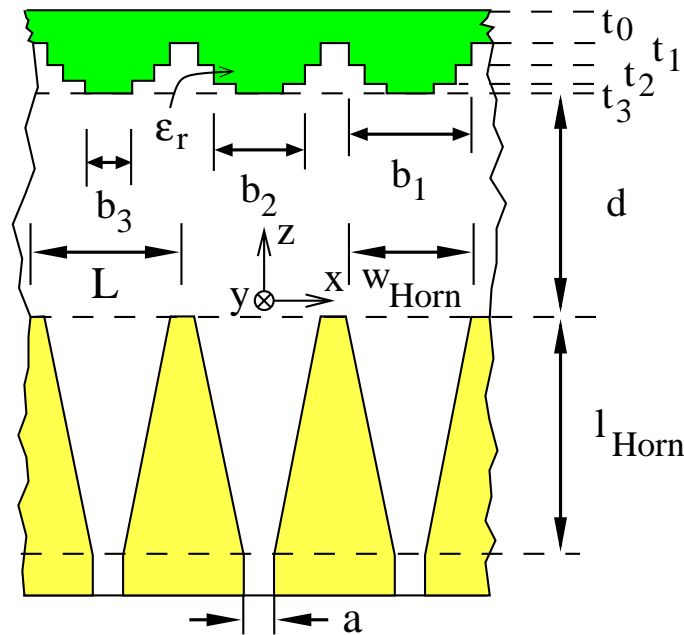


Bild 4.8: Holographischer Leistungsaddierer mit mehrstufigem Gitterprofil

Als aussichtsreich erweist sich, weiterhin nur eine Stufe pro Periode L in x -Richtung zu verwenden und diese mehrschichtig mit verschiedenen Breiten übereinanderzulegen, wie anhand der Ergebnisse aus Abschnitt 4.3.3 ersichtlich wird. In Bild 4.8 ist diese Topologie für drei Schichten skizziert. Bei der Optimierung der Breiten ist bezüglich der Realisierbarkeit darauf zu achten, dass die Stufenbreiten einen ansteigenden Verlauf haben, d. h. $b_1 > b_2 > b_3$ gilt. Des Weiteren sollten nach Möglichkeit neben dem Phasengitterabstand d sowohl die Hornlänge l_{Horn} als auch die Aperturbreite w_{Horn} in die Optimierung mit einbezogen werden.

4.3.2 Optimierungsergebnisse

Bild 4.9 zeigt die Ergebnisse mit den Beschränkungen des Gitterabstandes auf $d/L \leq 3$ und der Hornlänge auf $l_{\text{Horn}}/\lambda \leq 40$. Zusätzlich wurden die Schichtdicken auf Werte zwischen $0.2 \lambda_r < t_i < 2.7 \lambda_r$ eingeschränkt und alle hierbei möglichen Kombinationen von Schichtdicken, die Vielfache von $\lambda_r/2$ betragen, als Startwerte der Optimierung festgelegt. In Bild 4.9 (a) ist der erreichbare Wirkungsgrad bei Verwendung von zwei und drei periodischen Schichten gegenübergestellt. In den Bildern 4.9 (b)-(f) sind dagegen nur die resultierenden Parameter für den dreischichtigen Entwurf enthalten.

Für $L/\lambda_o < 7$ sind wiederum über 97% Wirkungsgrad erreichbar. In diesem Fall liegen die Parameter noch innerhalb ihrer Beschränkungen, und das Ergebnis entspricht dem des unbeschränkten Leistungsaddierers mit binärem Phasengitter aus Abschnitt 4.2. Für höhere L/λ_o -Werte fällt der Wirkungsgrad jedoch stärker ab.

Zunächst fällt hierbei auf, dass bei L/λ_o -Werten um 8 sehr hohe 90%-Bandbreiten von bis zu 27% erreicht werden. Diese könnten im Zusammenhang mit dem Wirkungsgradabfall stehen, da hierbei ein Wechsel des Leistungsadditions-Mechanismus erfolgt. Somit ist bei Anre-

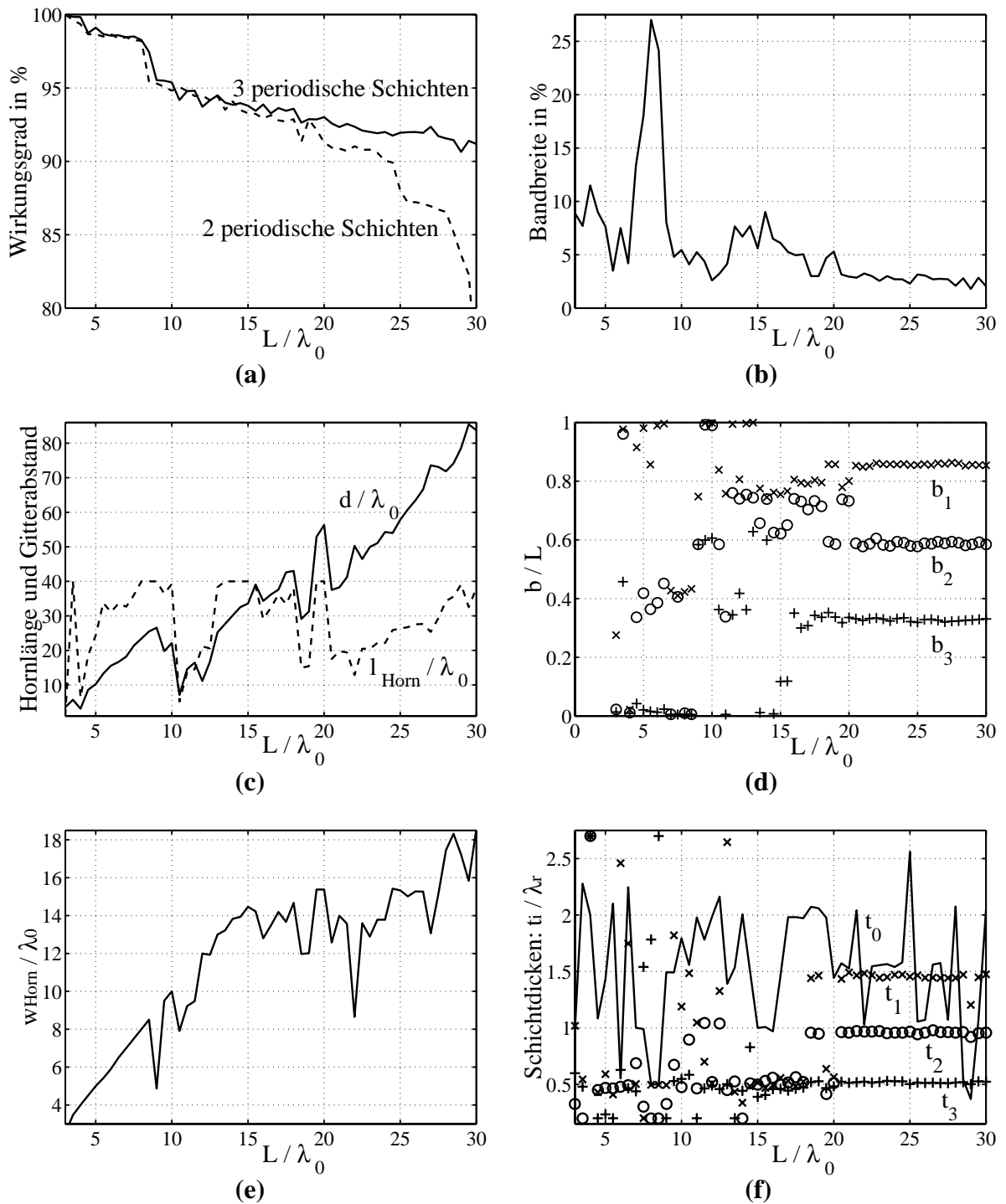


Bild 4.9: (a) Optimierter Wirkungsgrad für holographische Leistungsaddierer mit mehrstufigem Gitterprofil (gestrichelte Linie: 2 periodische Schichten, durchgezogene Linie: 3 periodische Schichten) bei Parameterbeschränkungen ($l_{\text{Horn}}/\lambda \leq 40$, $d/L \leq 3$)

(b)-(f) Resultierende Parameter für 3 periodische Schichten (mit $\epsilon_r = 2.06$ und $a/\lambda_0 = 0.85$)

(d),(f) Durchgezogene Linie t_0/λ_r , (x) b_1/L , t_1/λ_r , (O) b_2/L , t_2/λ_r , (+) b_3/L , t_3/λ_r

gung mit niedrigerer Frequenz – also kleinerem L/λ -Verhältnis – der eine und bei höherer Frequenz der andere Mechanismus ausschlaggebend. Dem spricht entgegen, dass sich solche Bandbreiten ebenfalls mit zwei oder sogar einer periodischen Schicht realisieren lassen. Grundsätzlich wurde bei der Optimierung nicht auf das Erreichen einer hohen Bandbreite abgezielt. Dies ist jedoch prinzipiell möglich, indem die Bandbreite als zusätzliche Nebenbedingung in die Optimierung einbezogen wird. Es ist zu beachten, dass hiermit der Zeitbedarf der Optimierung wegen der entsprechend notwendigen Mehruntersuchungen an verschiedenen Frequenzpunkten zur Auffindung der 90 %-Punkte ansteigt und um ca. eine bis zwei Größenordnungen höher liegt.

Für $9 < L/\lambda_o < 19$ liegen die erreichbaren Wirkungsgrade sowohl bei zwei als auch drei periodischen Schichten zwischen 92 % und 95 %. Wegen der weitgehenden Übereinstimmung der Ergebnisse in diesem Bereich wird deutlich, dass auf die Einführung einer dritten Schicht für diese Fälle verzichtet werden kann. Die weiteren Freiheitsgrade der dritten Schicht b_3 und t_3 führen kaum zu einer Verbesserung des Ergebnisses. Aus diesen Gründen sind in den Bildern 4.9 (d) und (f) sprunghafte Änderungen der Schichtdicken und -breiten zu erkennen. In einigen Fällen liegt die erste Breite bei $b_1 = 1$, sodass ihre Dicke der Basisdicke t_0 zugerechnet werden kann; teilweise ist sie auch mit der zweiten Breite identisch ($b_1 = b_2$).

Skalierbare Ergebnisse – Talbot-Effekt

Für den Bereich $19 < L/\lambda_o \leq 30$ wirkt sich die dritte Schicht jedoch vorteilhaft aus. Es werden Wirkungsgrade über 91 % erreicht, während sie für Entwürfe mit zwei periodischen Schichten auf bis zu 80 % bei $L/\lambda_o = 30$ absinken. Die optimalen Breiten und Dicken der drei periodischen Schichten nähern sich festen Werten an:

$$b_1 = 0.86 L, b_2 = 0.59 L, b_3 = 0.33 L, t_1 = 1.5 \lambda_r, t_2 = 1.0 \lambda_r, t_3 = 0.5 \lambda_r. \quad (4.4)$$

Letzteres ist wiederum mit Hilfe des Talbot-Effektes nachzuvollziehen. Die verbleibenden Parameter können auf den Periodenabstand L bzw. die Talbot-Länge Z_T normiert werden (vgl. Abschnitt 4.2): Hiermit ergeben sich für die Horngeometrie und den Gitterabstand

$$w_{\text{Horn}} \approx 0.56 L, l_{\text{Horn}} \approx 0.021 Z_T, d \approx 0.047 Z_T. \quad (4.5)$$

Gitterabstand und Hornlänge liegen für die Werte $L/\lambda_o \leq 30$ innerhalb der Beschränkungen. Da die Talbot-Länge jedoch quadratisch wächst, kann hiermit eine einfache Abschätzung gegeben werden, bis zu welchem L/λ_o -Verhältnis bei den gegebenen Randbedingungen ein Entwurf mit 3 periodischen Schichten geeignet ist, und ab wann weitere Schichten eingeführt werden müssen. Bei den vorliegenden Beschränkungen stößt demgemäß der Gitterabstand erst bei $L/\lambda_o = 63.8$ gegen die Grenze, während dies für die Hornantennenlänge bereits bei $L/\lambda_o = 30.9$ geschieht.

Da der Gitterabstand aufgrund des Talbot-Effektes verhältnismäßig zur Hornlänge sein muss, ist es folglich ausreichend, nur einen der beiden Parameter zu beschränken. Die Begrenzung proportional zur Wellenlänge anstatt zum Periodenabstand stellt für wachsende L/λ_o -Werte die maßgebliche Grenze dar.

Schlussfolgerung

Zusammenfassend zeigt sich also, dass Leistungsaddierer auch bei Beschränkungen der Hornantennengeometrien durch Einführung von mehreren periodischen Schichten mit ausreichenden Wirkungsgraden realisierbar sind. Grundsätzlich ist jedoch ein Abfall des Wirkungsgrades mit steigendem L/λ_o zu erkennen, welcher mit diesem Ansatz nicht vermieden werden kann.

Anstelle von mehrschichtigen Stufenprofilen könnten auch kontinuierliche, linsenförmige Profile der periodischen Phasengitteroberflächen in Betracht kommen, um die Aufgabe der Leistungsaddition zu erfüllen (vgl. Abschnitt 2.3.1). Eine solche Folgerung ist aus den vorliegenden Resultaten aber nicht gegeben. Die Hinzunahme einer weiteren Schicht ist bei den vorgegebenen Randbedingungen nur sprunghaft für $\Delta L/\lambda_o \approx 10$ sinnvoll. Die resultierenden Abstufungen haben also einen Abstand, welcher mehrere Wellenlängen beträgt. Aus diesem Grund stellt das Profil keine Annäherung an ein linsenförmiges Profil dar. Dies wird auch anhand der Feldverteilungen der Beispiele des folgenden Abschnittes deutlich.

4.3.3 Realisierte Leistungsaddierer

Ein bereits erwähntes Anwendungsgebiet der Leistungsadditionsschaltungen sind Multi-Element-Vervielfacher. Der Element- und somit Periodenabstand beträgt im vorliegenden Fall $L = 19$ mm. Durch Erzeugung von Leistung bei der Fundamentalfrequenz 150 GHz sowie Aufteilung dieser auf mehrere Vervielfacher und anschließende Addition sollen Leistungen bei 300 GHz bzw. 450 GHz erzeugt werden. Die Geometrien der für diese Anwendungszwecke optimierten holographischen Leistungsaddierer sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die Entwürfe

Tabelle 4.2: Geometrien der realisierten Leistungsaddierer mit Periodenabstand $L = 19$ mm

	Frequenz	150 GHz	300 GHz	450 GHz
Permittivität	ε_r	2.06	2.074	2.074
Substrat	t_0 [mm]	2.08	1.720	0.649
1. Schicht	b_1 [mm]	13.13	14.416	16.179
	t_1 [mm]	1.39	0.725	0.535
2. Schicht	b_2 [mm]	–	6.312	11.039
	t_2 [mm]	–	0.321	0.433
3. Schicht	b_3 [mm]	–	–	5.950
	t_3 [mm]	–	–	0.229
Gitter-Hornapertur-Abstand	d [mm]	28.10	49.354	49.520
Hornabmessungen	l_{Horn} [mm]	33.00	40.000	26.649
	w_{Horn} [mm]	17.60	15.234	11.884
Hohlleiterbreite	a [mm]	1.651	0.8636	0.5588

wurden mit jeweils einer, zwei bzw. drei periodischen Schichten des Phasengitters realisiert, um genügend Leistung in die nullte Beugungsordnung zu führen, und sind deshalb auch gut zum Vergleich und Verständnis der mehrstufigen Gitterprofile geeignet.

Es sollte beachtet werden, dass einige Werte aus Entwurfsgründen angepasst wurden. So wurde aufgrund der höheren Frequenzen die Permittivität jeweils angepasst. Des Weiteren wurde die Schichtdicke t_0 genügend dick gewählt, um den Gittern mechanische Stabilität zu geben. Beim 150 GHz-Entwurf wurde die Hornantennenlänge auf $l_{\text{Horn}}/\lambda_o \leq 16.5$ beschränkt (vgl. Abschnitt 4.2.4), für die 300 GHz- und 450 GHz-Entwürfe wurde die Grenze jedoch auf $l_{\text{Horn}}/\lambda_o \leq 40$ erhöht, um bei der Betrachtung der verlustfreien Systeme Wirkungsgrade größer als 90 % zu erzielen⁵.

Leistungsverteilung

Die resultierenden Leistungsverteilungen in den Beugungsordnungen vor und hinter dem Gitter sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Aufgrund der Symmetrie wird nur eine Hälfte der höheren Beugungsordnungen aufgelistet. Ihre Anordnung erfolgt so, dass Beugungsordnungen mit gleichem Abstrahlwinkel in einer Zeile stehen.

Während für die unbeschränkten Leistungsaddierer mit binärem, d. h. einschichtigem, Phasengitter Wirkungsgrade von über 97 % möglich sind, werden in den realisierten Schaltungen zwischen 90 % und 93 % erreicht. Aufgrund der Hornlängenbeschränkung und vermehrt auftretenden Beugungsordnungen wird ohne Phasengitter zunehmend weniger Leistung in die nullte Ordnung abgestrahlt. Die Leistung verteilt sich jedoch durch die Richtwirkung der Hornantennen weiterhin in die Beugungsordnungen mit kleinem Abstrahlwinkel. So werden für die gegebenen Antennengeometrien in allen drei Fällen ca. 98 % der Leistung innerhalb $\pm 12.1^\circ$ ausgesendet. Die Berücksichtigung der höheren Ordnungen und evaneszenten Eigenwellen ist für eine genaue Berechnung der Kopplung durch die periodischen Schichten jedoch zwingend erforderlich. So wird in allen drei Fällen in die Beugungsordnung, die in den nächstgrößeren Winkel als 12.1° abstrahlt, mehr Leistung gesendet als ursprünglich eingestrahlt wurde. Das Gleiche gilt für die unter $\pm 31.7^\circ$ abstrahlenden Ordnungen, die ca. 0.2 % der Leistung beinhalten. Diese Leistungsabgaben erfolgen durch unerwünschte Streuungen an den Schichtkanten des periodischen Phasengitters. Für die in den folgenden Abschnitten durchgeführten Betrachtungen der Freiraumausbreitung nach dem Durchlaufen des Phasengitters genügt die Berücksichtigung der Abstrahlung in Richtungen, deren Winkel kleiner als $\pm 47.4^\circ$ sind. Hierdurch wird mit 99.8 % der wesentliche Anteil der berechneten Leistung berücksichtigt.

Feldverläufe

Für geometrisch unbeschränkte Leistungsaddierer mit 97 %-tigem Wirkungsgrad wurden bereits Feldverteilungen in Bild 4.4 gezeigt. In Bild 4.10 sind die elektrischen Feldverteilungen für die drei realisierten Leistungsaddierer vor und hinter dem Phasengitter für eine Periode dargestellt. Wiederum sind die Stufenbreiten in den Graphen am hinterlegten Raster und in den

⁵Für die ohmschen Hornantennenverluste liegen keine zuverlässigen Werte vor, um sie bei den Berechnungen zu berücksichtigen.

Tabelle 4.3: Leistungsverteilung in die Beugungsordnungen vor und hinter dem Gitter $|n|$: Beugungsordnung ($\pm n$), $|\theta|$: Abstrahlwinkel ($\pm\theta$) P_{in} : Leistungsverteilung der periodischen Hornantennenzeile P_{out} : Leistungsverteilung nach Durchlaufen des periodischen Phasengitters

150 GHz: $L/\lambda_o = 9.5$				300 GHz: $L/\lambda_o = 19$				450 GHz: $L/\lambda_o = 28.5$			
eine periodische Schicht				zwei periodische Schichten				drei periodische Schichten			
$ n $	$ \theta [^\circ]$	$P_{in} [\%]$	$P_{out} [\%]$	$ n $	$ \theta [^\circ]$	$P_{in} [\%]$	$P_{out} [\%]$	$ n $	$ \theta [^\circ]$	$P_{in} [\%]$	$P_{out} [\%]$
0	0.0	48.291	92.496	0	0.0	32.186	92.888	0	0.0	16.328	90.703
				1	3.0	21.794	0.393	1	2.0	15.985	0.497
				2	6.0	9.149	0.151	2	4.0	12.819	0.060
1	6.0	20.629	0.563	3	9.1	2.261	0.098	3	6.0	7.262	0.261
				4	12.1	0.477	1.624	4	8.1	3.538	0.025
2	12.1	4.444	0.623	5	15.2	0.163	0.341	5	10.1	1.322	0.157
				6	18.4	0.037	0.164	6	12.1	0.551	0.263
				7	21.6	0.009	0.006	7	14.2	0.211	1.757
3	18.4	0.634	1.923	8	24.9	0.008	0.115	8	16.3	0.086	0.410
				9	28.3	0.001	0.023	9	18.4	0.021	0.113
4	24.9	0.124	0.085	10	31.7	0.004	0.210	10	20.5	0.013	0.008
				11	35.3	0.001	0.007	11	22.7	0.012	0.001
				12	39.1	0.001	0.010	12	24.9	0.002	0.010
5	31.7	0.014	0.279	13	43.1	0.001	0.032	13	27.1	0.001	0.021
				14	47.4	0.000	0.062	14	29.4	0.004	0.049
				15	52.1	0.001	0.025	15	31.7	0.001	0.157
6	39.1	0.006	0.080	16	57.3	0.001	0.005	16	34.1	0.000	0.091
				17	63.4	0.000	0.037	17	36.6	0.001	0.009
				18	71.2	0.000	0.012	18	39.1	0.001	0.002
7	47.4	0.002	0.007	19	87.9	0.000	0.003	19	41.8	0.000	0.004
								20	44.5	0.001	0.010
								21	47.4	0.001	0.029
8	57.3	0.000	0.025					22	50.5	0.000	0.010
								23	53.8	0.000	0.046
								24	57.3	0.001	0.012
9	71.2	0.001	0.011					25	61.2	0.000	0.007
								26	65.7	0.000	0.004
								27	71.2	0.000	0.026
								28	79.1	0.000	0.008
								29	90.0	0.000	0.000

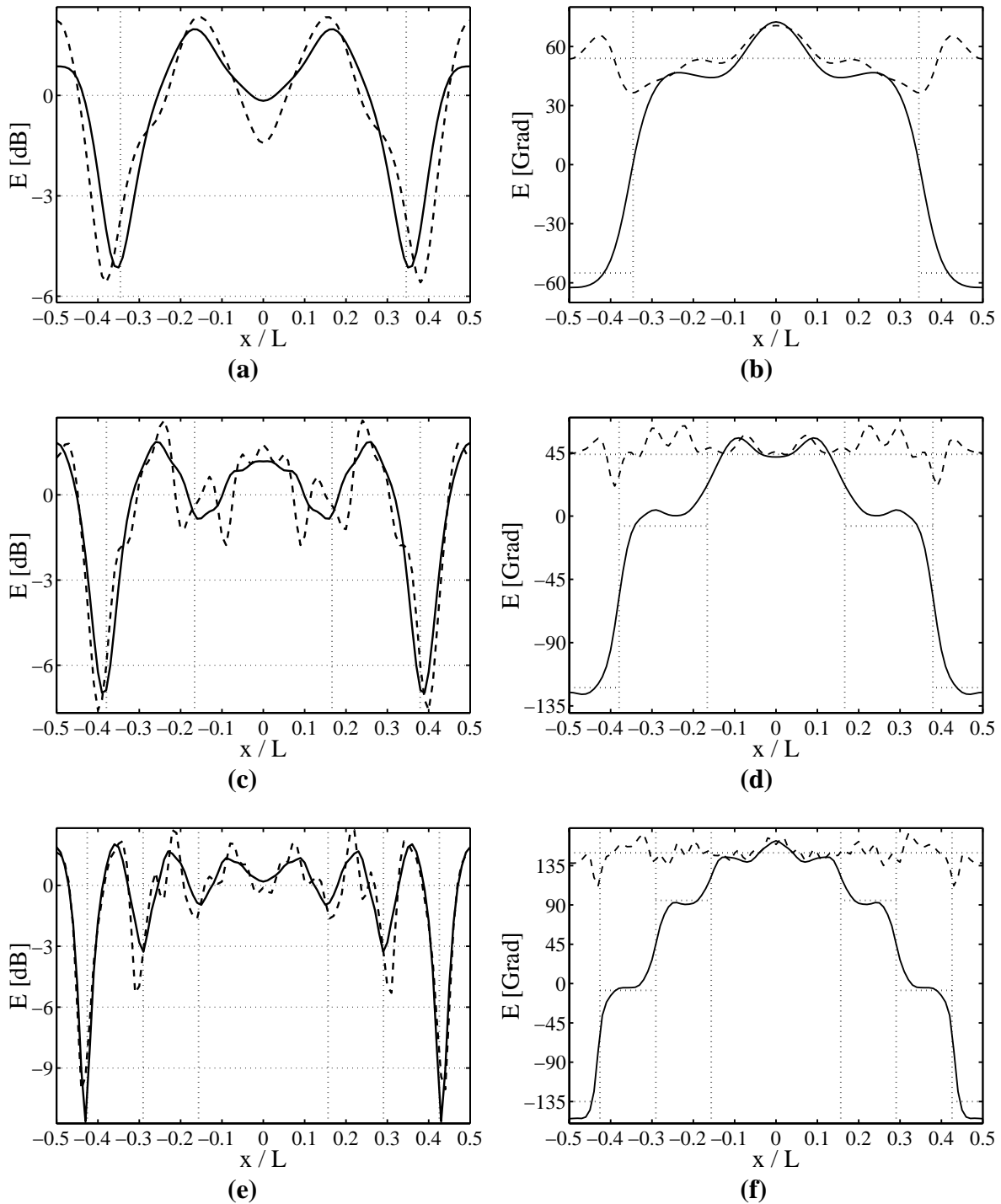


Bild 4.10: Betrag/Phase des elektrischen Feldes in einer Periode $d = 19$ mm vor (durchgezogene Linien) und hinter (gestrichelte Linien) dem Gitter des holographischen Leistungsaddierers mit

- (a) / (b) einer periodischen Schicht bei $L/\lambda_o = 9.5$
- (c) / (d) zwei periodischen Schichten bei $L/\lambda_o = 19$
- (e) / (f) drei periodischen Schichten bei $L/\lambda_o = 27.5$

Phasendarstellungen die aus den lokal resultierenden Gesamtdicken folgenden Phasensprünge für senkrecht eintreffende Wellen verdeutlicht.

Die Überlagerung der in den $\pm n$ -ten Beugungsordnungen enthaltenen, symmetrischen Anteile des elektrischen Feldes führt zu Kosinusfunktionen mit der Periodizität L/n . Die Zusammenfassung aller Feldanteile des Hornantennen-Arrays in der Ebene des Gitters liefert also einen Verlauf, der um so mehr Oberschwingungen enthält, je mehr Leistung in den höheren Eigenwellen abgestrahlt wird. Der Abstand d ist in allen drei Fällen so optimiert worden, dass diese Felder – über die Periode betrachtet – möglichst wenig Schwankungen aufweisen und betragsmäßig dem Feld der ebenen Welle der nullten Ordnung möglichst nahe kommen. Des Weiteren besitzen die Phasenverteilungen Phasensprünge, welche durch das entsprechende ein-, zwei- bzw. dreistufige Profil des Phasengitters deutlich reduziert werden. Wie am Ende des letzten Abschnittes bereits erwähnt, wird hieraus auch die Verwendung eines gestuften Phasenprofils an Stelle eines hieraus abgeleiteten, kontinuierlichen Profils deutlich. Die Parameter sind so optimiert, dass die Stufenkanten in der Nähe der Feldminima liegen. Hiermit wird auch ersichtlich, warum für $L/\lambda_o < 19$ keine Verbesserung des Wirkungsgrades durch Einführung von drei anstelle von zwei periodischen Schichten möglich wurde. Das entsprechende Feldbild (Bild 4.10 (c) und (d)) besitzt nur zwei adäquate Sprünge im Phasenprofil. Dort finden die wesentlichen Phasenwechsel statt, sodass die Felder in den Bereichen der konstanten Stufenprofile als lokale, ebene Wellen betrachtet werden können. Dies ist wiederum der Grund, warum alle Stufen eine Dicke besitzen, welche ein Vielfaches von $\lambda_r/2$ beträgt.

Die Entwürfe sind für die Realisierung 5-elementiger Zeilenentwürfe verwendet worden. Der Übergang der zweidimensionalen Entwürfe zu Freiraum-Zeilenaufbauten wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

4.4 Zeilenentwurf

Die bisherigen Ergebnisse wurden nur mit eindimensionalen Periodizitäten betrachtet. Für eine Anwendung in Parallelplattentechnik ist dies ausreichend, da keine y -Abhängigkeit der Feldentwicklungen vorliegt (vgl. [8]). Diese Technik ist aufgrund ihrer schlechten mechanischen Handhabbarkeit und der ohmschen Verluste der Parallelplatten aber ungeeignet.

Die Entwürfe können jedoch ohne großen Aufwand direkt für Freiraumabstrahlung übertragen werden. Hierzu sind zwei Schritte erforderlich: Zum Ersten müssen die Hornantennen, welche in der Parallelplattentechnik H-Sektor-Hornstrahler sind, auch in der y -Richtung aufgeweitet werden. Die Aperturhöhe h_{Horn} sollte dabei gewinnoptimiert sein, d. h. möglichst viel Leistung sollte weiterhin in die xz -Ebene abgestrahlt werden. Resultierende $h_{\text{Horn}}/l_{\text{Horn}}$ -Verhältnisse können näherungsweise aus vorhandenen Rechnungen und normierten Graphen übernommen werden [15]. Es empfiehlt sich aber, eine Nachoptimierung mittels eines genauen Hornmodells durchzuführen (vgl. Abschnitt 3.4). Prinzipiell würde es auch genügen, dass die Abstrahlung eine beliebige Verteilung in der Hauptkeule in y -Richtung aufweist, wenn die Fokussierung durch eine hierauf angepasste Auskoppelschaltung vorgenommen wird.

Als zweiter Schritt muss das zweidimensionale Phasengitter auf die y -Achse erweitert wer-

den. Durch die Anregung höherer Eigenwellen in y -Richtung werden die Verhältnisse der Eigenwellen in x -Richtung nicht beeinflusst. Die Feldverteilung wird lediglich für zunehmende z -Werte in y -Richtung aufgeweitet. Daher kann der Entwurf in $y = 0$ direkt übernommen werden. Die Ausdehnung in y -Richtung sollte nun so vonstatten gehen, dass sie der in dieser Richtung verlaufenden Wellenfront angepasst ist. Da den Hornstrahlern in guter Näherung Phasenzentren zugeordnet werden können, sollte das Profil des Phasengitters in y -Richtung einen radialen Verlauf um das y -Achsen-Phasenzentrum besitzen. Für gewinnoptimierte Hörner reicht es jedoch aus, diesen radialen durch einen ebenen Verlauf zu ersetzen, d. h. den zweidimensionalen Entwurf planar fortzusetzen. Hieraus resultieren Fehlanpassungen für größere y -Werte, an denen jedoch kaum Leistung auf das Phasengitter einstrahlt. Mit dem letzten Schritt kann die Berechnung der Einzelanregung für den dreidimensionalen Feldverlauf wiederum durch pseudoperiodische Fortsetzung bestimmt werden. Die Raumharmonischen sind wie beabsichtigt in der x -Richtung untereinander in Spektralkomponenten verkoppelt, welche einen Abstand von $\Delta k_x = n \cdot 2\pi/L$ mit ganzzahligen n -Werten besitzen, während sie durch das Phasengitter in k_y -Richtung entkoppelt sind.

Für die Umsetzung des 150 GHz-Entwurfes wurde die Hornantennenhöhe zu 14.56 mm festgelegt. Die hinter dem Phasengitter abgestrahlte Leistung zur gesendeten Hornantennenleistung bestimmt sich zu $\sum P_{out} / \sum P_{in} = 99.45\%$. Der geringe restliche Teil der Leistung wird am Phasengitter reflektiert. Hierfür ist jedoch nicht allein die planare Näherung verantwortlich, sondern mehr als die Hälfte ist auf in x -Richtung durch das periodische Profil stattfindende Reflexionen zurückzuführen, da bereits dort $\sum P_{out} / \sum P_{in} = 99.69\%$ gilt (vgl. Tabelle 4.3). Messergebnisse zum entsprechenden System werden in Kapitel 6 präsentiert und mit den Simulationen verglichen.

4.5 Biperiodischer Entwurf

Für den Aufbau eines Leistungsaddierers, bei dem die Elemente biperiodisch angeordnet sind, müssen biperiodische Phasengitter zum Einsatz kommen. Sie müssen die gleichen Periodenabstände L_x und L_y wie die Elementabstände aufweisen. Eine einfach herzustellende biperiodische Struktur für den Aufbau eines biperiodischen Leistungsaddierers ist in Bild 4.11 dargestellt. Sie besteht aus zwei periodischen Stufenrillen, welche auf Vorder- und Rückseite senkrecht zueinander orientiert sind.

Prinzipiell könnte die Strukturierung des Phasengitters auch auf einer einzigen Seite erfolgen, z. B. in Form rechteckförmiger, runder oder pyramidenförmiger Gebilde, welche periodisch mit L_x und L_y fortgesetzt sind. Der skizzierte Aufbau hat jedoch den Vorteil, dass die bisher aufgezeigten Ergebnisse für zweidimensionale Entwürfe bei $y = 0$ direkt übernommen werden können. Die in x -Richtung periodische Struktur erlaubt die Summierung der Leistung in dieser Achse. Es bedarf also nur noch der Summierung der Leistung in y -Richtung mit Hilfe der senkrecht angeordneten periodischen Struktur. Diese Argumentation ist jedoch nur gültig, wenn eine Anregung vorliegt, die entsprechend separabel ist, d. h. $E_y(x, y) = f(x) \cdot g(y)$ gilt. Dies gilt für rechteckförmige Pyramiden-Hornantennen und auch für Rundhörner in guter Näherung.

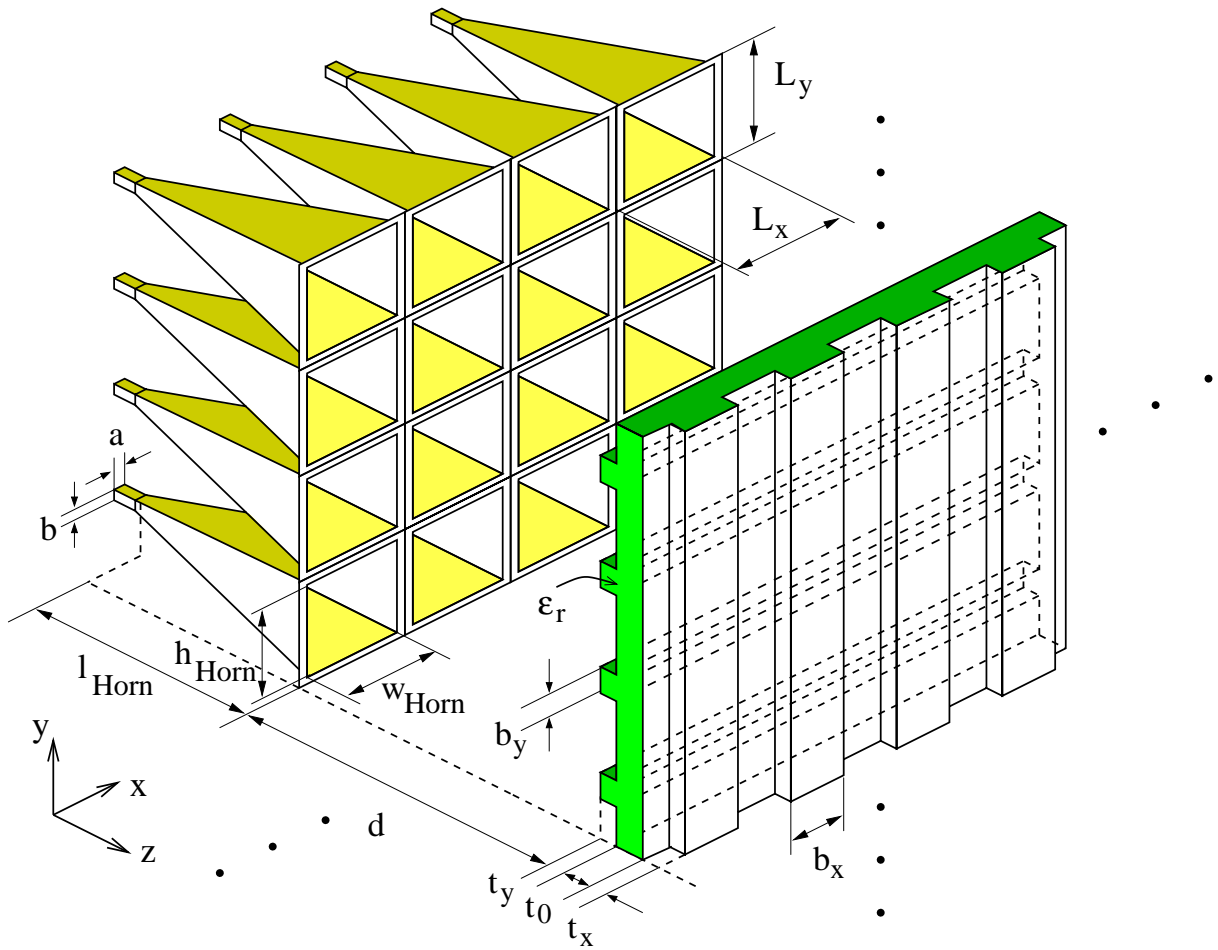


Bild 4.11: Biperiodischer Leistungsaddierer mit Hornantennen-Array und biperiodischem Phasengitter

Für ein gewinnoptimiertes Horn ist ein Seitenverhältnis der Apertur von $h_{\text{Horn}}/w_{\text{Horn}} = 0.7$ sinnvoll [20]. Die Optimierungsergebnisse zeigen jedoch, dass Elementanordnungen mit quadratischer Apertur die besten Wirkungsgrade erzielen, wie auch am Beispiel in Abschnitt 4.5.2 ersichtlich wird. Eine Erklärung hierfür ist wiederum mit Hilfe des Talbot-Effektes möglich. Die Längen der Hornantennen und der Abstand des Phasengitters skalieren sich wiederum mit der Talbot-Länge. Im Fall verschiedener Periodenlängen in x - und y -Richtung ergeben sich hierfür zwei verschiedene Größen $Z_{T,x} = 2L_x^2/\lambda_o$ und $Z_{T,y} = 2L_y^2/\lambda_o$. Für $L_y/L_x = 0.7$ ist $Z_{T,x}$ mehr als doppelt so lang wie $Z_{T,y}$. Wenn man wiederum die Schelkunoff'sche Näherung zur Abschätzung analog zu Gl. (4.2) ansetzt, so gilt

$$\begin{aligned}
 E_{y,\text{Horn}}(x, y) &= \cos\left(\pi \frac{x}{L_x}\right) \exp\left[-jk_o \frac{x^2 + y^2}{2l_{\text{Horn}}}\right] \\
 &= \cos\left(\pi \frac{x}{L_x}\right) \exp\left[-j\frac{\pi}{2} \left\{ \left(\frac{x}{L_x}\right)^2 \frac{Z_{T,x}}{l_{\text{Horn}}} + \left(\frac{y}{L_y}\right)^2 \frac{Z_{T,y}}{l_{\text{Horn}}}\right\}\right]
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

für die Feldverteilung in der Apertur, wenn $w_{\text{Horn}} = L_x$, $h_{\text{Horn}} = L_y$ und $R_x \approx R_y \approx l_{\text{Horn}}$ gesetzt werden. Obwohl die Feldverteilung in x - und y -Richtung betragsmäßig unterschiedlich ist, besitzt sie vergleichbare Phasenbiegungen. Hierin kann der Grund gefunden werden, dass für die Einführung der Phasenmodulation in beiden Richtungen gleiche Bruchteile der Talbot-Längen als Abstand vom Hornantennen-Array sinnvoll sind, also $Z_{T,x} = Z_{T,y} \rightarrow L_x = L_y$.

Für andere Seitenverhältnisse könnten alternativ zwei getrennte Phasengitter zum Einsatz kommen, welche die Optimierung des Wirkungsgrades für die x - und y -Richtung getrennt vollziehen.

4.5.1 Hinweis zum Rechenzeitbedarf

Die Ordnung O zur Klassifizierung des Rechenzeitbedarfs ist hauptsächlich durch die Eigenwellenbestimmung der periodischen Schichten bestimmt. Für den eindimensionalen Entwurf beträgt sie $O(M_x^3)$. Die Größe M_x gibt die Anzahl der Koeffizienten der gekürzten Fourier-Entwicklungen der magnetischen und elektrischen Felder an (vgl. Gl. (3.5)). Im Allgemeinen wächst also der Aufwand des Entwurfes eines biperiodischen Leistungsaddierers überproportional an, da neben den zusätzlich in y -Richtung auftretenden Beugungsordnungen auch alle ausbreitungsfähigen x - y -Kombinationen berücksichtigt werden müssen. Hiermit ergibt sich eine Ordnung von

$$O((M_x \cdot M_y)^3) = O(m_{yx}^3 \cdot M_x^6) \quad (4.7)$$

mit dem Verhältnis der Grenzen $m_{yx} = M_y/M_x$. Hierdurch wird der Vorteil der nach x - und y -Richtung separierten Profilierung des periodischen Gitters deutlich: In diesem Fall sind für die Bestimmung der Eigenwellen weniger Verkopplungen zu berücksichtigen. Die Ordnung bestimmt sich zu

$$O(M_x^3 \cdot M_y + M_x \cdot M_y^3) = O((m_{yx} + m_{yx}^3) \cdot M_x^4), \quad (4.8)$$

sodass deutlich weniger Rechenzeit für die Eigenwellen-Bestimmung erforderlich ist. Lediglich für die Verknüpfung der senkrecht zueinander stehenden eindimensional periodischen Bereiche ist mit höherem numerischen Aufwand zu rechnen. In diesem Fall ist die Inversion bei der Streuparameterberechnung ausschlaggebend (vgl. Gl. (3.36)). Für ihre Berechnung ist wiederum eine Ordnung gemäß Gl. (4.7) erforderlich.

Es muss beachtet werden, dass bei der Berechnung außerdem mehr höhere Eigenwellen in den Feldentwicklungen einbezogen werden müssen. Bei den in den vorherigen Abschnitten betrachteten Fällen lag aufgrund der Anregung TM_y -Polarisation vor. Dabei sind die für das Modell relevanten Feldkomponenten E_y und H_x kontinuierliche Funktionen von x , sodass ihre gekürzten Fourier-Entwicklungen mit einem Fehler in der Größenordnung von $1/M_x^2$ gutartig konvergieren [8]. Analog zur TE_y -Polarisation im zweidimensionalen Fall muss E_y für den dreidimensionalen Fall einen Sprung an den in x -Richtung liegenden Wänden des Phasengitters aufweisen. Seine Entwicklungskoeffizienten klingen deshalb langsamer ab, sodass eine größere Anzahl von Koeffizienten (M_y) gewählt werden muss.

4.5.2 Numerisches Beispiel

Als Beispiel für einen biperiodischen Leistungsaddierer werden in diesem Abschnitt die Ergebnisse für einen 65 GHz-Entwurf präsentiert. Die aus der Optimierung resultierenden Geometrie- werte sind in Tabelle 4.4 aufgelistet, welche sich auf den Aufbau, wie in Bild 4.11 dargestellt, beziehen.

Für die Elementabstände waren in diesem Fall die Beschränkungen $L_x \geq 19$ mm und $L_y \geq 21$ mm vorgegeben. Zum Erreichen eines optimalen Entwurfs war es notwendig, die Periodizitäten anzupassen. Bei einem Wert von L_x auf 21.86 mm werden die besten Ergebnisse erzielt. Mit diesen Geometriewerten gilt also $L_x/\lambda_o = 4.74$ und $L_y/\lambda_o = 4.55$. Aufgrund der Tatsache, dass L_y etwas kleiner als L_x ist, lässt sich nachvollziehen, dass die y -Phasenmodulation auf der zum Horn-Array gerichteten Seite stattfindet. Hierdurch ist die Distanz im Verhältnis zur Distanz der x -Phasenmodulation auf der Rückseite dem Talbot-Längenverhältnis entsprechend.

In Tabelle 4.5 sind die Leistungsverteilungen in die Beugungsordnungen für das periodische Hornantennen-Array dargestellt. Die Winkel θ_x und θ_y ergeben sich aus der Projektion der Abstrahlrichtung auf die jeweilige Ebene. Sie berechnen sich aus

$$\sin \theta_x = \frac{\alpha_{m_x}}{k_o} = m_x \frac{\lambda_o}{L_x} \quad \text{bzw.} \quad \sin \theta_y = \frac{\beta_{m_y}}{k_o} = m_y \frac{\lambda_o}{L_y}. \quad (4.9)$$

(vgl. Abschnitt 3.2). Beugungsordnungen treten nur für ausbreitungsfähige Eigenwellen auf. Für sie gilt $\alpha_{m_x}^2 + \beta_{m_y}^2 < k_o^2$. Folglich sind nur solche (m_x, m_y) -Kombinationen, aus denen ausbreitungsfähige Eigenwellen resultieren, in Tabelle 4.6 berücksichtigt.

In die senkrechte, ebene Welle werden bereits 62.46 % der Gesamtleistung abgestrahlt. Durch das biperiodische Phasengitter wird diese Leistung auf 91.26 % erhöht. Hierdurch ist der Wirkungsgrad des Systems bestimmt. Tabelle 4.6 listet die resultierende Leistungsverteilung in allen Beugungsordnungen auf. Die wesentlichen Restanteile liegen in der Beugungsordnung $(m_x, m_y) = (\pm 3, 0)$ sowie der yz -Ebene ($m_x = 0$). Die erstgenannte Leistungsabgabe erfolgt wiederum durch unerwünschte Streuungen an den Stufenkanten.

Tabelle 4.4: Geometrieparameter eines biperiodischen Leistungsaddierers für 65 GHz

Periodenabstände	$L_x = 21.86$ mm	$L_y = 21.00$ mm
Aperturdimensionen	$w_{\text{Horn}} = 19.70$ mm	$h_{\text{Horn}} = 19.10$ mm
Hornantennenlänge	$l_{\text{Horn}} = 68.19$ mm	
Phasengitterabstand	$d = 41.54$ mm	
Schichtdicken	$t_x = 1.75$ mm	$t_y = 1.98$ mm
Schichtbreiten	$b_x = 10.11$ mm	$b_y = 2.18$ mm
Substratschichtdicke	$t_0 = 4.74$ mm	
Permittivität	$\varepsilon_r = 2.06$	

Tabelle 4.5: Leistungsverteilung in die Beugungsordnungen für das periodische Hornantennen-Array ($L_x/\lambda_o = 4.74$, $L_y/\lambda_o = 4.55$)

		m_x	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
m_y	$\theta_y \backslash \theta_x$		-57.6°	-39.3°	-25.0°	-12.2°	0.0°	12.2°	25.0°	39.3°	57.6°
-4	-61.5°		–	–	0.01	0.16	0.78	0.16	0.01	–	–
-3	-41.2°		–	0.00	0.01	0.13	0.67	0.13	0.01	0.00	–
-2	-26.1°		0.00	0.00	0.01	0.15	0.80	0.15	0.01	0.00	0.00
-1	-12.7°		0.00	0.00	0.02	0.44	2.36	0.44	0.02	0.00	0.00
0	0.0°		0.00	0.03	0.47	11.79	62.46	11.79	0.47	0.03	0.00
1	12.7°		0.00	0.00	0.02	0.44	2.36	0.44	0.02	0.00	0.00
2	26.1°		0.00	0.00	0.01	0.15	0.80	0.15	0.01	0.00	0.00
3	41.2°		–	0.00	0.01	0.13	0.67	0.13	0.01	0.00	–
4	61.5°		–	–	0.01	0.16	0.78	0.16	0.01	–	–

Tabelle 4.6: Leistungsverteilung in die Beugungsordnungen hinter dem Phasengitter ($L_x/\lambda_o = 4.74$, $L_y/\lambda_o = 4.55$).

		m_x	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
m_y	$\theta_y \backslash \theta_x$		-57.6°	-39.3°	-25.0°	-12.2°	0.0°	12.2°	25.0°	39.3°	57.6°
-4	-61.5°		–	–	0.00	0.23	0.05	0.23	0.00	–	–
-3	-41.2°		–	0.00	0.00	0.05	0.21	0.05	0.00	0.00	–
-2	-26.1°		0.00	0.01	0.01	0.01	0.40	0.01	0.01	0.01	0.00
-1	-12.7°		0.01	0.03	0.00	0.01	0.97	0.01	0.00	0.03	0.01
0	0.0°		0.05	1.16	0.14	0.31	91.26	0.31	0.14	1.16	0.05
1	12.7°		0.01	0.03	0.00	0.01	0.97	0.01	0.00	0.03	0.01
2	26.1°		0.00	0.01	0.01	0.01	0.40	0.01	0.01	0.01	0.00
3	41.2°		–	0.00	0.00	0.05	0.21	0.05	0.00	0.00	–
4	61.5°		–	–	0.00	0.23	0.05	0.23	0.00	–	–

4.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden grundsätzliche Entwurfsergebnisse von Leistungsaddierern präsentiert und analysiert. Hierbei ist der Wirkungsgrad in Abhängigkeit des Verhältnisses aus Periodenabstand zu Wellenlänge L/λ_o untersucht worden. Es wird deutlich, dass der Wirkungsgrad annähernd konstant bleibt, wenn die Strukturen dem Verhältnis entsprechend skaliert werden. Bei Verwendung von binären Phasengittern wird ein Wirkungsgrad von über 97% erzielt, der

darin begründet ist, dass nur wenig Leistung in die höheren Beugungsordnungen abgestrahlt wird, weil die Hornantennen einen hohen Gewinn aufweisen.

Insbesondere wird deutlich, dass die Hornantennenlänge und der Abstand des Phasengitters proportional zur Talbot-Länge zunehmen. Da die Talbot-Länge, bezogen auf die Wellenlänge, quadratisch mit dem Verhältnis L/λ_0 wächst und die hiermit einhergehenden Ausmaße für die Realisierung unpraktikabel sind, müssen die Distanzen beschränkt werden. Hieraus resultiert die Notwendigkeit, ein komplexeres Phasengitter einzusetzen, um Wirkungsgrade über 90 % zu gewährleisten.

Anhand der Entwurfsergebnisse wurde neben verschiedenen Zeilenentwürfen ein biperiodischer Aufbau realisiert. Es ist beabsichtigt, den aufgezeigten biperiodischen Entwurf für ein 4×4 -elementiges IMPATT-Oszillatoren-Array einzusetzen, um dessen Leistungsfähigkeit und Synchronisationsverhalten zu untersuchen [8, 86]. Die in den folgenden Kapiteln betrachteten Auskoppelschaltungen und Messergebnisse beziehen sich hauptsächlich auf den fünfelementigen Leistungsaddierer bei 150 GHz.

Kapitel 5

Auskoppelschaltung

Bei den im vorstehenden Kapitel erläuterten Entwurfsergebnissen holographischer Leistungsaddierer werden die von einem Antennen-Array erzeugten Beugungsordnungen mit hohem Wirkungsgrad in die ebene Welle gelenkt, welche senkrecht zum Array abstrahlt. Das Antennen-Array wird für den Entwurf des periodischen Phasengitters als unendlich fortgesetzt angenommen. Im Fall der endlichen Ausdehnung des Arrays resultiert eine entsprechend räumlich begrenzte, ebene Welle, deren Felder an den Rändern stetig abklingen. Dieses Kapitel zeigt Konzepte von Auskoppelschaltungen auf, welche in der Lage sind, eine solche räumlich begrenzte, ebene Welle in eine geeignete Grundwelle umzuwandeln. Hierbei sind verschiedene Zielvorgaben denkbar. So kann beispielsweise die Einkopplung in einen Hohlleiter oder die Umformung in einen gaußschen Strahl wünschenswert sein. Letzteres hat insbesondere den Vorteil, dass hierdurch eine Integration der holographischen Leistungsaddition in quasi-optische Systemaufbauten vollzogen ist, da solche Systeme üblicherweise mit der Gaußstrahl-Grundwelle operieren [20]. Des Weiteren ist hiermit auch die erstgenannte Zielvorgabe erreicht, indem der Gaußstrahl mittels passender Hornantenne – wie Rillenhorn oder Dual-Mode-Horn – in einen Hohlleiter einkoppelt.

5.1 Realisierung mit einem Spiegel

Für die Realisierung soll zunächst ein Aufbau betrachtet werden, welcher die Umformung der ebenen Welle mit einem Spiegel durchführt. Hierbei sollen handelsübliche Spiegel verwendet werden, welche möglichst universell, d. h. unabhängig von der Elementzahl oder Systemfrequenz, einsetzbar sind.

5.1.1 Strahlenoptisches Grundprinzip

Wird das Problem näherungsweise mit der geometrischen Optik betrachtet, so lässt sich die gesuchte Umformung in die Abbildung eines Parallelstrahles auf einen Brennpunkt übertragen. Dies kann bekanntlich mit einem Spiegel, welcher eine parabolische Oberfläche besitzt, erreicht werden. In Bild 5.1 ist dieses Konzept an einem fünfelementigen Hornantennenzeilenaufbau

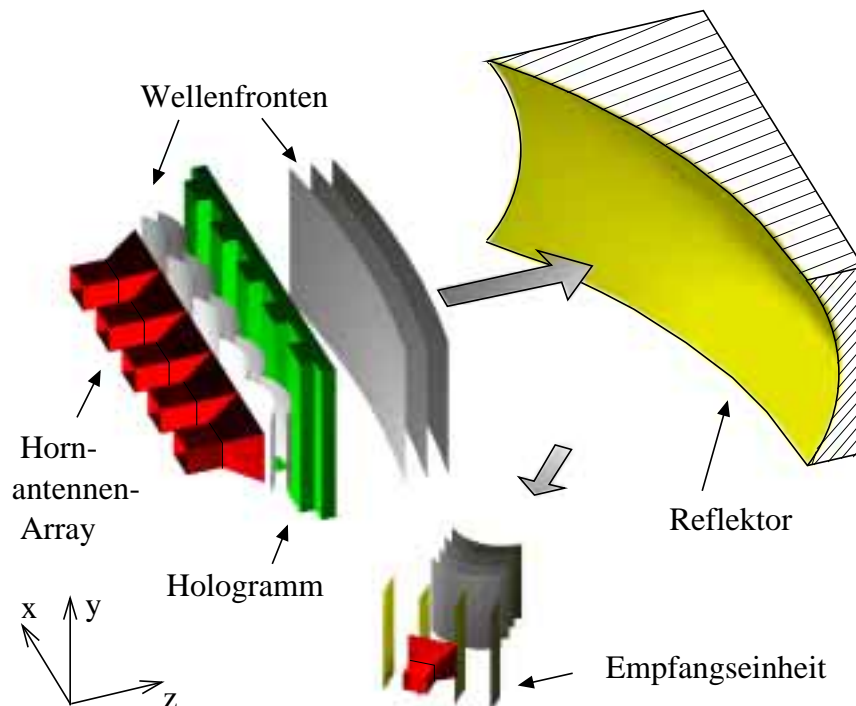


Bild 5.1: Dreidimensionale Darstellung zur Auskoppelschaltung mit einem Reflektor

veranschaulicht [87]. Während die Empfangseinheit im Brennpunkt des Spiegels angeordnet ist, müssen die Hornantennen zur Vermeidung von Abschattung außerhalb der zentralen Spiegelachse platziert werden, d. h. es kommt ein Offset-Reflektor zum Einsatz. Parabolspiegel sind für die Strahlformung Standardelemente, sodass auf sie problemlos zurückgegriffen werden kann.

Im Fall einer Zeilenanordnung wird durch das Phasengitter nur in der Achse der Zeile eine räumlich begrenzte, ebene Welle erzeugt, wodurch der Ansatz erweitert werden muss. In der vertikalen Achse (y -Richtung) kann der Hornantennenzeile näherungsweise ein Phasenzentrum zugeordnet werden (vgl. Abschnitt 4.4). Folglich kann die Zeile in der geometrischen Optik durch eine virtuelle Linienquelle repräsentiert werden, welche im Phasenzentrum liegt und sich über die Breite der Zeile erstreckt. Die Kontur der fokussierenden Spiegeloberfläche muss daher rotationssymmetrisch um diese Linienquelle geformt sein. Die hieraus resultierenden Querschnitte sind in Bild 5.2 skizziert. Der Reflektor hat auf diese Weise zwei unterschiedliche Brennweiten in x - und y -Richtung. Der y -Fokus liegt für paraxiale Strahlen in halber Radiendistanz. Es ist zu beachten, dass der Radius durch die Rotationssymmetrie von der jeweiligen x -Position abhängt. In strahlenoptischer Näherung findet in der y -Achse eine Selbstabbildung statt, d. h. die Empfangseinheit ist dort mit identischer Strahlcharakteristik wie die Antennenzeile auszulegen. In der x -Achse muss hingegen dafür gesorgt werden, dass die Empfangseinheit in einem Winkelbereich β identische Gewinne aufweist. Die Notwendigkeit wird im Betrieb als Leistungsteiler deutlich, da in diesem Fall die Leistung über diesen Bereich gleichmäßig verteilt wird. Der Winkelbereich β bestimmt sich aus der Brennweite sowie der Breite und Positionierung der Linienquelle vor dem Reflektor.

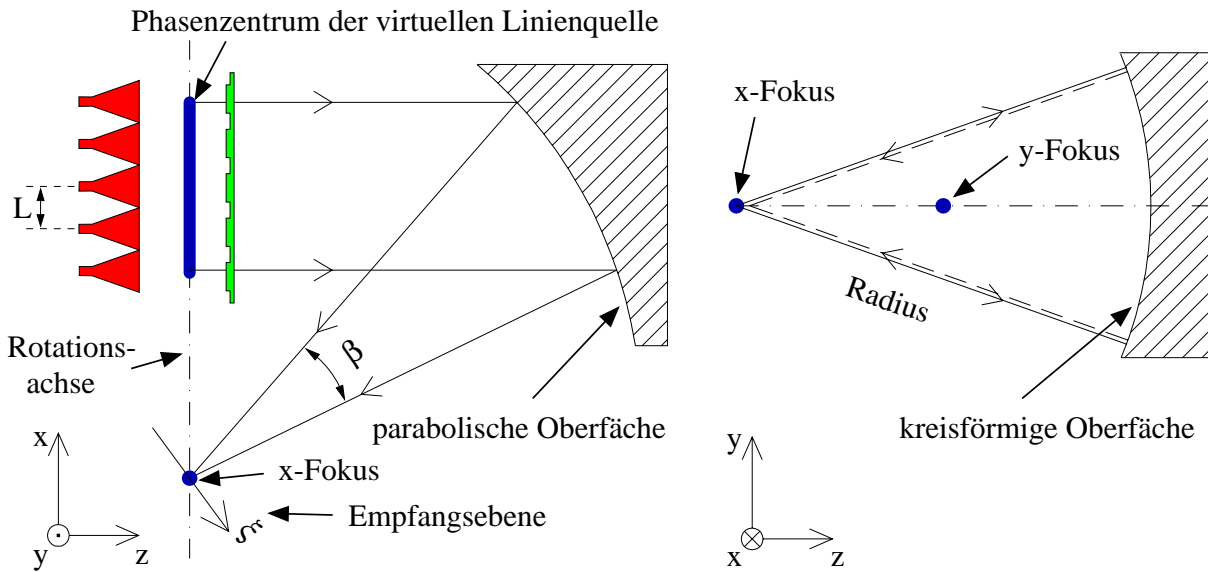


Bild 5.2: Querschnitte des Aufbaus mit strahlenoptischer Fokussierung

5.1.2 Grenzen der geometrischen Optik

Das aufgezeigte Konzept ist nur bedingt anwendbar, da sich der Spiegel im Nahfeld der Hornantennenzeile befindet. Er muss sich aber in dieser kurzen Distanz zur Zeile befinden, um eine Aufweitung des Strahlenverlaufes zu vermeiden. Andernfalls würde der Reflektor unpraktikable Abmessungen haben. Des Weiteren ist eine genaue Berechnung der Feldverteilung im Fokus mit Hilfe der geometrischen Optik nicht möglich. Sie wird im Allgemeinen nur für die Fernfeldberechnung von Reflektorsystemen eingesetzt.

Bereits aus den Abbildungseigenschaften von Gaußstrahlen wird aufgrund der x -Abhängigkeit des y -Fokus ersichtlich, dass eine unsymmetrische Feldverteilung in der ξ -Achse der Empfangsebene resultiert. Am Beispiel eines Gaußstrahls wird auch deutlich, dass das Phasenzentrum bei einer strahlenoptischen Modellierung im Nahfeld in der Strahltille eine ungeeignete Bezugsgröße für die Rechnung ist. In Bild 5.3 ist hierzu ein Vergleich des Strahlwinkels α im doppelten Abstand der konfokalen Distanz ($z = 2z_c$) von einer Gaußstrahlquelle dargestellt. Neben der geometrischen Bestimmung aus dem Phasenzentrum ist der Winkel α aus der Richtung des Poynting-Vektors $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$ und der lokal vorliegenden E -Feld-Phasendifferenz $\Delta\varphi$ bestimmt worden. Im letzten Fall ergibt sich der Strahlwinkel $\alpha(x)$ aufgrund des Huygens-Prinzips zu

$$\sin(\alpha(x)) = -\frac{\Delta\varphi(x)}{k_o \Delta x}. \quad (5.1)$$

Der aus der Phasendifferenz berechnete Strahlwinkel zeigt gute Übereinstimmung mit dem Winkel, der aus der Richtung des Poynting-Vektors berechnet wurde. Der Vorteil der Bestimmung auf diese Weise liegt darin, dass die Berechnung des H -Feldes vermieden werden kann. Dahingegen weicht der aus dem Phasenzentrum resultierende Winkel zu den Rändern hin zunehmend um einige Grad ab.

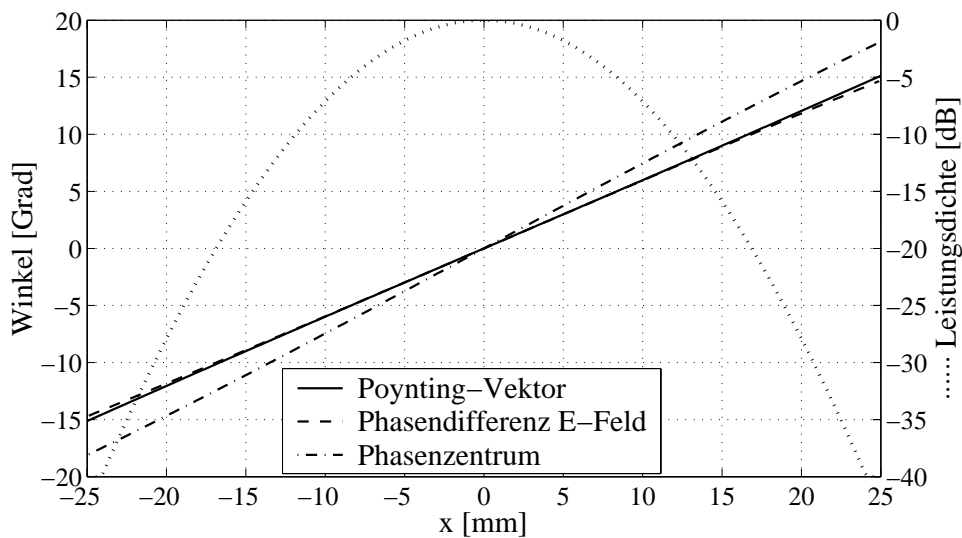


Bild 5.3: Vergleich der Berechnung des Strahlwinkels eines Gaußstrahls bei 150 GHz im Abstand $z = 2z_c = 76.41$ mm

Im Fall eines Gaußstrahls ist es jedoch prinzipiell möglich, den im Abstand z vorliegenden Krümmungsradius $R(z)$ gemäß Gl. (2.22) zu bestimmen (vgl. auch [20]). Wird hierauf das Phasenzentrum angepasst, so resultiert der gleiche Winkelverlauf wie durch die Bestimmung nach Gl. (5.1). Im Fall der Linienquelle müsste also der Verlauf des Phasenzentrums über der x -Achse angepasst werden, um die Berechnung der y -Richtungswinkel auf der Spiegeloberfläche richtig durchführen zu können. Des Weiteren ist für allgemeine Hörner zu beachten, dass verschiedene Definitionen für die Bestimmung des Phasenzentrums existieren [88] und diese wiederum vom Betrachtungsabstand abhängig sind [89]. Im Fall der für die Leistungsaddierer eingesetzten Hornantennen-Arrays finden Rechteck-Pyramidenhornantennen Anwendung.

Seit kurzem findet eine Entwicklung von kommerziellen Software-Paketen statt, welche in der Lage sind, genaue Feldberechnungen für die Analyse und den Entwurf von Spiegelsystemen durchführen zu können. Diese Programme sind jedoch zumeist auf den Mikrowellen- oder Optikbereich zugeschnitten und nicht für die Bedürfnisse des Submillimeterwellenbereiches ausgelegt [90]. Für die Leistungsaddition mit periodischen Strukturen ist außerdem die exakte Berechnung der Felder im Phasengitter und der resultierenden räumlich begrenzten, ebenen Welle ein zu spezielles Problem, welches in derartigen Software-Paketen keine Berücksichtigung findet.

5.1.3 Spiegelberechnung mit physikalischer Optik

Für die Bestimmung der Feldverteilung in der Empfangsebene ist die Feldberechnung mit hoher Genauigkeit über die Methode der physikalischen Optik durchführbar, da die Spiegeloberfläche im Verhältnis zur Wellenlänge geringe Krümmungen und große Ausmaße besitzt [91]. Für an den Rändern der Oberfläche auftretende Streufelder muss die Methode erweitert werden. Hier und im Folgenden wird die Spiegeloberfläche jedoch ausreichend groß gewählt, um möglichst

die gesamte Leistung zu fokussieren, da in der Leistungsadditionsschaltung auf einen hohen Wirkungsgrad abgezielt wird. Somit können Randeffekte vernachlässigt werden.

Bei der Berechnung wird davon ausgegangen, dass sich der auf der verlustlos angenommenen, metallischen Spiegeloberfläche induzierte Strom gemäß

$$\mathbf{J}(x_l, y_l) = 2 \mathbf{n}(x_l, y_l) \times \mathbf{H}(x_l, y_l, z_l) \quad (5.2)$$

bestimmen lässt. Für diese Berechnung muss die Oberfläche in geeignete Flächenbereiche unterteilt werden, auf denen die H -Feldkomponenten gemäß Gl. (2.2) durch Fourier-Rücktransformation der Eigenwellenentwicklung des Freiraums bestimmt werden. Für den Spiegel ist das Höhenprofil $z_l = f(x_l, y_l)$ in lokalen Spiegelkoordinaten (x_l, y_l) formulierbar. Für die zur Berechnung notwendige Diskretisierung lassen sich hieraus für jedes Flächenelement der Normalenvektor \mathbf{n} und die Flächengröße $\Delta A(x_l, y_l)$ bestimmen. Die Lokalkoordinaten sind kartesisch und äquidistant gewählt worden; es können jedoch auch andere Koordinaten zu Grunde gelegt werden (vgl. z. B. [92]).

Mit Hilfe der Ströme lässt sich das magnetische Vektorpotential \mathbf{A} durch Überlagerung aller Beiträge und die hieraus resultierenden elektrischen und magnetischen Felder für jeden Punkt (ξ, y) in der Empfangsebene gemäß

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(\xi, y) &= \sum_{\Omega} \mathbf{J}(x_l, y_l) \frac{e^{-jk_o r}}{4\pi r} \Delta A(x_l, y_l) \\ \Rightarrow \quad \mathbf{H} &= \nabla \times \mathbf{A} \quad \text{und} \quad \mathbf{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon_o} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned} \quad (5.3)$$

bestimmen, wobei r den Differenzabstand zwischen den jeweiligen Punkten auf den Lokalkoordinaten des Spiegels und der Empfangsebene darstellt und sich Ω über alle Koordinatenpunkte (x_l, y_l) der Spiegeloberfläche erstreckt. Das elektrische Feld lässt sich hieraus gemäß

$$\mathbf{E} = \frac{k_o Z_o}{j} \sum_{\Omega} \left[\left(1 - \frac{j}{k_o r} - \frac{1}{k_o^2 r^2} \right) \mathbf{J} - \left(1 - \frac{3j}{k_o r} - \frac{3}{k_o^2 r^2} \right) (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{J}) \mathbf{e}_r \right] \frac{e^{-jk_o r}}{4\pi r} \Delta A \quad (5.4)$$

ableiten, wobei \mathbf{e}_r den Einheitsvektor der Richtung des Differenzabstandes und $Z_o = \sqrt{\mu_o/\epsilon_o}$ die Freiraumwellenimpedanz bezeichnen (vgl. auch [91, 92]). Mit Hilfe dieser Formel wurde das elektrische Feld in der Empfangsebene eines fünfelementigen 65 GHz-Zeilensystems mit rotationssymmetrischem Reflektor bestimmt [87]. Im Anhang A ist in Bild A.18 das resultierende Feld dargestellt. Des Weiteren ist ein Vergleich des Ergebnisses mit korrespondierenden Betragsfeldmessungen durchgeführt worden (vgl. Abschnitt 6.2). Es wird ersichtlich, dass neben der zentralen Fokussierung auch gleichmäßig verteilte Feldanteile in der ξ -Achse erzeugt werden, was darauf zurückzuführen ist, dass durch die fouriertransformierende Eigenschaft des Spiegels die Rechteck-Funktion der räumlich begrenzten, ebenen Welle in eine si-Funktion¹ gewandelt wird.

¹ $\text{si}(\xi) = \sin(\xi)/\xi$

5.1.4 Empfangseinheit

Die Aufgabe der Empfangseinheit ist, die in der Empfangsebene resultierende Feldverteilung mit hohem Wirkungsgrad in einen Hohlleiter einkoppeln zu können. In Bild 5.1 ist eine Empfangseinheit skizziert, welche bereits in [8] vorgeschlagen wurde. Vor einer Rechteck-Pyramidenhornantenne wird eine metallische, periodische Struktur platziert, welche bewirken soll, dass die Richtwirkung über den Winkelbereich β gleichmäßig verläuft. Eine solche Struktur wurde in [93] mit der Zielsetzung untersucht, sie für einen kompakten Antennenmessraum einzusetzen. Das Entwurfsziel ist insofern identisch, als dass im Antennenmessraum eine ebene Welle zur Verfügung gestellt werden soll, um die Strahlungscharakteristik von Antennen zu untersuchen. Die Freiheitsgrade der Struktur sind neben der Hornantennen-Geometrie (Länge, Breite und Höhe) der Abstand, die Dicke und die Periodenlänge der metallischen Struktur. Durch Variation dieser Parameter kann jedoch kein befriedigender Koppelwirkungsgrad bestimmt werden, sodass nach alternativen Konzepten für die Empfangseinheit gesucht werden muss. Die Ursache ist darin zu finden, dass das Grundprinzip der Erzeugung einer gleichmäßigen Richtwirkung über den Winkelbereich β nur in der strahlenoptischen Näherung Gültigkeit hat.

Eine Möglichkeit, die Einkopplung zu verbessern, besteht darin, die Geometrie des Empfangshorns zu variieren. Ein untersuchter Querschnitt ist zur Veranschaulichung in zwei Ebenen in Bild 5.4 dargestellt. Hierbei ist durch den Sprung in der ξz -Ebene beabsichtigt, gezielt höhere Hohlleiter-Eigenwellen anzuregen, um eine bessere Anpassung an die *si*-förmige¹ Feldverteilung zu erhalten. In der yz -Ebene werden die Höhe der Stufen und der Öffnungsverlauf für eine bessere Anpassung optimiert. Ihre Funktion ist dabei analog zu der eines Rillenhorns, bei dem durch die Rillen eine Oberflächenimpedanztransformation erzielt werden soll [20]. Auf diese Weise wird ein maximaler, theoretischer Wirkungsgrad von 84.5 % erreicht, welcher jedoch bei Messungen in einem 65 GHz-Zeilenaufbau nur bei 67 % liegt. Insbesondere ist festzustellen, dass die Leistungsaufteilung im reziproken Betrieb auf die fünf Elemente ungleichmäßig erfolgt. Wie sich im Folgenden zeigt, ist eine Anpassung der Spiegeloberflächenkontur notwendig. Da zusätzlich die Umformung in einen Gaußstrahl wünschenswert ist, werden die weiteren Konzepte mit dieser Zielsetzung untersucht.

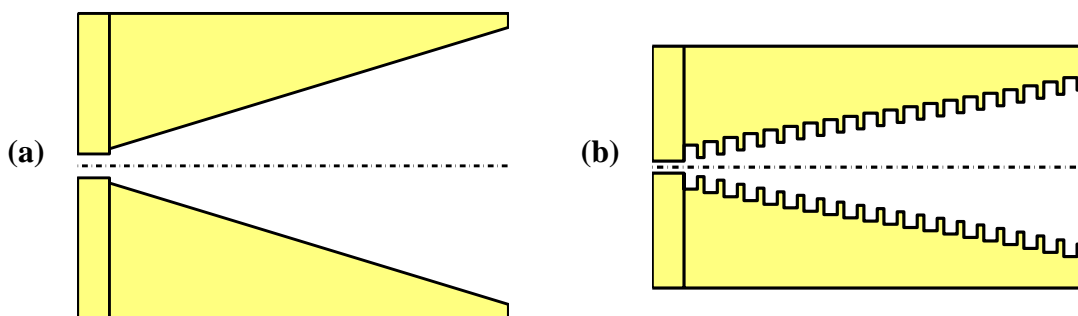


Bild 5.4: Querschnitte eines Empfangshorns in (a) ξz - und (b) yz -Ebene

5.2 Realisierung mit zwei Phasenplatten

5.2.1 Grundprinzip der Strahlbeeinflussung in zwei Ebenen

Wie in den folgenden Abschnitten näher erläutert wird, ist ein Entwurf der Auskoppelschaltung durch eine Beeinflussung des Strahlenverlaufes in zwei Ebenen Erfolg versprechend. Auf diese Weise können beliebige Komponenten aufeinander angepasst werden. Diese Vorgehensweise ist ebenfalls in der Hochfrequenztechnik bekannt und wird beim Entwurf von Doppelspiegelsystemen eingesetzt. Dabei wird ein kleiner Subreflektor in geringem Abstand von der Sendehornantenne platziert, welcher die Strahlung auf einen größeren Hauptreflektor lenkt, um die Leistung mit hoher Richtwirkung ins Fernfeld abzustrahlen. Hierzu sind verschiedene Konfigurationen möglich [15]. Aufgrund der unterschiedlichen Spiegelgrößen wird die Amplitudenverteilung im Wesentlichen von der Kontur des Subreflektors, die Phasenverteilung von der Kontur des Hauptreflektors beeinflusst. Die Realisierung von Auskoppelschaltungen mit Dual-Offset-Reflektoren wird in Abschnitt 5.3 aufgezeigt.

Ein analoges Vorgehen ist mit dielektrischen Linsen beschreibbar. Bei Linsen stehen prinzipiell die Konturen der Vorder- und Rückseite zur Strahlbeeinflussung zur Verfügung, sodass die Funktion des Subreflektors auf die eine und die des Hauptreflektors auf die andere Seite übertragen werden kann [94]. Da auf diese Weise für große Leistungsumverteilungen eine dicke Linse resultiert, ist es sinnvoller, zwei getrennte Linsen zu verwenden. Ein solcher Ansatz kann in [95] gefunden werden, bei dem die Aufweitung eines Laserstrahles betrachtet wird.

Im Folgenden wird dieser Ansatz mit Phasenplatten realisiert, deren Anordnung in Bild 5.5 skizziert ist. Die Phasenplatte 1 (Ebene P1) ist im Abstand d_1 vom Phasenzentrum einer Gaußstrahl-Antenne angeordnet, in welche die Gesamtleistung eingekoppelt werden soll. Die Phasenplatten besitzen voneinander den Abstand d_2 , während Phasenplatte 2 (Ebene P2) im Abstand d_3 vom Ausgang des holographischen Leistungsaddierers, d. h. vom Phasengitter

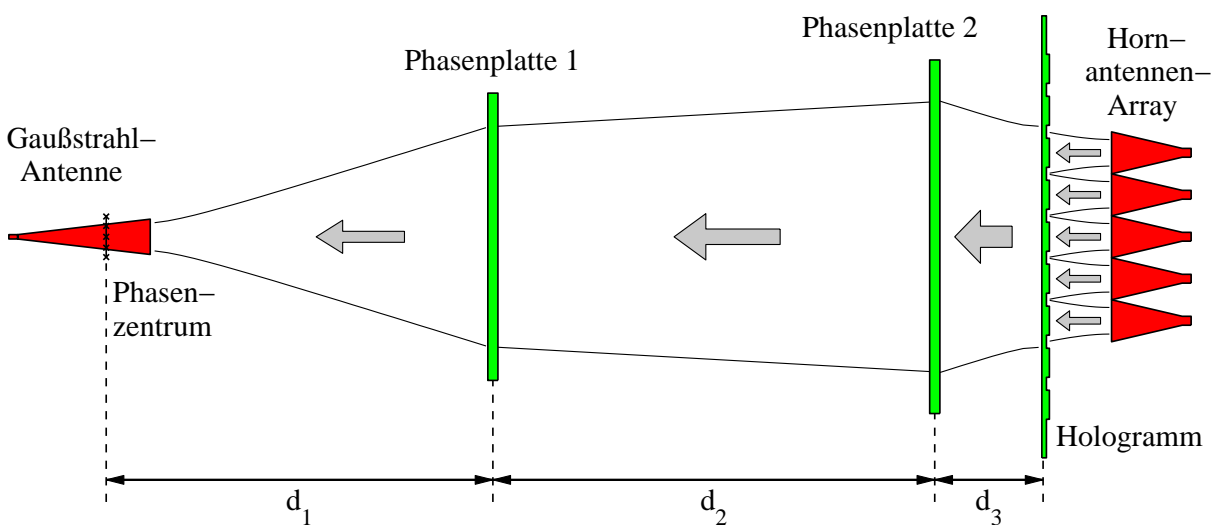


Bild 5.5: Konzept zur Auskoppelschaltung mit Phasenplatten

platziert ist. Für den Entwurf werden die Phasenplatten als elektrisch dünn angesehen, sodass nur eine Phasenbeeinflussung der durchlaufenden Wellen angenommen wird.

5.2.2 Zuordnung der Leistungen mit Leistungsverteilungsfunktionen

Die Phasenmodulationen $\varphi_{P1}(x, y)$ und $\varphi_{P2}(x, y)$ können anhand der in den jeweiligen Ebenen vorliegenden Leistungsverteilungen bestimmt werden. Die in Ebene P2 vorliegende Feldverteilung kann durch Fourier-Rücktransformation der Eigenwellenentwicklung der räumlich begrenzten Anregung des Leistungsaddierers bestimmt werden. In Ebene P1 muss die konjugierte Feldverteilung der Gaußstrahl-Antenne vorliegen, welche auf analoge Weise bestimmt werden kann. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus und der Tatsache, dass die Felder in guter Näherung in x - und y -Achse separabel sind, wird der Entwurf zunächst nur in der x -Achse mit Anregung E_y betrachtet.

Die in den Ebenen vorliegenden Leistungsdichten lassen sich aus den Feldern gemäß

$$p(x) = \operatorname{Re}\{E_y(x) \times H_x^*(x)\} \approx |E_y(x)|^2/Z_o \quad (5.5)$$

berechnen, woraus sich die jeweiligen Gesamtleistungen mit

$$P_{P1} = \int_{-\infty}^{\infty} p_{P1}(x_{P1}) dx_{P1} \quad \text{und} \quad P_{P2} = \int_{-\infty}^{\infty} p_{P2}(x_{P2}) dx_{P2} \quad (5.6)$$

ergeben. Mit diesen Größen werden nun die normierten, integralen Leistungsverteilungen $IP_{P1}(x_{P1})$ und $IP_{P2}(x_{P2})$ definiert:

$$IP_{P1}(x_{P1}) = \frac{1}{P_{P1}} \int_{-\infty}^{x_{P1}} p_1(\xi_{P1}) d\xi_{P1} \quad \text{und} \quad IP_{P2}(x_{P2}) = \frac{1}{P_{P2}} \int_{-\infty}^{x_{P2}} p_2(\xi_{P2}) d\xi_{P2}. \quad (5.7)$$

Die Verteilungsfunktionen sind monoton wachsend mit

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} IP(x) = 0 \quad \text{und} \quad \lim_{x \rightarrow +\infty} IP(x) = 1. \quad (5.8)$$

Durch Gleichsetzen lässt sich aus ihnen eine mit diesen Eigenschaften eineindeutige Zuordnung der Leistungen zwischen Ebene P1 und P2 bestimmen:

$$x_{P2} = IP_{P2}^{-1}\{IP_{P1}(x_{P1})\}. \quad (5.9)$$

Veranschaulichung an numerischem Beispiel – strahlenoptische Umsetzung

Die resultierende Leistungszuordnung lässt sich graphisch lösen und das Prinzip hieran verdeutlichen. Hierzu sind die Leistungsverteilungsfunktionen und ihre Zuordnung in Bild 5.6 (b) am Beispiel der Leistungsdichten des realisierten 150 GHz-Zeilenaufbaus dargestellt. Die Leistungsdichte in Ebene P1 resultiert aus der Gaußstrahl-Antenne. Ihre Verteilungsfunktion kommt der gaußschen Fehlerfunktion gleich. Die Leistungsdichte in Ebene P2, welche sich in kurzem

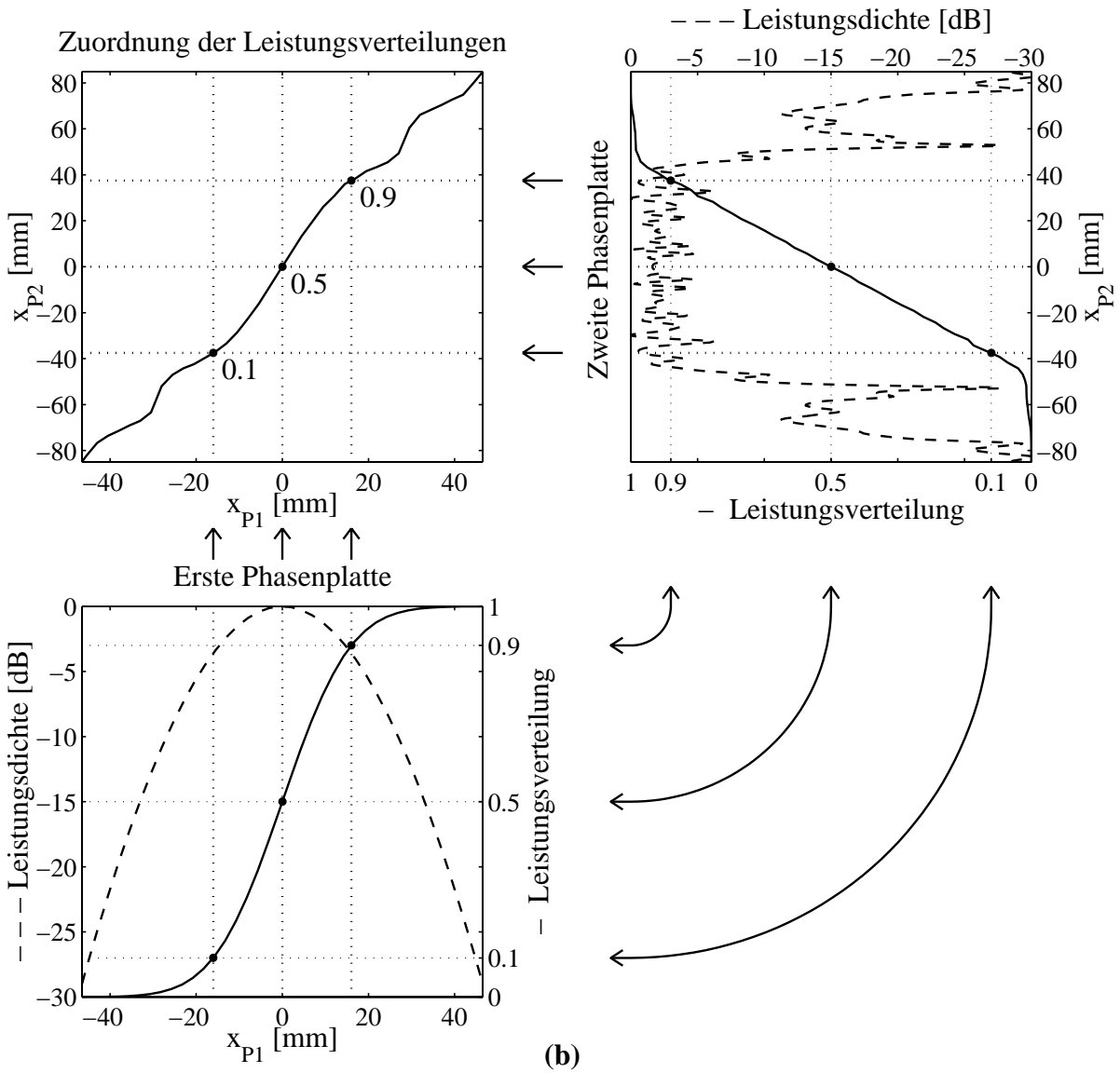
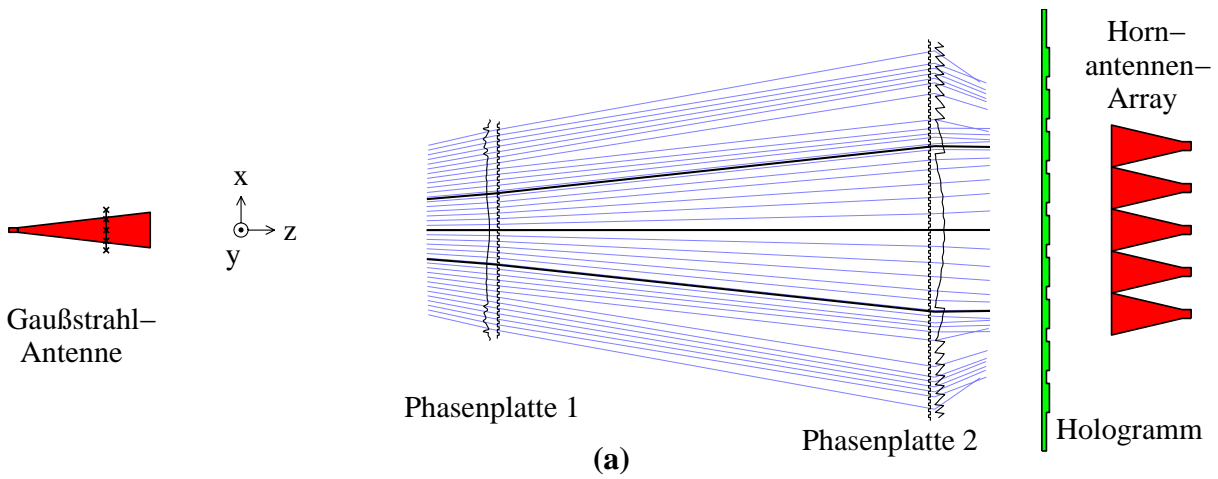


Bild 5.6: Grundebene des realisierten 150 GHz-Zeilenaufbaus mit Phasenplatten ($y = 0$)
(a) Strahlenverlauf und Kontur der Phasenplatten, **(b)** Zuordnung der Leistungsverteilungen

Abstand hinter dem Phasengitter des Leistungsaddierers befindet, entspricht der räumlich begrenzten, ebenen Welle. An den Seiten sind Nebenmaxima erkennbar, die aufgrund der endlichen, fünfelementigen Anregung zustandekommen. Aus der Leistungsverteilungsfunktion wird ersichtlich, dass sie nur geringen Anteil zur Abstrahlung beitragen. Die Verteilungsfunktion verläuft dementsprechend näherungsweise linear. Am Raster der Graphen sind drei ausgewählte Punkte der Zuordnung hervorgehoben ($IP = 0.1, 0.5$ und 0.9).

In Bild 5.6 (a) ist die Realisierung der Zuordnung von Gl. (5.9) in strahlenoptischer Näherung anhand von ausgewählten Strahlen verdeutlicht, welche in Ebene P1 äquidistant verteilt sind. Die Bestimmung der Phasenplattenkonturen wird in Abschnitt 5.2.4 erklärt. Die Strahlen der ausgewählten Punkte sind hervorgehoben. Im Bereich zwischen ihnen befindet sich 80 % der transportierten Leistung.

Mit der strahlenoptischen Näherung ist eine erste Lösung für die Umsetzung der Zuordnung gegeben. Aus den Winkeldifferenzen der Strahlenverläufe resultieren die Phasenmodulationsfunktionen in den beiden Ebenen. Die Einstrahlwinkel lassen sich mit dem Poynting-Vektor oder aus der Phasendifferenz $\Delta\varphi(x)$ des E -Feldes gemäß Gl. (5.1) bestimmen. Da die geometrische Optik nur näherungsweise gilt, sollte die Feldberechnung durch Fourier-Optik überprüft werden. Hierzu kann beispielsweise von der Lösung der Phasenmodulation in Ebene P2 ausgegangen und die hieraus resultierende genaue Feldverteilung der räumlich begrenzten, ebenen Welle nach Ausbreitung über die Distanz d_2 in die Ebene P1 bestimmt werden. Das Resultat sollte betragsmäßig dem gaußschen Feld entsprechen. Treten Abweichungen auf, welche den Wirkungsgrad verringern, muss die Phasenmodulation der Ebene P2 geeignet angepasst werden. Für den realisierten Aufbau beträgt der Koppelfaktor in der x -Achse bereits 97.7 %, sodass dies nicht erforderlich ist.

Für die y -Achse des 150 GHz-Zeilenaufbaus kann mit entsprechendem Vorgehen sogar eine Übereinstimmung von 99.7 % gefunden werden. In dieser Achse muss die Feldverteilung der Rechteckhornantennen in einen Gaußstrahl überführt werden. Die entsprechende Zuordnung der Leistungen mit Hilfe der Leistungsverteilungsfunktionen sowie die resultierenden Strahlenverläufe sind in Bild 5.7 dargestellt.

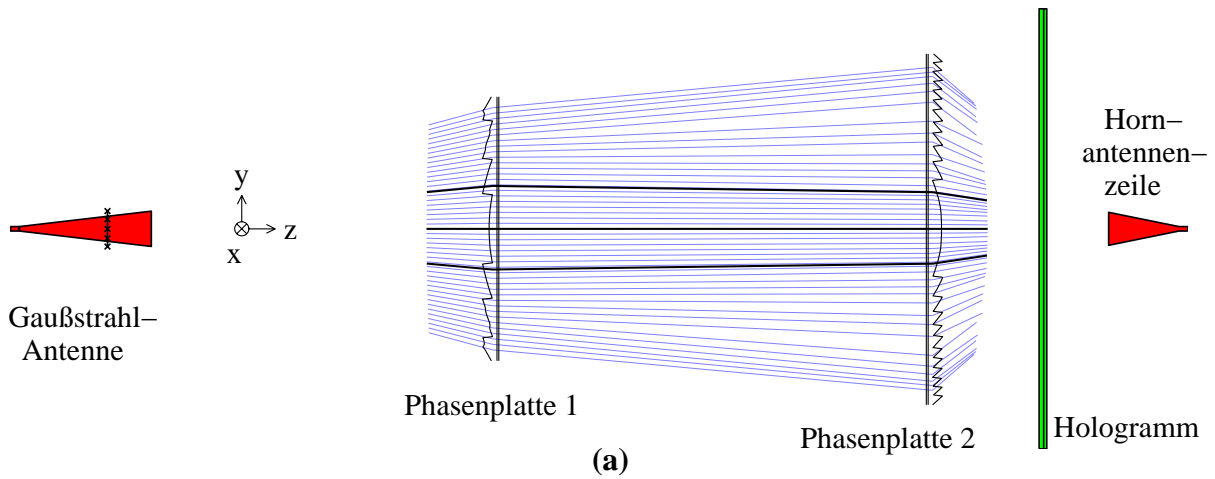
Erklärung der Funktionalität und ihrer Grenzen

Die guten Übereinstimmungen sind darauf zurückzuführen, dass zum einen die Abstände d_1 und d_2 genügend groß gewählt sind. Hierdurch sind die Einfalls- und Ausfallwinkel auf den Phasenplatten relativ klein. Die Abstände sind zudem für die in Abschnitt 5.2.4 beschriebene Umsetzung der Phasenmodulation von Vorteil. Zum anderen ist die gewählte Zuordnung der Leistungsverteilungen gemäß Gl. (5.9) diejenige, welche mit minimaler Winkeländerung eine gleichmäßige Aufweitung erzielt.

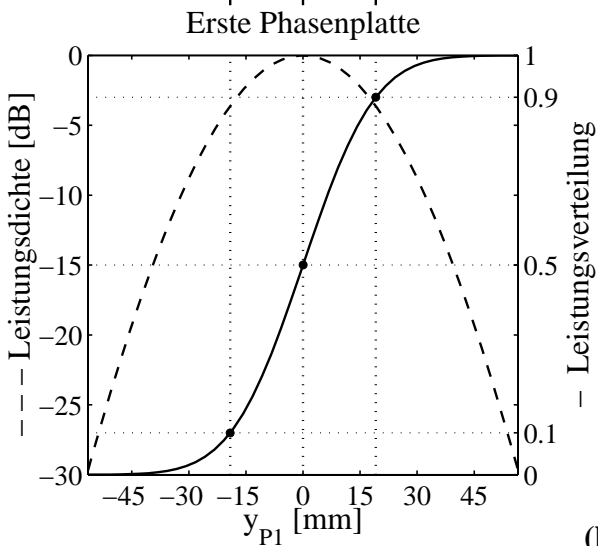
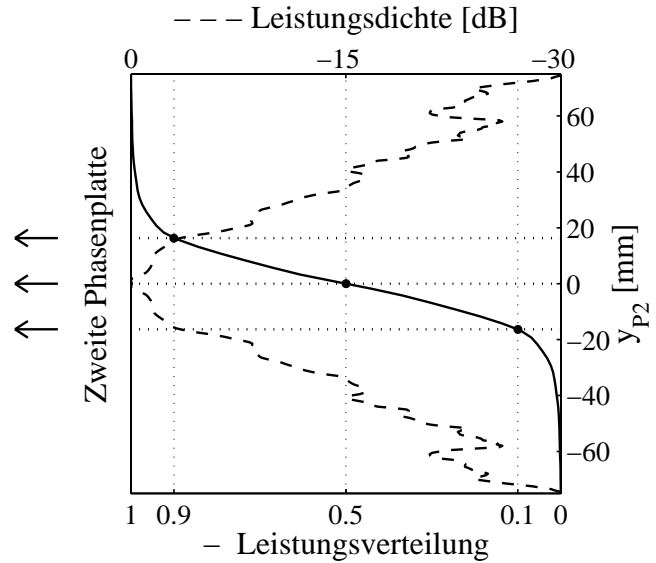
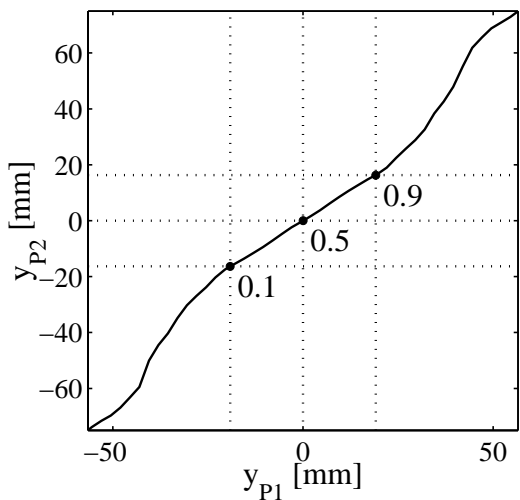
Neben der aus diesem Grund gewählten Leistungszuordnung sind prinzipiell beliebige andere denkbar. Ein einfaches Beispiel hierzu ist die Umkehrzuordnung, d. h.

$$x_{P2} = IP_{P2}^{-1}\{1 - IP_{P1}(x_{P1})\} = -IP_{P2}^{-1}\{IP_{P1}(x_{P1})\}. \quad (5.10)$$

Die letzte Identität gilt dabei nur, wenn Symmetrie vorliegt. Offensichtlich müssen hierbei die Strahlen der Ränder durch größere Winkelbeeinflussung längere Wege zurücklegen. Zwischen



Zuordnung der Leistungsverteilungen



(b)

Bild 5.7: Senkrechte Ebene des realisierten 150 GHz-Zeilenaufbaus mit Phasenplatten ($x = 0$)
 (a) Strahlenverlauf und Kontur der Phasenplatten, (b) Zuordnung der Leistungsverteilungen

den Phasenplatten tritt eine zentrische Feldkonzentrierung auf, welche bei Betrachtung von Gaußstrahlumformung zu einer Fokussierung führen würde. Die strahlenoptische Näherung ist nicht mehr gültig. Weitere, beliebige Verteilungen sind denkbar, z. B. eine verschachtelte oder portionsweise Zuordnung. Letzteres kommt der Leistungsaddition mit Dammann- oder Fourier-Gittern nahe (vgl. Abschnitt 2.2). Hierbei sind also Beugungseffekte zu berücksichtigen.

Grundsätzlich liegt es auch nahe, Phasenplatte 2 und das Phasengitter des Leistungsaddierers in eine Ebene zusammenzulegen, also $d_3 = 0$ zu setzen. Das Profil, welches in dem Fall aus der Leistungsverteilungszuordnung resultiert, ähnelt in grober Näherung der Überlagerung aus beiden bisher getrennt betrachteten Funktionen. Das Problem hierbei liegt im Folgenden: Mit diesem Ansatz sind die Streueffekte der Stufen und die reflexionsarm angepassten Schichtdicken des periodischen Phasengitters nicht berücksichtigt. Die Phasenmodulation kann durch die Sprünge nicht mehr als elektrisch dünn angesehen werden. Eine genaue Rechnung der Eigenwellenkopplungen in der Gesamtstruktur ist numerisch zu aufwändig, da zum einen die Breite einem mehrfachen Elementabstand entspricht und zum anderen die Rechnung in mehrere Schichten aufzuteilen ist, in denen die jeweiligen Eigenwellen zu bestimmen sind.

Zweidimensionale Zuordnungen

Die Möglichkeit, die Entwürfe aufgrund der Separabilität und symmetrischen Anordnung in x - und y -Achse aufzuteilen, ist ein wesentlicher Vorteil dieses Entwurfskonzeptes. Werden die Phasenmodulationen, die aus den Leistungsverteilungszuordnungen gemäß Bild 5.6 und 5.7 für den 150 GHz-Zeilenaufbau resultieren, überlagert und die Berechnung der Kopplung dreidimensional vollzogen, so ergibt sich ein Wirkungsgrad von 96.6 %, der diese Aussage bestätigt.

Falls die Feldverteilungen nicht separabel sind, muss das Vorgehen verallgemeinert werden. Die Zuordnung nach den Leistungsverteilungen ist aufgrund der zweidimensionalen Abhängigkeit nicht eindeutig gegeben. Ein Ansatz, eine eindeutige Zuordnung zu erhalten, besteht darin, die xy -Ebenen in mehrere Schnitte zu zerlegen, welche jeweils zueinander die gleichen Leistungen enthalten. Eine einfache Umsetzung ist die Zerlegung in lineare Schnitte, beispielsweise also x -Schnitte. Um zu gewährleisten, dass die Schnitte die gleichen Leistungen enthalten, kann die Zuordnung anhand der aufsummierten Leistungen und der daraus resultierenden Leistungsverteilungsfunktion erfolgen. Innerhalb jedes einzelnen Schnittes kann dann wiederum eine eindimensionale Leistungsverteilungszuordnung erfolgen. Hierbei sollte beachtet werden, dass es vorteilhaft ist, die Zuordnung auf die vorliegende Problemstellung anzupassen, um eine sinnvolle Lösung zu erhalten.

5.2.3 Feldverläufe am Beispiel des 150 GHz Leistungsaddierers

Für die Auskoppelschaltung des 150 GHz Leistungsaddierers wurden bereits im obigen Abschnitt Ergebnisse zur Erläuterung der Leistungszuordnung aufgezeigt. Für die Abstände wurden $d_1 = 190.0$ mm, $d_2 = 200.0$ mm und $d_3 = 48.4$ mm gewählt. Für den Leistungsaddierer sind die Entwurfsdaten aus den Abschnitten 4.3.3 und 4.4 zugrundegelegt worden. Für die Gaußstrahl-Antenne sind die Daten eines realisierten Dual-Mode-Horns verwendet worden,

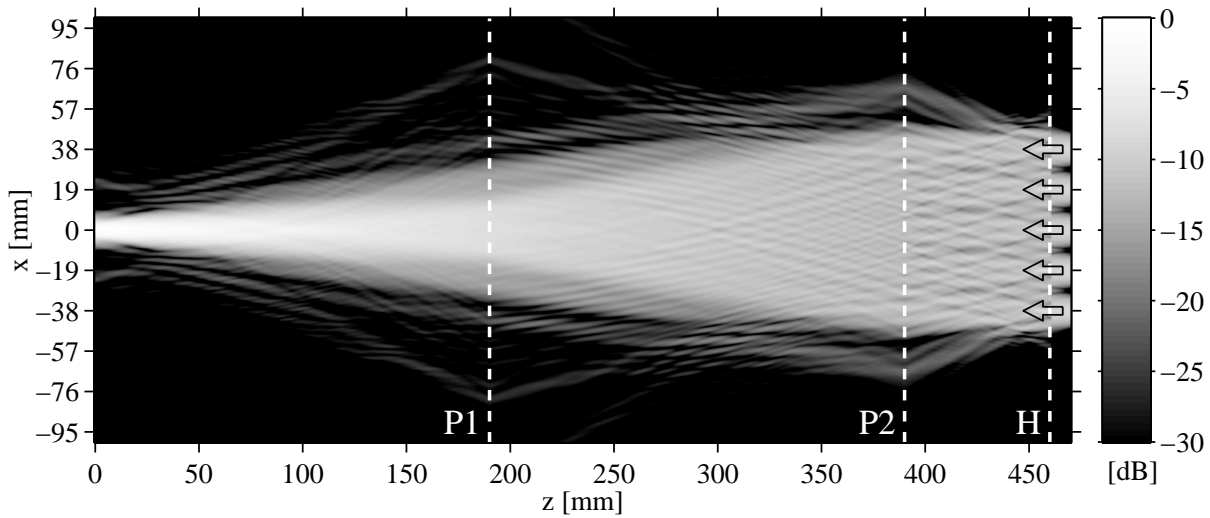


Bild 5.8: Betrag des elektrischen Feldes bei identischer Anregung der fünf Elemente eines 150 GHz-Leistungssaddierers mit Auskoppelschaltung aus idealen Phasenplatten zur Erzeugung eines Gaußstrahles $w_0 = 4.93$ mm bei $z = 0$ mm

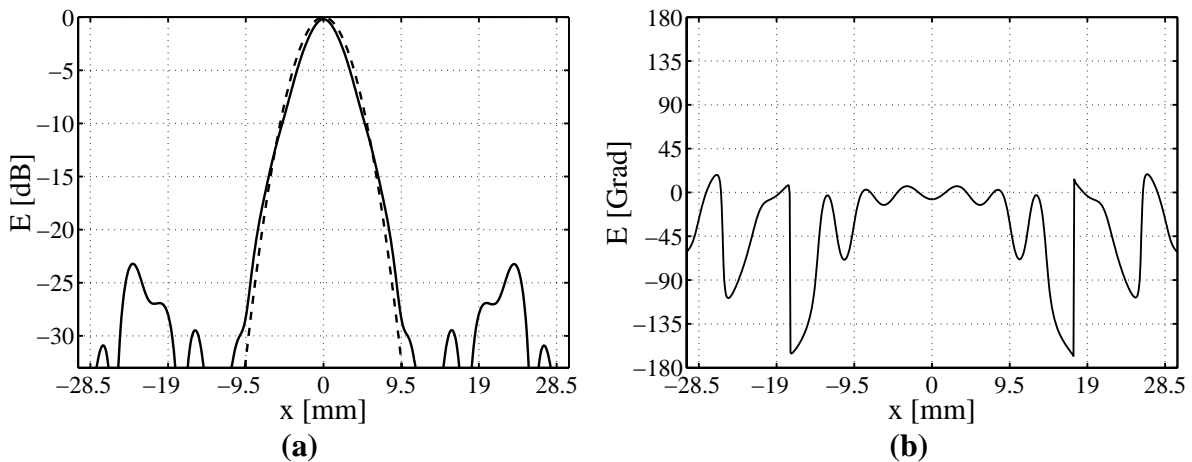


Bild 5.9: (a) Betrag und (b) Phase des elektrischen Feldes zu Bild 5.8 in der Ebene $z = 0$ mm (durchgezogene Linie), Gaußstrahl mit $w_0 = 4.93$ mm (gestrichelte Linie)

welches eine asymmetrische Strahltaile $w_{0,x} = 4.93$ mm und $w_{0,y} = 4.35$ mm mit Versatz $dp_{yx} = 11.7$ mm zwischen den Phasenzentren besitzt (vgl. auch Abschnitt 6.4).

In Bild 5.8 ist der Betrag des elektrischen Feldes bei identischer Anregung der fünf Elemente in der Grundebene des Zeilenentwurfs dargestellt. Die Rechnung wurde mit den Freiraum-Eigenwellenentwicklungen und der Annahme idealer Phasenplatten durchgeführt. Für diese Anregung sind die Phasenplatten mit strahlenoptischer Leistungszuordnung gemäß Bild 5.6 ausgelegt. Die Anwendbarkeit des Konzepts wird aus dem Verlauf sowie den in Bild 5.9 gezeigten Beträgen und Phasen des elektrischen Feldes in der Ebene des Gaußstrahles verdeutlicht. Neben einer guten Übereinstimmung mit dem Profil eines Gaußstrahles sind nur geringe Störungen des Feldes zu erkennen, welche unter -23 dB liegen.

Bild 5.10 stellt die Beträge der Feldverteilungen dar, wenn der Leistungsaddierer jeweils nur an einem der fünf Elemente betrieben wird. Aufgrund der Symmetrie sind nur drei Feldbilder dargestellt. Die Felder nehmen nach Durchlaufen der beiden Phasenplatten eine breit gestreute Verteilung an. Der Gaußstrahl aus Bild 5.9 entsteht erst dann, wenn die fünf Einzelanregungen mit identischer Phase und Leistung konstruktiv überlagert werden. Die gestreuten Felder heben sich weitgehend gegenseitig auf. Hiermit werden auch die verbleibenden Nebenmaxima verständlich.

Die Koppelfaktoren, welche aus den dreidimensionalen Berechnungen bei Anregung der einzelnen Elemente resultieren, sind in Abschnitt 6.5.1 tabelliert. Dort werden sie mit korrespondierenden Messungen am realisierten Aufbau verglichen. Grundsätzliche Betrachtungen zu Betrags- und Phasenvariationen werden in Abschnitt 5.4.1 diskutiert.

5.2.4 Realisierung der Phasenmodulationen durch Fresnel-Linsen

Bisher wurde bei der Berücksichtigung der Phasenmodulation nur von der Näherung ausgegangen, dass die Phasenplatten elektrisch dünn sind. Dies entspricht der Näherung dünner Linsen. Für eine praktische Realisierung der Phasenplatten wird ein Dielektrikum verwendet, dessen Höhenprofil geeignet zu dimensionieren ist. Für die Herstellbarkeit wird davon ausgegangen, dass eine Seite plan ist. Da auch hier ein Material benötigt wird, welches niedrige ohmsche Verluste aufweist und mechanisch leicht zu bearbeiten ist, wird wiederum Teflon verwendet (vgl. Abschnitt 4.2.3).

Reflexionsmindernde Vergütungsschicht

Je kleiner die Dielektrizitätszahl ist, desto geringer fallen die Reflexionen bei einem Schichtwechsel aus. Bei senkrechtem Einfall entstehen 3 % Reflexionen, wenn $\varepsilon_r = 2.06$ beträgt. Falls sich die Reflexionen von Vorder- und Rückseite konstruktiv überlagern, führen sie sogar zu 12 % Reflexionsverlusten. Eine Vergütung auf der unebenen Oberfläche ist schwierig zu realisieren, da ein künstliches Dielektrikum zum Einsatz kommen müsste. Aus diesem Grund wird nur die ebene Seite vergütet, sodass zumindest die Vervierfachung des Reflexionsverlusts durch konstruktive Interferenz vermieden wird. Zur Erzeugung einer $\lambda/4$ -Schicht wird das Dielektrikum mit periodischen Stufenrillen versehen, die einen Abstand aufweisen, welcher deutlich unterhalb der Wellenlänge liegt. Im vorliegenden Fall beträgt der Abstand ca. $0.42 \lambda_0$. Dies ist bereits bezüglich der Funktionalität ein sehr großer Wert, welcher jedoch gerade noch fertigbar ist. Insbesondere bei Frequenzen im Submillimeterwellenbereich wird die Realisierung mit steigender Frequenz immer schwieriger.

Der Füllfaktor f der Stufen stellt das Verhältnis der Stufen- zur Periodenbreite dar. Die resultierende, künstliche Dielektrizitätszahl $\varepsilon_{r,eff}$ hängt von der Polarisierung des Feldes ab [20]. Dies ist anhand des stationären Grenzfalles nachvollziehbar. Ist das elektrische Feld parallel zu den Stufen, kann $\varepsilon_{r,eff||}$ aus einer Parallelschaltung der mit Luft und Dielektrikum gefüllten Kapazitäten betrachtet werden. Wenn das Feld senkrecht zu den Stufen steht, ergibt sich eine Serienschaltung. Die Schicht hat also anisotropes Verhalten. Für die beiden verschiedenen Fälle

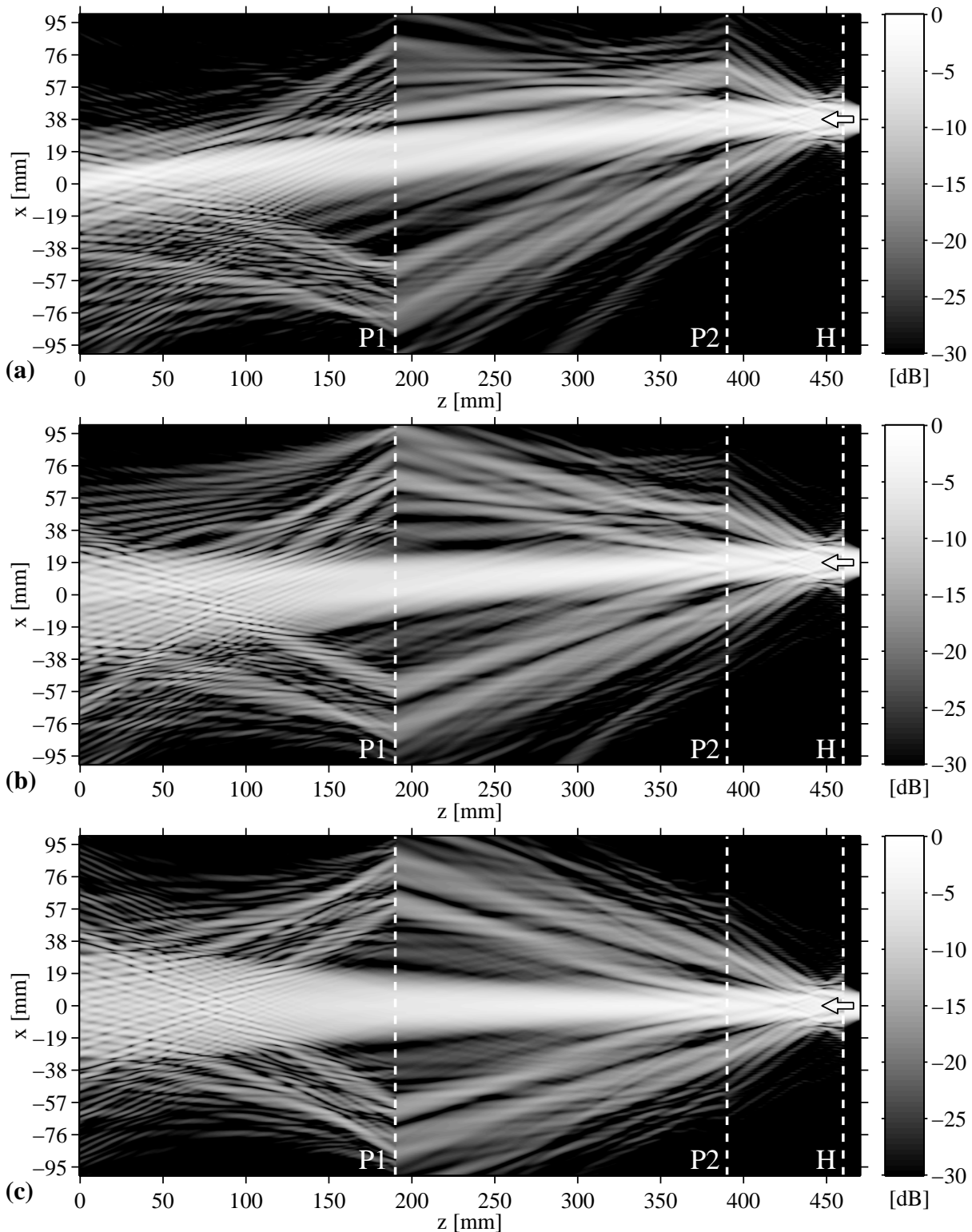


Bild 5.10: Betrag des elektrischen Feldes bei einzelner Anregung der fünf Elemente des Leistungsaddierers mit Auskoppelschaltung aus idealen Phasenplatten: (a) Element bei $x = 38$ mm, (b) Element bei $x = 19$ mm, (c) Element bei $x = 0$ mm. Der Feldverlauf des Elementes bei $x = -19$ mm bzw. -38 mm ist symmetrisch zu (b) bzw. (a).

bestimmen sich die Füllfaktoren zur Erreichung der künstlichen Dielektrizitätszahl $\varepsilon_{r,eff} \stackrel{!}{=} \sqrt{\varepsilon_r}$ gemäß

$$\varepsilon_{r,eff\parallel} = 1 + f_{\parallel}(\varepsilon_r - 1) \quad \Rightarrow \quad f_{\parallel} = \frac{\sqrt{\varepsilon_r} - 1}{\varepsilon_r - 1}, \quad (5.11)$$

$$\varepsilon_{r,eff\perp} = \frac{1}{1 - f_{\perp} + f_{\perp}/\varepsilon_r} \quad \Rightarrow \quad f_{\perp} = \frac{\varepsilon_r - \sqrt{\varepsilon_r}}{\varepsilon_r - 1} = \sqrt{\varepsilon_r} f_{\parallel}. \quad (5.12)$$

Interessanterweise summieren sich die Füllfaktoren der beiden Varianten zu Eins ($f_{\perp} + f_{\parallel} = 1$), während ihr Verhältnis $\sqrt{\varepsilon_r}$ beträgt. Im realisierten Aufbau wurde die senkrechte Variante gewählt. Da die Vergütungsschicht für den senkrechten Einfall ausgelegt ist, sollte die Seite der Phasenplatte gewählt werden, bei der die Strahlen dieser Näherung möglichst gut entsprechen. Wie aus Bild 5.6 und 5.7 ersichtlich wird, gilt die Näherung für diejenigen Seiten der Phasenplatten P1 und P2, welche sich gegenüberstehen.

Bestimmung der Oberflächennormalen

Die Wahl, welche Seite plan ist, beeinflusst den Verlauf des Oberflächenprofils. Für die Berechnung wird lokal auf den einzelnen Oberflächenpunkten die strahlenoptische Näherung angesetzt. Zur Bestimmung werden demnach anstelle der Phasenmodulation die Einfalls- und Ausfallswinkel benötigt, anhand derer sich die Phasenmodulation ergeben hat. Mit Hilfe des Snellius'schen Brechungsgesetzes kann aus diesen Winkeln die lokale Oberflächennormale bestimmt werden. Hierzu sind in Bild 5.11 die Winkel definiert. Es wurde angenommen, dass der Ausgangswinkel α_a auf der planen Oberfläche liegt. Sein Lot liegt folglich senkrecht zur x -Achse. Die $\lambda/4$ -Vergütungsschicht führt zu keiner Winkelbeeinflussung. Für den Winkel des Normalenvektors α_n ergibt sich hiermit die implizite Formel

$$\alpha_n = \alpha_{er} + \alpha_{ar} = \text{asin} \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} \sin(\alpha_n + \alpha_e) \right) + \text{asin} \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} \sin(\alpha_a) \right). \quad (5.13)$$

Durch Anwendung von Fixpunktiteration kann mit Hilfe dieser Gleichung der Winkel α_n aus den Einfalls- und Ausfallswinkeln α_e sowie α_a bestimmt werden. Der Startwert ergibt sich aus

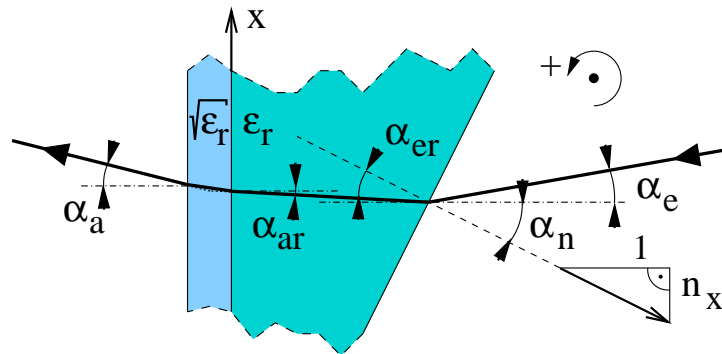


Bild 5.11: Geometrie zur Bestimmung der lokalen Oberflächennormalen

der groben Näherung, dass die Phasenplatte senkrecht durchlaufen wird. Hiermit ergibt sich eine Dicke

$$D(x) = DL \frac{\varphi(x)}{2\pi} \quad \text{mit} \quad DL = \frac{\lambda_o}{\sqrt{\varepsilon_r} - 1}, \quad (5.14)$$

welche proportional zur Phasenmodulation $\varphi(x)$ ist. Innerhalb der Strecke DL tritt eine Differenz der Phasendrehung zwischen Luft und Dielektrikum von 360° auf. Aus der Ableitung der Dicke bestimmt sich der Winkel gemäß

$$\tan(\alpha_n) = n_x = -\frac{dD(x)}{dx}. \quad (5.15)$$

Des Weiteren lässt sich der Höhenprofilverlauf der Phasenplatte aus Gl. (5.15) durch Integration der aus der Fixpunktiteration resultierenden Normalenwinkel α_n bestimmen.

Einführung von Fresnel-Stufen

Durch die Integration resultiert ein Verlauf $D(x)$, welcher für die Realisierung zu Phasenplatten führt, die zu dick sind, wodurch zu große ohmsche Verluste entstehen. Außerdem verliert die Rechnung in diesem Fall aus zwei Gründen ihre Gültigkeit: Zum einen liegt die Linse nicht mehr in der Ebene, für die sie ausgelegt wurde, sondern erstreckt sich über einen großen z -Bereich. Zum anderen wurde bei der Berechnung des Profiles die x -Verschiebung bei Durchlaufen der Linse vernachlässigt. Prinzipiell kann die Lösung hierauf angepasst werden, was jedoch nicht notwendig ist, wenn die Phasenplatte dünn ist und die Winkel α_{ar} klein sind.

Dieses Ziel kann durch die Einführung von Fresnel-Stufen erreicht werden. Jene Strecken innerhalb des Dielektrikums, welche ein ganzzahliges Vielfaches von DL sind (vgl. Gl. (5.14)), verursachen Phasenunterschiede zwischen Luft und Dielektrikum, welche ein Vielfaches von 360° sind. Folglich können diese Strecken aus dem Höhenprofil entfernt werden. Im Fall von Teflon ($\varepsilon_r = 2.06$) ergibt sich bei 150 GHz die Sprungdicke $DL = 4.592$ mm. Hierbei muss beachtet werden, dass der Strahlverlauf bei der Modulo-Funktion im Dielektrikum zu berücksichtigen ist, welcher dort im Winkel α_{ar} zur z -Achse verläuft. Damit bestimmt sich das Höhenprofil zu

$$D_F(x) = \left[\frac{D(x)}{\cos(\alpha_{ar}(x))} \bmod DL \right] \cdot \cos(\alpha_{ar}(x)). \quad (5.16)$$

Da die Positionen, an denen die Sprünge auftreten, Diskontinuitäten darstellen, kommt es an ihren Kanten zu ungewünschten Beugungseffekten, welche die Strahlformung unvermeidlich beeinflussen. Die Abstände d_1 und d_2 wurden – neben der hiermit einhergehenden Anwendbarkeit der strahlenoptischen Näherung – zur Vermeidung unnötig vieler Sprünge im Verlauf $D_F(x)$ möglichst groß dimensioniert.

Zweidimensionale Oberflächen

Für die zweidimensionale Umsetzung der Phasenmodulationen können im Fall der Separabilität beide Achsen erneut getrennt betrachtet werden. Anderenfalls müssen die Brechungsgesetze

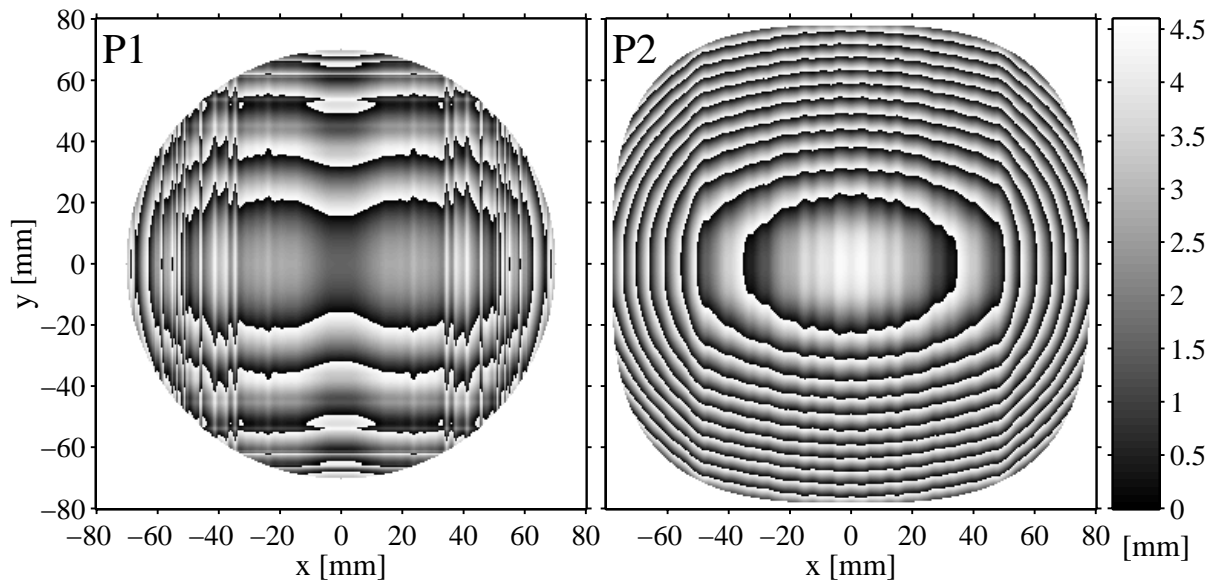


Bild 5.12: Höhenprofile der realisierten 150 GHz-Phasenplatten mit Fresnel-Stufen (P1, P2)

vektoriell berücksichtigt werden. Für die sich hierdurch ergebenden Höhenprofile der Achsen $D_x(x)$ und $D_y(y)$ kann man ebenfalls Fresnel-Stufen einführen, welche jedoch aus der Überlagerung der Phasenbeeinflussungen resultieren. Bei der Überlagerung ist wiederum der Strahlverlauf im Dielektrikum zu berücksichtigen. Für kleine Winkel $\alpha_{ar,x}$ und $\alpha_{ar,y}$, welche ebenfalls aus den groß gewählten Abständen d_1 und d_2 hervorgehen, ergibt sich damit das Gesamtprofil der Phasenplatten mit Fresnel-Stufen zu

$$D_F(x, y) = \left[\left(\frac{D_x(x)}{\cos(\alpha_{ar,x})} + \frac{D_y(y)}{\cos(\alpha_{ar,y})} \right) \bmod DL \right] \cdot \cos(\alpha_{ar,x}(x)) \cos(\alpha_{ar,y}(y)). \quad (5.17)$$

In Bild 5.12 sind die hieraus resultierenden Höhenprofile der Phasenplatten für den 150 GHz-Leistungsaddierer dargestellt. Die mit diesen Phasenplatten durchgeführten Messungen werden im folgenden Kapitel in Abschnitt 6.5.1 diskutiert.

5.3 Realisierung mit Dual-Offset-Reflektor

5.3.1 Grundaufbau

Um die dielektrischen Verluste der Fresnel-Linsen sowie ungewünschte Reflexionen und Streuungen zu umgehen, können stattdessen zwei reflektierende Komponenten eingesetzt werden. Mit dem Grundprinzip der Strahlbeeinflussung in zwei Ebenen, wie im letzten Abschnitt für Fresnel-Linsen aufgezeigt wurde (vgl. Abschnitt 5.2.1), kann ein analoges Vorgehen mit einem Doppelspiegelsystem durchgeführt werden. Durch geeignete Wahl der Oberflächenprofile wird die gewünschte Strahlumformung erzielt. Um keine Abschattungen zu erhalten, müssen die Komponenten asymmetrisch angeordnet werden, wie in Bild 5.13 für den Betrieb als Leistungsteiler skizziert ist. Aus dem Grund wird ein solcher Aufbau auch als „Dual-Offset-Reflektor“

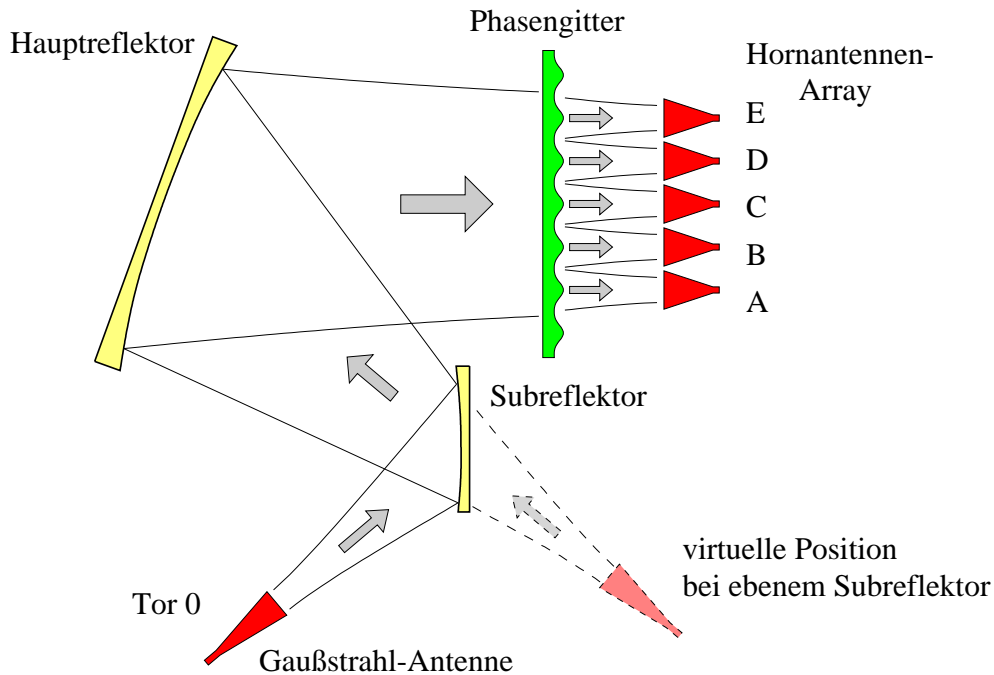


Bild 5.13: Auskoppelschaltung durch Dual-Offset-Reflektor mit variablen Oberflächenprofilen

bezeichnet. In Anlehnung an Reflektor-Antennen wird in diesem Zusammenhang der Spiegel, welcher als erstes nach der Gaußstrahl-Sendeantenne folgt, als Subreflektor und der zweite als Hauptreflektor bezeichnet. Ihre Funktion gleicht derjenigen der beiden Phasenplatten P1 und P2 aus Bild 5.5. Der Hauptreflektor entspricht in seiner Kontur näherungsweise dem Parabolreflektor aus Abschnitt 5.1. Wenn der Subreflektor eben wäre, würde er keine Strahlbeeinflussung verursachen. Die Gaußstrahl-Antenne ist in einer näherungsweisen Auslegung der Systemgeometrien so zu positionieren, dass ihr virtuelles Bild, welches durch den ebenen Subreflektor erzeugt wird, im Fokus des Hauptreflektors liegt. Hierdurch ist eine Anknüpfung an die im Abschnitt 5.1 durchgeführten Untersuchungen gegeben. Der Subreflektor wurde für die Zeilenentwürfe wie dargestellt zum Hornantennen-Array parallel liegend angeordnet, um die für die Betrachtung mit geometrischer Optik eingeführte Rotationssymmetrie des Parabolreflektors in erster Näherung erhalten zu können.

5.3.2 Zuordnung der Leistungen

Entsprechend Abschnitt 5.2.2 können die Leistungsdichten auf dem Haupt- und Subreflektor durch Zuordnung mittels Leistungsverteilungsfunktionen erfolgen. Für den Leistungsadditionsbetrieb liegt dabei auf dem Hauptreflektor die Feldverteilung des endlich angeregten, holographischen Leistungsaddierers und auf dem Subreflektor die konjugierte Feldverteilung der Gaußstrahl-Antenne vor. Da die Spiegel nicht senkrecht zu den Sende- bzw. Empfangskomponenten liegen, verlaufen die Funktionen asymmetrisch.

Bild 5.14 verdeutlicht das Vorgehen anhand der Grundebene des Zeilenaufbaus. Für den Haupt- und Subreflektor sind Lokalkoordinaten eingeführt worden. Aufgrund der Festlegung,

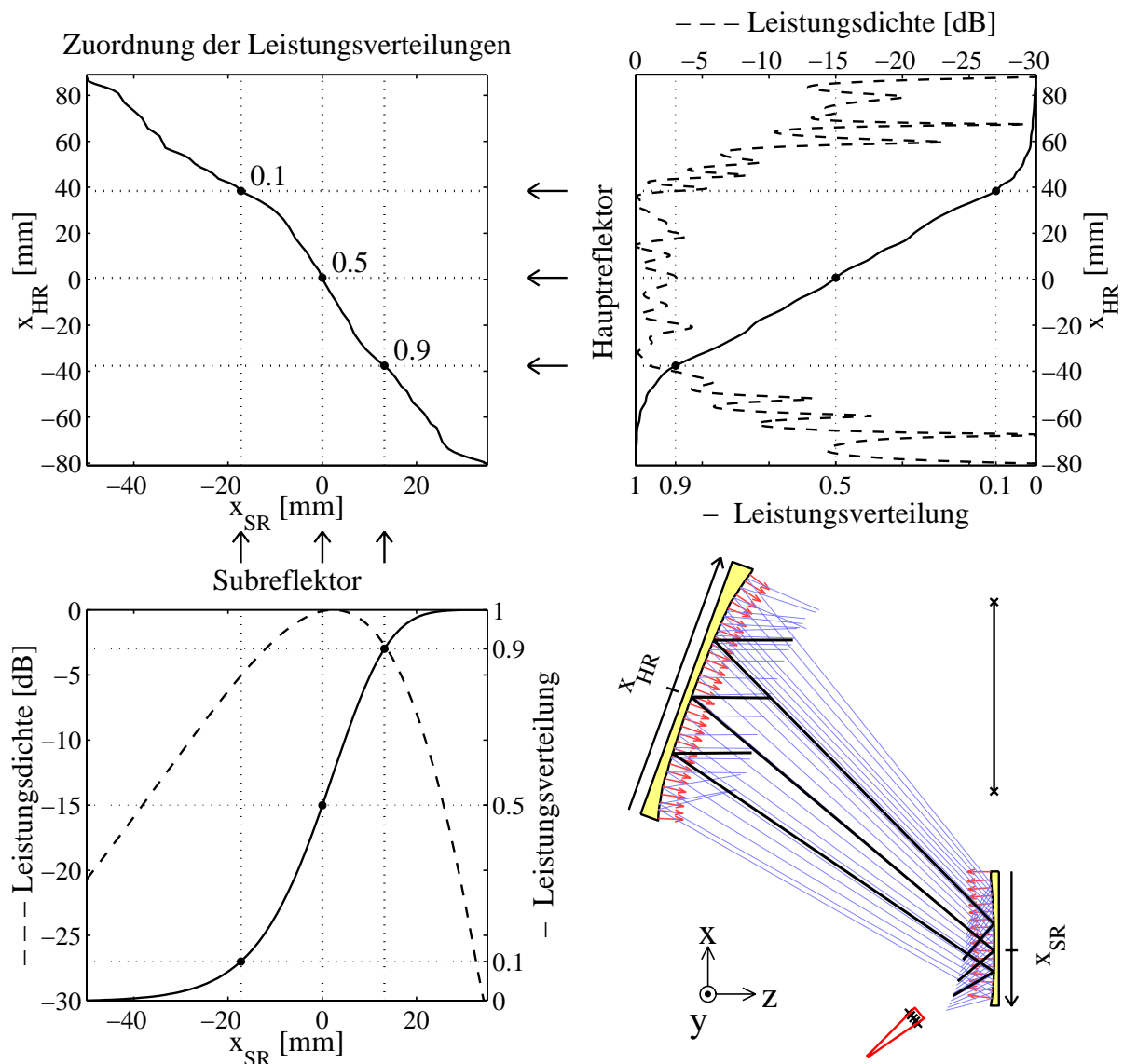


Bild 5.14: Dual-Offset-Reflektor-Auskoppelschaltung des realisierten 150 GHz-Zeilenaufbaus: Zuordnung der Leistungsverteilungen, Strahlenverlauf und Kontur der Spiegeloberflächen

dass die Normalenrichtungen rechtsseitig – also in positiver lokaler z -Richtung – liegen sollen, muss für eine minimale Strahlbeeinflussung die Umkehrzuordnung gemäß Gl. (5.10) ohne Symmetrie angesetzt werden. Da sich die Oberflächennormalen-Vektoren aus den lokalen Ein- und Ausfallswinkeln direkt bestimmen lassen, resultieren die Profile der Spiegeloberflächen auf einfache Weise durch Integration. Die Normalenvektoren sind in Bild 5.14 durch Vektorpfeile angedeutet. Da sich die Feldverteilung durch die Aufwölbung der Spiegel an den Rändern ändert, müssen neue Oberflächenprofile durch nochmalige Bestimmung der Leistungsverteilungsfunktionen sowie der Ein- und Ausfallswinkel festgelegt werden. Durch iterative Berechnungen konvergieren die Profile zur gesuchten Lösung.

Zweidimensionale Zuordnungen

Aufgrund der Asymmetrie ist beim Dual-Offset-Reflektor keine Separation des Entwurfs in x - und y -Achse möglich. Die Zuordnung kann aus diesem Grund durch Aufteilung in Schnitte erfolgen, wie bereits in Abschnitt 5.2.2 betrachtet wurde. Im Fall des 150 GHz-Zeilenaufbaus sind dabei lineare y -Schnitte sinnvoll. Der in Bild 5.14 gezeigte Zuordnungsverlauf entspricht dann der Zuordnung im Schnitt $y = 0$, also der Grundebene. Aufgrund der noch vorhandenen y -Achsen-Symmetrie erfolgt die Zuordnung dabei sowohl auf dem Haupt- als auch auf dem Subreflektor in $y_{HR} = 0$ und $y_{SR} = 0$. In allen anderen Fällen muss eine Zuordnung erfolgen, welche aus der in den Schnitten aufsummierten Leistung $p_{x_{ges}}(y)$ gemäß

$$y_{HR} = IP_{x_{ges},HR}^{-1} \{ IP_{x_{ges},SR}(y_{SR}) \} \quad (5.18)$$

resultiert.

Beschränkung der direkten Umsetzbarkeit – funktionale Abbildung

Die aus den Leistungszuordnungen resultierenden Profile sind für eine direkte Realisierung, wie bei den Fresnel-Linsen durchgeführt, ungeeignet. Ein Grund ist die in der Fertigung zu berücksichtigende, zum separierten Entwurf quadratisch zunehmende Datenmenge. Die räumlich begrenzte, ebene Welle, die durch endliche Anregung des Leistungsaddierers entsteht, besitzt im gesamten Verlauf leichtere und an den Rändern stärkere Leistungsschwankungen. Die hieraus resultierenden Diskontinuitäten verhindern ein kontinuierliches Spiegeloberflächenprofil, was ein zusätzliches Fertigungshindernis darstellt. Des Weiteren bedingen die Diskontinuitäten auf der Spiegeloberfläche eine größere Störung des reflektierten Feldes, als es bei der Transmission durch ein Dielektrikum der Fall ist.

Stattdessen ist es sinnvoller, eine funktionale Abbildung der Lösung durchzuführen. Die Oberflächen werden dabei in ihren Lokalkoordinaten durch überlagerte Basisfunktionen dargestellt, welche für die herstellungstechnische Umsetzung möglichst einfach gehalten werden sollten. Es kommen z. B. Polynomentwicklungen in Frage. Da sie jedoch für größere Lokalkoordinatenwerte stark anwachsen, sollte sich hierbei z. B. nur auf quadratische Funktionen beschränkt werden, um den annähernd parabolischen Verlauf des Hauptreflektors nachzubilden. Darüber hinaus wurden die Verläufe durch zusätzliche Sinus-Funktionen erweitert, welche in Amplitude, Periodenlänge und Phase beeinflusst werden können. Im Unterschied zu einer Fourier-Reihe wurden hierbei beliebige Periodenlängen zugelassen, um mit möglichst wenig Basisfunktionen zufriedenstellende Ergebnisse zu erzielen. Eine Ausgangslösung für die Wahl der Basisfunktionen und ihrer Koeffizienten ist durch die aus der strahlenoptischen Lösung mit Leistungsverteilungszuordnung resultierenden Oberflächen gegeben. Die Anpassung erfolgt z. B. durch Minimierung des Fehlerquadrates. Da die Funktionen zwangsläufig Abweichungen aufweisen, muss eine Nachoptimierung durchgeführt werden.

5.3.3 Optimierung der Grundebene mit physikalischer Optik

Für die Nachoptimierung bietet es sich an, den Entwurf zunächst nur in der Grundebene zu behandeln. Die Betrachtung in der Grundebene verdeutlicht des Weiteren ggf. auftretende Probleme in der Dimensionierung und Platzierung der Systemkomponenten. Um die resultierende Asymmetrie zu minimieren, sollten die Strahlwinkel möglichst klein gehalten werden. Die Reflektoren dürfen dabei die abgestrahlten Felder jedoch nicht abschatten. Eine Kontrolle hierzu ist bereits in der Grundebene möglich. Auf diese Weise wird zusätzlich ein kompakter Aufbau erreicht.

Bei der Berechnung in der Grundebene wird von der Tatsache ausgegangen, dass die Felder keine y -Abhängigkeit besitzen. Deshalb kann angenommen werden, dass sie in y -Richtung unendlich fortgesetzt sind. Im Folgenden wird von einer E_y -Anregung ausgegangen, was dem Fall transversal magnetischer Polarisation in y -Richtung (TM_y) entspricht.

Die Stromverteilung lässt sich analog zu Gl. (5.2) aus dem auf die jeweilige Oberfläche einstrahlenden H -Feld bestimmen. Die Spiegel werden für die Berechnung der Abstrahlung als in y -Richtung unendlich fortgesetzte Linienquellen aufgefasst. Die resultierenden Felder eines Stromelements $J_y dl$ lassen sich aus Hankel-Funktionen zweiter Art nullter Ordnung gemäß

$$E_y = -\frac{k_o Z_o}{4} J_y dl H_0^{(2)}(k_o r) \approx -k_o Z_o J_y dl \sqrt{\frac{j}{8\pi k_o r}} \exp(-jk_o r) \quad (5.19)$$

$$H_\phi = -\frac{k_o}{4j} J_y dl H_0^{(2)'}(k_o r) \approx k_o J_y dl \sqrt{\frac{j}{8\pi k_o r}} \exp(-jk_o r) \quad (5.20)$$

bestimmen, wobei die Ableitung durch eine Hankel-Funktion erster Ordnung ersetzt werden kann $H_0^{(2)'}(k_o r) = -H_1^{(2)}(k_o r)$ und die Näherungen für $r \gg \lambda_o$ gelten (vgl. [69, 96]). Der Abstand r bestimmt sich aus der Distanz des jeweiligen Punktes auf dem Spiegel zur Empfangsebene. Das H_ϕ -Feld steht senkrecht zum zugehörigen Richtungsvektor. Somit können die Ausgangsfelder durch Integration aller Spiegelemente dl bestimmt werden. Hierbei bietet es sich an, direkt die H -Felder, die aus den Strömen auf dem Subreflektor resultieren, auf dem Hauptreflektor zu bestimmen, sodass auf diese Weise unmittelbar auf die Hauptreflektor-Ströme geschlossen werden kann.

Durch diese Vorgehensweise erfolgt eine effiziente Berechnung, sodass für die Bestimmung der Kontur in der Grundebene sogar auf die funktionale Abbildung anhand der strahlenoptischen Zuordnung verzichtet werden könnte. Für den realisierten 150 GHz-Entwurf wird in der Grundebene ein Wirkungsgrad von 90.3% erzielt. Dabei werden neben einer quadratischen Funktion vier Sinus-Funktionen für die Beschreibung einer Oberfläche verwendet, mit denen folglich zweimal 13 Freiheitsgrade zur Verfügung stehen. Eine Erhöhung der Freiheitsgrade führt bei dieser Ausgangsbasis der Optimierung zu keiner weiteren Wirkungsgradverbesserung.

5.3.4 Lokale Strahlenoptik

Die Berechnung mittels physikalischer Optik gemäß Abschnitt 5.1.3 führt zu genauen Ergebnissen für die dreidimensionale Bestimmung der aus den Reflexionen an den Spiegelober-

flächen resultierenden Felder. Die benötigte Rechenzeit ist jedoch für eine Optimierung der Oberflächenparameter zu groß.

Da die Berechnung der Felder in der Empfangsebene anstatt – wie üblicherweise für Reflektorantennen – im Fernfeld erfolgt, können die in Frage kommenden Verfahren bei den Aperturfeld-Methoden gesucht werden [91]². Der für Aperturfeld-Methoden zumeist verwendete Ansatz ist die geometrische Optik (GO), welche u. U. durch Berücksichtigung der Streueffekte an den Antennenkanten mittels GTD³ erweitert wird. Die geometrische Optik ist für unsere Anwendung, wie in Abschnitt 5.1.2 erläutert, zu ungenau.

Eine Erweiterung ist z. B. in [97] aufgezeigt: Anhand einer Eigenwellenentwicklung werden die Felder auf der Spiegeloberfläche bestimmt. Im Gegensatz zur physikalischen Optik, die mit Hilfe dieser Felder die induzierten Ströme betrachtet, werden die Felder dazu genutzt, um die Näherung der geometrischen Optik zur Bestimmung der Abstrahlung auf der Empfangsebene zu bestimmen. Aus der Lösung in der Empfangsebene werden wiederum die Eigenwellen gebildet. Als Eigenwellen werden Gauß-Hermite-Entwicklungen anstelle der in diesem Rahmen verwendeten Entwicklung nach ebenen Wellen angesetzt. Erstere haben den Vorteil, dass weniger Entwicklungskoeffizienten benötigt werden, da die Funktionen an den Rändern abklingen. Bei der Verwendung von Gauß-Hermite-Entwicklungen sollte jedoch beachtet werden, dass sie aus der Lösung der paraxialen Wellengleichung resultieren [20, 98]. Im Fall der räumlich begrenzten, ebenen Welle treten also Näherungen auf.

Die genaue Bestimmung der Felder auf der Spiegeloberfläche ist noch zu zeitintensiv, da sie für jeden einzelnen Punkt individuell betrachtet werden muss. Um die Berechnung weiter zu beschleunigen, wird hier eine neue Methode vorgestellt: Um weiterhin von der Geschwindigkeit der geometrischen Optik zu profitieren, aber möglichst geringe Genauigkeitsverluste in Kauf zu nehmen, wird so weit wie möglich mit der Fourier-Optik gerechnet. Die Fourier-Transformation liefert eine schnelle Berechnung der Felder in Ebenen, welche senkrecht zur betrachteten Ausbreitungsrichtung stehen, da dort z konstant ist. Ausgehend von der Eingangsfeldverteilung wird das Feld also in einer Eingangsebene bestimmt, welche dicht am Spiegel liegt. Durch Anwendung der geometrischen Optik werden die Felder dann auf einer Ausgangsebene bestimmt, welche wiederum in unmittelbarer Nähe des Spiegels und senkrecht zur Ausgangsachse liegt. Durch Fourier-Transformation kann hiermit das Feld in der Empfangsebene berechnet werden. Die Näherung erfolgt also nur durch Anwendung von „lokaler Strahlenoptik“.

Zerlegung in Fourier- und Strahlenoptik-Bereiche

Die Zerlegung des Analyseproblems ist in Bild 5.15 skizziert. Die strichpunktierten Linien stellen die lokalen xy -Mitten der gestrichelt dargestellten Bereiche da, in denen die Berechnung mittels Fourier-Optik – d. h. unter Verwendung von Fourier-Transformation und Feldentwicklung nach ebenen Wellen – erfolgt. In senkrechten Schnitten ist die Fourier-Hin- und Rücktransformation problemlos möglich.

²Bei der Untersuchung von Antennenrichtdiagrammen wird aus dem Aperturfeld mittels Fourier-Transformation das Fernfeld bestimmt.

³Die Abkürzung GTD leitet sich im Englischen aus *geometrical theory of diffraction* ab.

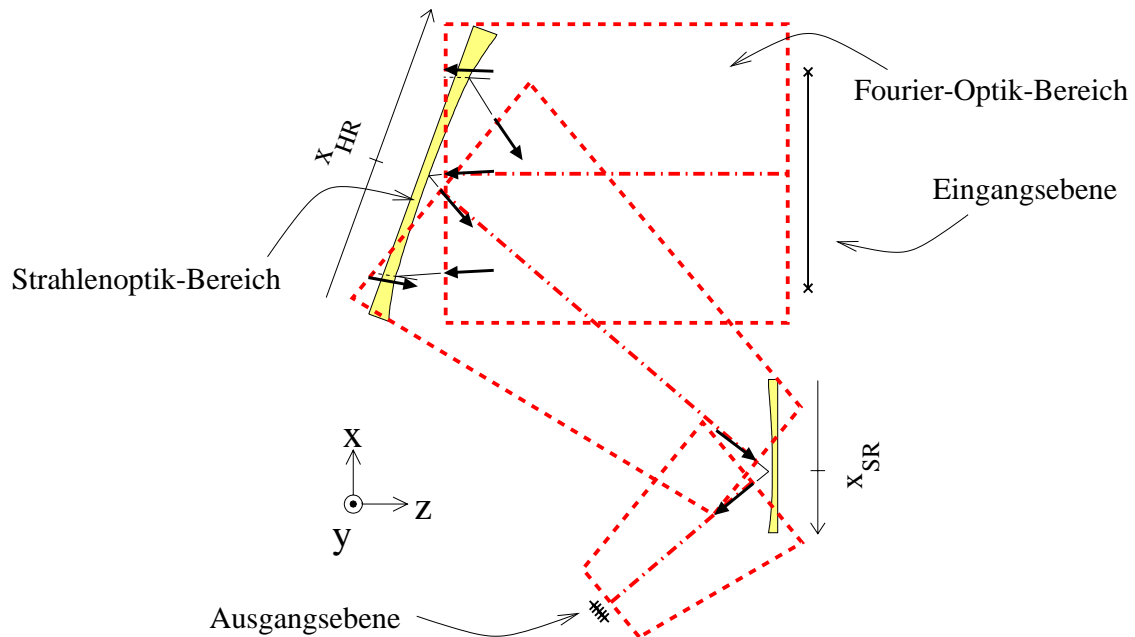


Bild 5.15: Zerlegung des Feldraums in Fourier- und Strahlenoptik-Bereiche

Die Übergangsebenen zur strahlenoptischen Berechnung der Spiegelreflexionen können so gelegt werden, dass die Spiegeloberfläche geschnitten wird. Der Grund ist darin zu finden, dass die Berechnung der Strahlentwicklung für Bereiche, in denen die Ebene hinter dem Spiegel liegt, auch rückwärts anwendbar ist. Hierbei muss lediglich beachtet werden, dass negative Richtungen auftreten, um die strahlenoptische Transformation auf die Spiegeloberfläche durchzuführen. Im Bild ist der Fall im oberen x_{HR} -Bereich veranschaulicht. Gleichermäßen kann die Ausgangsebene der geometrischen Optik im Spiegel liegend platziert werden. Dort ist dann u. U. auf analoge Weise eine virtuelle Rückwärtsrechnung erforderlich, wie z. B. im unteren x_{HR} -Bereich ersichtlich wird. Die Wahl der Ebenenpositionen sollte so erfolgen, dass für die wesentlichen Feldanteile möglichst geringe hin- und rücklaufende Wege bei der strahlenoptischen Berechnung auftreten, um eine hohe Genauigkeit der lokalen Strahlenoptik zu erreichen. Aus dem Feld der Ausgangsebene des Hauptreflektors kann mit Hilfe der Fourier-Optik das Feld in der Eingangsebene des Subreflektors bestimmt werden, wo anschließend auf gleiche Weise verfahren wird.

Behandlung der Reflexionen

Für die strahlenoptische Berechnung müssen die Strahlen anhand der Feldverteilung der entsprechenden Eingangsebene definiert werden. Dies ist ein anderes Vorgehen, als es bei Punktquellen bekannt ist, sodass die Methode hier näher erläutert wird. Der Hauptgedanke ist der Gleiche, und zwar die Betrachtung von Kanälen, innerhalb derer sich die Felder ausbreiten [96, 99]⁴. Jeder Eingangskanal wird hier durch einen mittig gelegenen Richtungsvektor repräsentiert, wie in Bild 5.16 dargestellt ist.

⁴Im Englischen wird ein solcher Kanal als *tube of rays* [96] oder *flux tube* [99] bezeichnet.

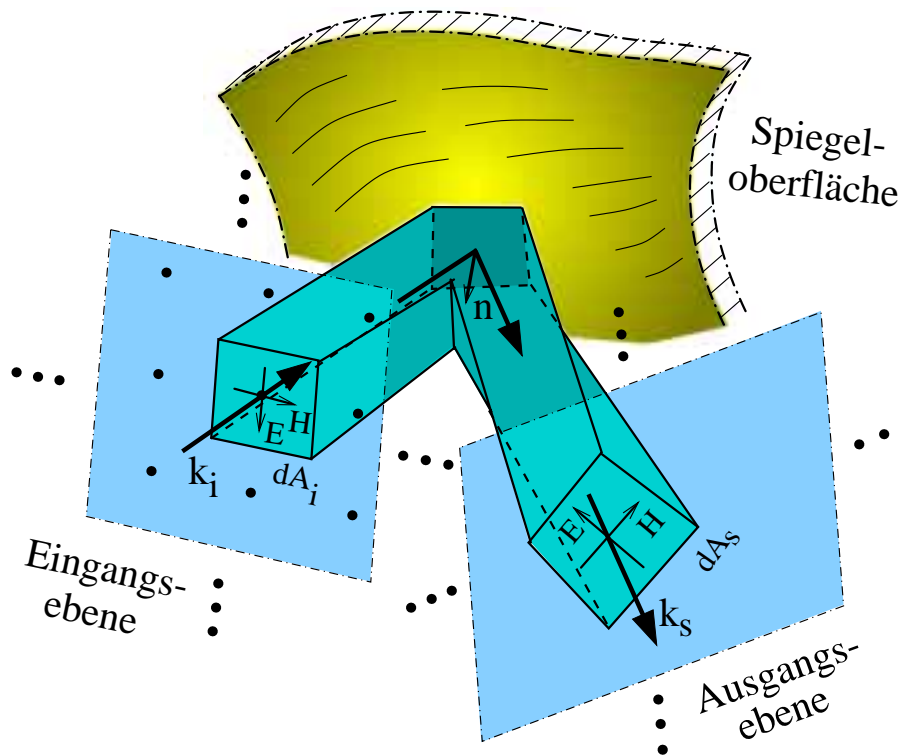


Bild 5.16: Strahlenoptische Betrachtung der Reflexion an einer Spiegeloberfläche

Die Eingangsebene wird für die Berechnung in ein kartesisches Raster aufgeteilt. Allen Rasterpunkten kann folglich die gleiche Fläche dA_i zugeordnet werden. Anhand des in jedem Punkt zu berechnenden Poynting-Vektors – oder, um die Berechnung der H -Felder zu vermeiden, anhand der Phase des E -Feldes (vgl. Abschnitt 5.1.2 und Gl. (5.1)) – lässt sich der normierte Richtungsvektor \mathbf{k}_i bestimmen. Aus \mathbf{k}_i kann durch (iterative) Projektion auf die Spiegeloberfläche der Ort und der normierte Normalenvektor \mathbf{n} des Auftreffpunktes berechnet werden. Hiermit bestimmen sich die Vektoren des Ausgangsfeldes gemäß

$$(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s) \times \mathbf{n} = 0 \quad \Longrightarrow \quad \mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i - 2(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n}, \quad (5.21)$$

$$(\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_{s,i}) \times \mathbf{n} = 0 \quad \Longrightarrow \quad \mathbf{E}_{s,i} = -\mathbf{E}_i + 2(\mathbf{E}_i \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n}. \quad (5.22)$$

Die Vektoren und ihre Konstruktion sind im zweidimensionalen Fall in Bild 5.17 dargestellt. Des Weiteren ist die durch den Strahlenverlauf resultierende Verzerrung der Ausgangsflächen dA_s angedeutet. Die Ausgangsflächen lassen sich durch Mittelung der Differenzabstände benachbarter Strahlenkanäle bestimmen. Da die Ebenen bei der lokalen Strahlenoptik in der Nähe des Spiegels liegen, wird hier und im Folgenden davon ausgegangen, dass durch die Reflexion die Nachbarschaft der Strahlenkanäle erhalten bleibt und keine Überkreuzungen stattfinden.

Aufgrund der Leistungserhaltung in einem Strahlenkanal müssen die Felder entsprechend der Flächenverzerrung angepasst werden:

$$\mathbf{E}_s = \mathbf{E}_{s,i} \cdot \exp(-jk_o(d_i + d_s)) \cdot \sqrt{\frac{dA_i \cos \angle(\mathbf{k}_i, \mathbf{e}_{z,i})}{dA_s \cos \angle(\mathbf{k}_s, \mathbf{e}_{z,s})}}. \quad (5.23)$$

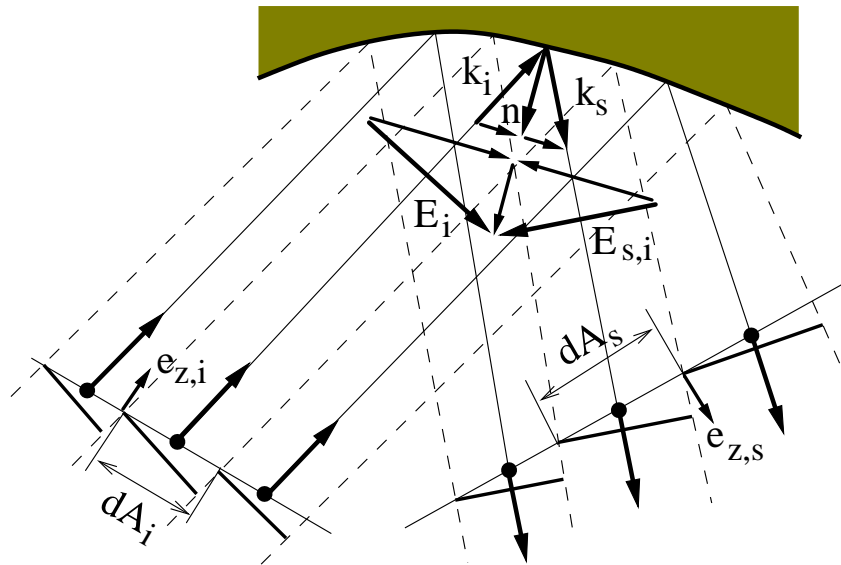


Bild 5.17: Zweidimensionale Darstellung zur Bestimmung der Ausgangsvektoren und -flächen

Die Einheitsvektoren e_z stehen senkrecht auf der jeweiligen Bezugsfläche. Dabei ist zu beachten, dass die Flächen für die Leistungsberechnung mit der Durchlaufrichtung zu gewichten sind, wie im Bild angedeutet ist. Außerdem ist in Gl. (5.23) mit dem Exponentialterm die durch die Laufstrecken d_i und d_s bedingte Phasendrehung berücksichtigt. Hierbei geht die entsprechende Strecke für virtuelle Rückwärtswege negativ ein. Mit diesen Operationen sind die Felder in der Ausgangsebene bekannt.

Bestimmung der Fourier-Transformation

Die Bestimmung der Fourier-Transformation des Ausgangsfeldes ist prinzipiell mit den vorhandenen Größen möglich. Aufgrund der Verzerrungen des Spiegels sind die Koordinaten nicht mehr kartesisch, sondern krummlinig. Hierdurch muss bei der Berechnung der Fourier-Transformation jeder Datenpunkt individuell mit seinen Koordinatenpunkten und seinem Flächengewicht berücksichtigt werden, wodurch hohe Rechenzeiten resultieren. Die Berechnung kann beschleunigt werden, indem eine Interpolation der Daten von den gebogenen auf kartesische Koordinaten stattfindet. Für die zweidimensionale Interpolation muss zur Bestimmung der Gewichtsfunktion die Delaunay-Triangulation durchgeführt werden [100]. Das Vorgehen ist anhand eines Beispiels in Bild 5.18 verdeutlicht. Der Raum zwischen den Datenpunkten der krummlinigen Koordinaten wird so in Dreiecke aufgeteilt, dass die Ecken der Dreiecke möglichst stumpfe Winkel aufweisen. Dieses ist erfüllt, wenn im Umkreis des Dreiecks keine weiteren Punkte liegen. Die Delaunay-Dreiecke resultieren aus dem Voronoi-Diagramm, welches jedem Punkt die Gebiete zuordnet, welche ihm am nächsten sind. Das Voronoi-Diagramm und die Delaunay-Dreiecke sind zueinander dual: Sie lassen sich jeweils aus Bildung der Mittelsenkrechten des anderen konstruieren. Im Übrigen sind die Voronoi-Zellen in der Kristallographie auch als Wigner-Seitz-Zellen bekannt. Die Zellen stellen die exakten Kanalbegrenzungen der Ausgangsstrahlen dar. Ihr Flächeninhalt ist also dA_s . Die

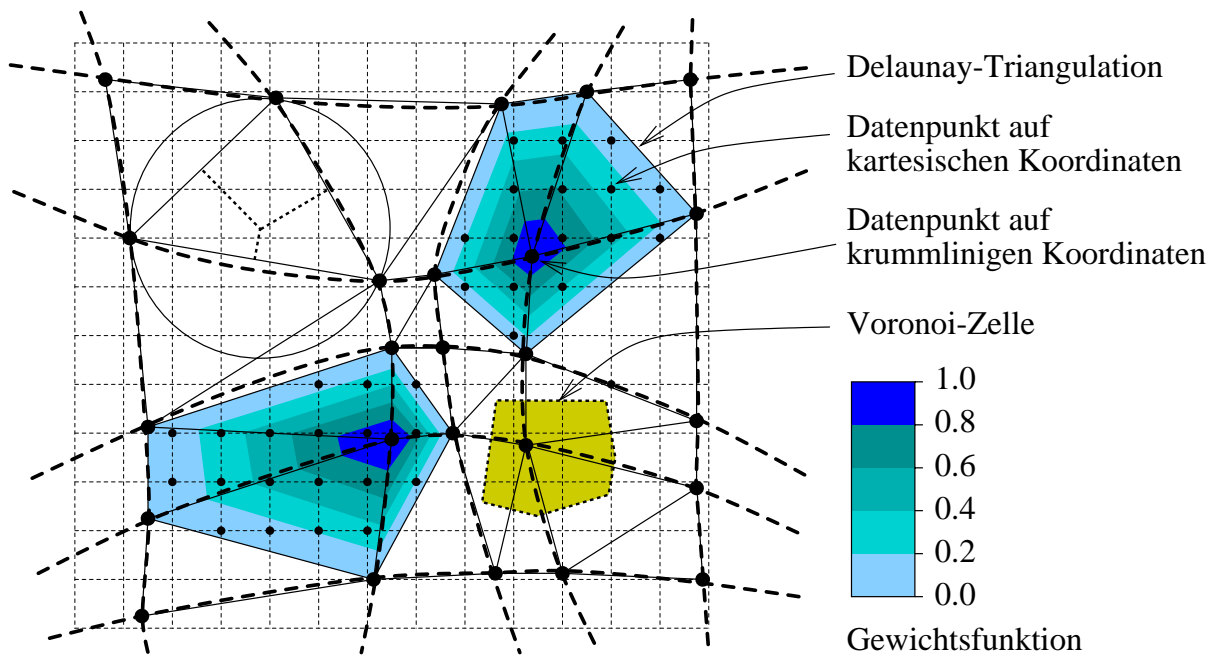


Bild 5.18: Rückführung der Daten von krummlinigen auf kartesische Koordinaten

genaue Berücksichtigung der Zellenstruktur ist jedoch nicht relevant. Für die Flächenelementbestimmung ist die bereits erwähnte Bestimmung durch Mittelung der Differenzabstände benachbarter Strahlenkanäle in guter Näherung ausreichend.

Von jedem Punkt des gebogenen Koordinatensystems ausgehend wird mittels der Gewichtungsfunktion den Datenpunkten des kartesischen Koordinatensystems, welche innerhalb der benachbarten Dreiecke liegen, ein anteiliger Wert zugeordnet. Durch Aufsummation aller Werte wird den Punkten des kartesischen Koordinatensystems auf diese Weise das Feld der Ausgangsebene zugewiesen. Hierbei kann auf fertige Algorithmen numerischer Programmpakete zurückgegriffen werden, wie z. B. `griddata` in MATLAB. Diese Routine muss jedoch auf die komplexen Feldvektoren angepasst werden. Zum einen ist es ausreichend, die Zuweisungsfunktion nur einmal für alle Feldanteile zu bestimmen. Zum anderen ist zu beachten, dass die Gewichtung für die Betragsquadrate und Phasenwerte getrennt erfolgt. Die quadratische Gewichtung resultiert aus der Leistungserhaltung, während die Phase zur Erhaltung einer kontinuierlichen Phasenfront linear zu gewichten ist. Die Phasenwerte der benachbarten Datenpunkte müssen Differenzen aufweisen, die deutlich kleiner als 180° sind, da sonst keine eindeutige Zuweisung des interpolierten Wertes erfolgen kann.

Es ist anzumerken, dass eventuell auftretende, punktuelle Störungen der Ausgangsdaten durch die Fourier-Transformation ausgeglichen werden. Diese Störungen verursachen lediglich einen Beitrag, welcher zu evaneszenten Eigenwellen führt und somit bei der Ausbreitung keine Berücksichtigung findet.

5.3.5 Ergebnis für den 150 GHz Leistungsaddierer

Ausgehend von der aus strahlenoptischer Leistungszuordnung gewonnenen Lösung aus Abschnitt 5.3.2, funktionaler Abbildung und Nachoptimierung mittels physikalischer Optik in der Grundebene (Abschnitt 5.3.3) kann mit der lokalen Strahlenoptik eine dreidimensionale Nachoptimierung stattfinden. Für die Überprüfung des Resultats kann die physikalische Optik verwendet werden.

Für den realisierten 150 GHz-Entwurf, bei dem in der Grundebene ein Wirkungsgrad von 90.3% erzielt wird, resultiert ein Gesamtwirkungsgrad von 86.4% aus der Überprüfung mit physikalischer Optik. Der Wirkungsgrad, welcher aus der lokalen Strahlenoptik resultiert, liegt etwas unter diesem Wert. Für die Gaußstrahl-Antenne wurde ein Dual-Mode-Horn verwendet, welches in diesem Fall eine asymmetrische Strahltaile $w_{0,x} = 2.42$ mm und $w_{0,y} = 3.66$ mm mit Versatz $dp_{yx} = -5.4$ mm zwischen den Phasenzentren besitzt (vgl. auch Abschnitt 6.4).

Die Koppelfaktoren, die aus den Rechnungen bei Anregung der einzelnen Elemente resultieren, sind in Abschnitt 6.5.2 tabelliert. Die Feldverteilungen ähneln denen, die bereits für zwei Linsen in Abschnitt 5.2.3 gezeigt wurden. Bild 5.19 zeigt aus diesem Grund hier nur die in der Gaußstrahl-Ebene resultierenden Feldbilder. Zur Verdeutlichung des Sachverhalts, dass sich die fünf Einzelanregungen zu jedem Zeitpunkt bei identischer Anregung zu einem Gaußstrahl überlagern, sind anstelle von Phase und logarithmischem Betrag die Felder in der x -Achse nach Real- und Imaginärteil dargestellt. Die Elemente des Hornantennen-Arrays sind gemäß Bild 5.13 zuzuordnen. Es wird ersichtlich, dass die durch die Dual-Offset-Reflektoren bedingte Asymmetrie weitgehend ausgeglichen wird. Des Weiteren kann aus der Ursprungssymmetrie des Imaginärteils abgeleitet werden, dass die Felder der äußeren Elemente mit schrägem Winkel auf die Empfangsebene treffen. Ein ähnliches Verhalten wird in Bild 5.10 aus der Feldverteilung des xz -Schnittes des Doppellinsensystems deutlich.

5.4 Vergleich der Methoden

In diesem Abschnitt wird zusammenfassend ein Vergleich der vorgestellten Methoden zum Entwurf der Auskoppelschaltung durchgeführt. Die Realisierung mit einem Spiegel hat den Vorteil, dass sie auf einem einfachen Konzept beruht, bei dem handelsübliche Spiegel zum Einsatz kommen können. Der entscheidende Nachteil ist jedoch, dass der Ansatz lediglich auf Strahlenoptik basiert und sich aus diesem Grund für eine Anwendung im Millimeter- und Submillimeterwellenbereich nicht eignet. Stattdessen zeigt es sich, dass eine Phasenbeeinflussung in zwei Ebenen zu guten Ergebnissen führt. Der Einsatz von Linsen oder Spiegeln ist möglich, wobei beide Vor- und Nachteile besitzen, die in Tabelle 5.1 zusammengefasst sind.

Das Doppellinsensystem weist zwar viele Vorteile auf, welche jedoch durch die Nachteile kompensiert werden. Der im praktischen Aufbau resultierende Wirkungsgrad ist stark durch die Verluste geprägt. Aus diesem Grund ist das Doppelspiegelsystem trotz seiner schwierigeren Handhabbarkeit zu bevorzugen. Nur wenn dielektrische Materialien eingesetzt werden könnten, welche weniger Verluste aufweisen und auf einfache Weise mit einer beidseitigen reflexionsmindernden Schicht ausgestattet werden könnten, würde ein Aufbau mit Linsen in Frage

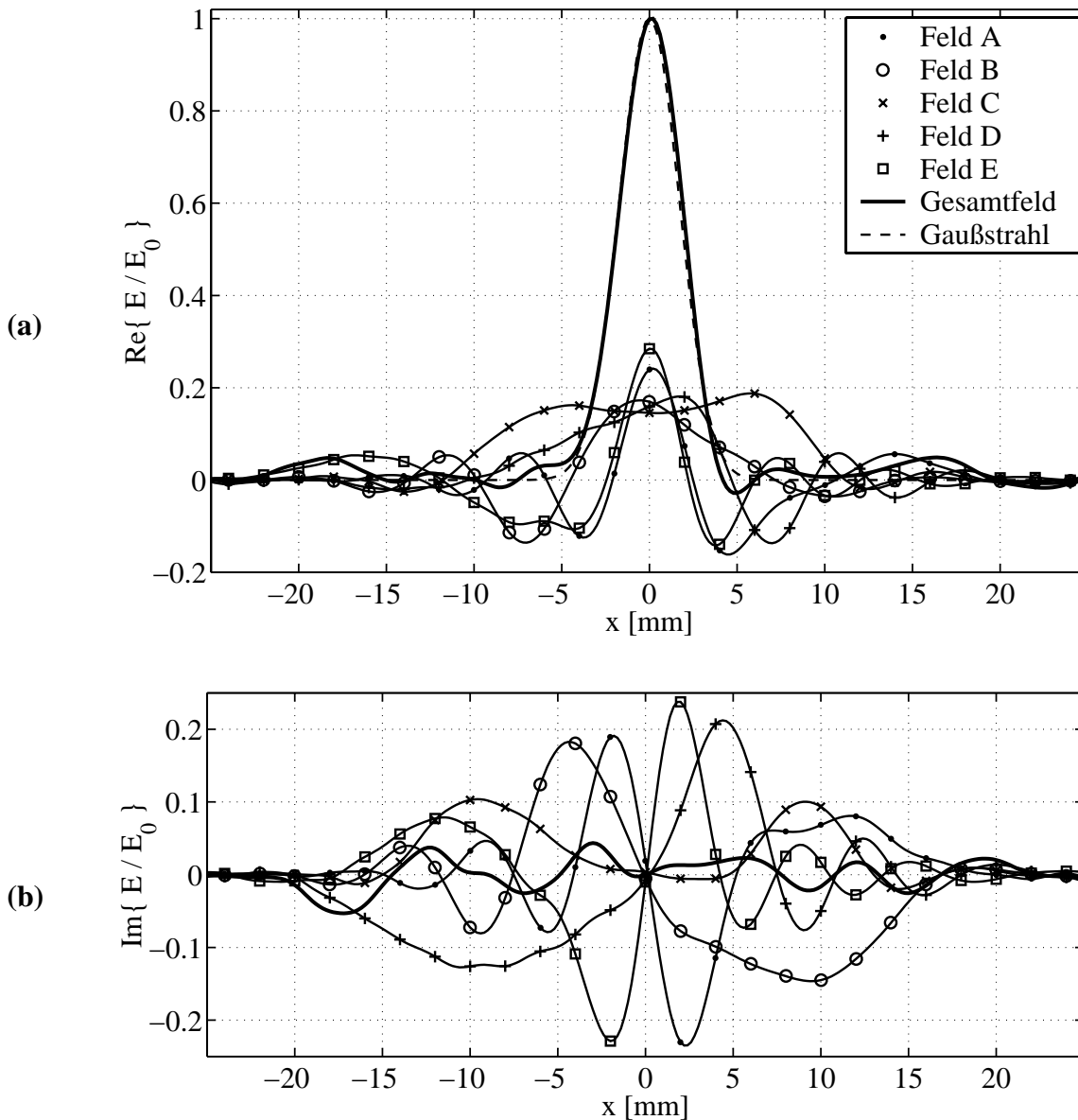


Bild 5.19: Überlagerung der (a) Real- und (b) Imaginärteile der elektrischen Felder der fünf Einzelanregungen in der Ausgangsebene zu einem Gaußstrahl

kommen. Da in diesem Fall die Linsen keine Fresnel-Stufen aufweisen müssten, wären alle Wirkungsgrad-mindernden Nachteile beseitigt.

5.4.1 Verhalten bei Quellenausfall und Phasenstörungen

Aufgrund des prinzipiell erreichbaren, hohen Wirkungsgrades haben sowohl Doppellinsen- als auch Doppelspiegelsystem ein ähnliches Verhalten bei Ausfall einzelner Quellen. Grundsätzlich ist ein gutartiges Verhalten wünschenswert⁵. Eine Aussage zum Einsatz des holographischen

⁵In diesem Zusammenhang wird im Englischen von *graceful degradation* gesprochen.

Tabelle 5.1: Vergleich der Auskoppelschaltungen mit zwei Linsen und zwei Spiegeln

	Doppellinsensystem	Doppelspiegelsystem
Vorteile	<ul style="list-style-type: none"> • Symmetrie • separabler Entwurf • axialer Aufbau • toleranter gegen Ausrichtungs- und Oberflächenfehler • Beeinflussung in kurzer Distanz 	<ul style="list-style-type: none"> • kaum ohmsche Verluste • keine Reflexionen
Nachteile	<ul style="list-style-type: none"> • dielektrische Verluste • Reflexionen • Streuung an Fresnel-Stufen (oder zu dicke Linsen) 	<ul style="list-style-type: none"> • Asymmetrie (oder Abschattung) • Entwurf und Elementausrichtung aufwändiger • empfindlich gegen Oberflächen- und Ausrichtungsfehler

Leistungsaddierers bei Freiraumabstrahlung ist in [8] präsentiert. Bei einer Gesamtzahl von N Elementen reduziert sich der Gewinn bei Ausfall von n Elementen proportional zum Faktor $(1 - n/N)$.

Betrachtung anhand der Streuparameter

Für den Betrieb mit Auskoppelschaltung ist dieses gutartige Verhalten allerdings nicht gegeben. Diese Tatsache gilt grundsätzlich für alle passiven Leistungsadditionstechniken. Sie lässt sich anhand der Streuparameter des Systems ableiten. Für die Streuparameter gilt bei einer Gesamtzahl von N Elementen idealerweise

$$S_{0i} = S_{i0} = \frac{1}{\sqrt{N}}, \quad (5.24)$$

wobei der Index i das Tor eines beliebigen Sendeelements und der Index 0 das Auskoppeltor bezeichnen (vgl. [101, 102]). Für die gezeigten Beispiele der Auskoppelschaltungen des in x -Richtung fünfelementigen Leistungsaddierers wird diese Tatsache an der Feldverteilung bei Einzelanregung deutlich. Im Idealfall resultiert dann $S_{0i} = S_{i0} = 1/\sqrt{5}$. Nur 20 % der Leistung wird bei Einzelanregung in Tor 0 ausgekoppelt.

Bei einer Auskoppelschaltung, die für N Elemente ausgelegt wurde, reduziert sich die Auskoppelleistung bei Ausfall von n Elementen in Folge dessen proportional zum Faktor $(1 - n/N)^2$ vom erwarteten Wert. Von der – durch den Ausfall verminderten – Eingangsleistung wird nur der Anteil $(1 - n/N)$ in Tor 0 ausgekoppelt. Die verbleibende Leistung wird durch Reflexion auf die Sendetore oder in den Freiraum neben dem Empfangshorn abgestrahlt. Die holographische Leistungsaddition besitzt das Potenzial, diesen Grenzwert auch tatsächlich erreichen zu können, wenn Leistungsaddierer und Auskoppelschaltung optimal ausgelegt sind.

Da die Elemente untereinander durch die Hornantennen sehr stark entkoppelt sind, brauchen die hiermit einhergehenden gegenseitigen Beeinflussungen nicht berücksichtigt zu werden. Eine Analyse des Quellenausfalls bei gegenseitiger Kopplung ist in [103] dargelegt.

Einfluss der Phasenunterschiede

Neben dem Ausfall einzelner Quellen kann mit den Streuparametern auch auf gleiche Weise der Einfluss von Phasenschwankungen untersucht werden. Kleine Phasenschwankungen sind tolerabel, bei großer Elementzahl N wird die Ausgangsleistung näherungsweise um

$$\frac{P}{P_0} = \langle \exp(j\varphi_i) \rangle = \exp(-\langle \delta\varphi^2 \rangle) \approx 1 - \langle \delta\varphi^2 \rangle \quad (5.25)$$

reduziert [104]. $\langle \delta\varphi \rangle$ bezeichnet die mittlere Phasenschwankung in Radiant bei Annahme einer gaußförmigen Normalverteilung der Einzelphasen φ_i . Falls beispielsweise ein maximaler Verlust von 4% für eine gegebene Anwendung akzeptabel ist, darf die mittlere Phasenschwankung nicht über $0.2 \text{ rad} = 11.5^\circ$ liegen. Der Vergleich der näherungsweisen Rechnung zur exakten Bestimmung sei an einem weiteren Beispiel demonstriert: Bei einer Phasenverteilung von fünf Elementen gemäß $\{10^\circ, -20^\circ, 0^\circ, 30^\circ, -10^\circ\}$ liegt eine Phasenschwankung von $\langle \delta\varphi \rangle = 0.30 \text{ rad} = 17.2^\circ$ vor. Die Leistungsminderung bestimmt sich exakt berechnet zu $P/P_0 = 91.32\%$, während sich näherungsweise $\exp(-\langle \delta\varphi^2 \rangle) = 91.38\%$ bzw. $1 - \langle \delta\varphi^2 \rangle = 90.98\%$ ergeben.

Es ist jedoch zu beachten, dass sich eine Quelle, welche eine um 180° verschobene Phase aussendet, gravierender als eine ausgefallene Quelle auswirkt. Durch destruktive Interferenz löschen sich auf diese Weise zwei Anteile der Streuparameter bei der Auskopplung aus. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass anhand der Streuparameter gezeigt werden kann, dass bei Einsatz der Leistungsadditionsschaltungen für Multi-Element-Verstärker das Phasenrauschen reduziert wird [104].

Verbesserung des Auskoppelwirkungsgrades

Eine interessante Aufgabe ist die Entwicklung einer quasi-optischen Schaltungstechnik, die die quadratische Verminderung der Ausgangsleistung überschreitet. Hierzu könnte z. B. eine passive Schaltungstechnik mit zusätzlichen Toren in Frage kommen, welche die durch Ausfall einzelner Elemente gestreute Leistung kontrolliert (z. B. über Kurzschlusschieber) in das Ausgangstor reflektieren. Mit anderen Worten werden die Streuparameter S_{0i} aktiv nachgeführt. Für ein Leitungsnetzwerk zur Leistungsaddition lässt sich diese Justage durch Abklemmen des ausgefallenen Elements bewerkstelligen [105].

In diesem Zusammenhang könnte der in Abschnitt 2.2.4 beschriebene Aufbau eines Leistungsaddierers mit Fourier-Gitter bezüglich der Fehlanpassung von Vorteil sein. Hierbei werden die Felder in der Auskoppelhornantenne benachbart liegende Bereiche gebeugt, wo die Leistung direkt mittels weiterer, identischer Antennen ausgekoppelt und detektiert werden könnte. Anhand der Leistungen (und ggf. Phasen) kann festgestellt werden, welche Quelle ausgefallen ist oder mit falscher Phase schwingt, sodass ein Regelkreis die Fehlanpassung kompensieren könnte.

Kapitel 6

Messmethoden und -ergebnisse

In diesem Kapitel werden Messergebnisse der Leistungsaddierer und Auskoppelschaltungen präsentiert. Neben der Messung der Streuparameter ist für die Auslegung, Justage und Überprüfung der quasi-optischen Komponenten eine Messung der Feldverteilung im Freiraum hilfreich. Methoden zur Durchführung der Messungen werden diskutiert.

6.1 Breitbandiger Leistungsteiler

Eine Vermessung und Justage der quasi-optischen Leistungsaddierer und Auskoppelschaltungen ist im Betrieb mit aktiven Oszillator-Arrays unpraktikabel. Die Ergebnisse wären dann abhängig von den Eigenschaften der Oszillatoren wie z. B. Leistungsschwankungen, Frequenzdrift und Bandbreite. Aus diesen Gründen ist ein breitbandiger Leistungsteiler für Messanwendungen realisiert worden, der mit einer stabilen Referenzquelle gespeist wird.

Da in diesem Zusammenhang der Wirkungsgrad des Leistungsteilers von untergeordneter Bedeutung ist, wurde er als ein vierstufiges Hohlleiter-Richtkopplernetzwerk realisiert [106,64]. Das resultierende Netzwerk ist in Bild 6.1 skizziert. Im Koppelnetzwerk kommen identische Langschlitz-Richtkoppler zum Einsatz [86, 107]. Bei diesen Kopplern werden zwei Rechteck-Hohlleiter an ihrer schmalen Seite durch einen Schlitz in Wechselwirkung gebracht. Durch geeignete Verkopplung der in diesem Bereich ausbreitungsfähigen $TE_{n,0}$ -Eigenwellen kann erreicht werden, dass die Leistung von Tor ① gleichmäßig auf das Durchgangstor ② und das Koppeltor ③ aufgeteilt wird und Tor ④ entkoppelt ist. Aufgrund ihres einfachen Aufbaus können diese Koppler auch noch bei höheren Frequenzen genutzt werden. Sie sind für eine 3 dB-Kopplung bei 150 GHz im D-Band optimiert worden.¹ Die Schlitzlänge beträgt $L = 8.6$ mm, die Stegbreite $s = 0.422$ mm und die Schlitzhöhe $d = 0.186$ mm (vgl. auch [86]).

Grundsätzlich stehen bei einer vierstufigen Kaskadierung 16 Ausgänge zur Verfügung. Zur Erzeugung betrag- und phasengleicher Ausgangssignale werden hier jedoch nur diejenigen Ausgänge verwendet, bei denen das Signal je zweimal durch den Durchgangspfad und je zweimal durch den Koppelpfad läuft. Von solchen Pfaden gibt es sechs Stück, von denen für die folgenden Messungen jedoch nur fünf benötigt werden. Unter der Annahme angepasster Tore

¹Der Entwurf des Langschlitz-Richtkopplers wurde von R. Judaschke durchgeführt.

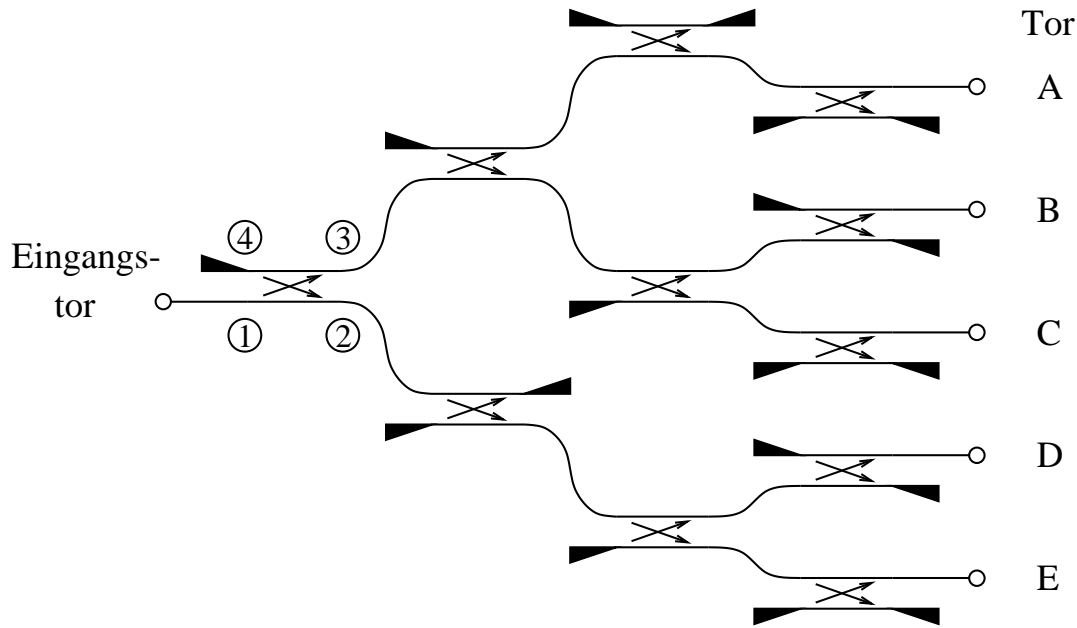


Bild 6.1: Struktur eines breitbandigen Leisterteilers für Messanwendungen

($S_{ii} = 0$) und idealer Isolation ($S_{41} = 0$ und $S_{23} = 0$) ergibt sich bei Verwendung identischer Koppler für alle Ausgänge ein gleiches Signal gemäß

$$E_n = S_{21}^2 \cdot S_{31}^2 \cdot E_0 \quad \text{mit} \quad n \in \{A, B, C, D, E\}. \quad (6.1)$$

Die Hohlleiterverbindungen wurden gleich lang gewählt, um gleiche Phasen an den Ausgängen zu erhalten. Die verbleibenden Tore wurden durch reflexionsfreie ohmsche Lasten abgeschlossen.² Mit diesem Konzept sind alle Ausgangssignale identisch in Betrag und Phase. Dies gilt unabhängig von der Frequenzcharakteristik der einzelnen Koppler ($S_{21}(f)$, $S_{31}(f)$), solange die Anpassungen der Koppeltore gut und die Isolationen hoch sind.

Bild 6.2 (a) zeigt die bei jedem Frequenzpunkt über alle Tore gemittelte Ausgangsleistung, welche auf die Eingangsleistung normiert ist. Die Eingangsleistung wurde bei den breitbandigen Messungen mit einem Rückwärtswellenoszillator (BWO)³ erzeugt und über einen Rechteckhohlleiter zugeführt. Der Leistungseinbruch bei 158.5 GHz wird durch den BWO erzeugt, während die Einbrüche bei 140 und 156 GHz durch den Leisterteiler bedingt sind. Die Einfügedämpfung beträgt nahezu gleichmäßig 14.2 dB über den Frequenzbereich von 142 bis 154 GHz. Dies bedeutet, dass der Leisterteiler ohmsche Verluste von 2.2 dB verursacht. Bild 6.2 (b) zeigt die Abweichungen der fünf einzelnen Ausgangstore vom Mittelwert. Die Leistungsschwankung liegt innerhalb einer Bandbreite von 10 GHz unter ± 0.25 dB. Des Weiteren wurden Phasenmessungen bei 150 GHz durchgeführt, welche eine Schwankung unter $\pm 4^\circ$ ergaben.

²Es sei angemerkt, dass prinzipiell an den entkoppelten Toren der letzten Stufe anstelle der reflexionsfreien Abschlüsse angepasste Detektoren zur Kontrolle eingesetzt werden können, um etwaige in die Tore durch Reflexion am zu vermessenden Aufbau einkoppelnde Energien messen zu können. Analoges ist für die Kontrolle der Eingangsleistung möglich. Im realisierten Aufbau wurde hierauf u. a. aus Platz- und Fertigungsgründen verzichtet.

³ Die Abkürzung BWO kommt aus dem Englischen und steht für *backward wave oscillator*.

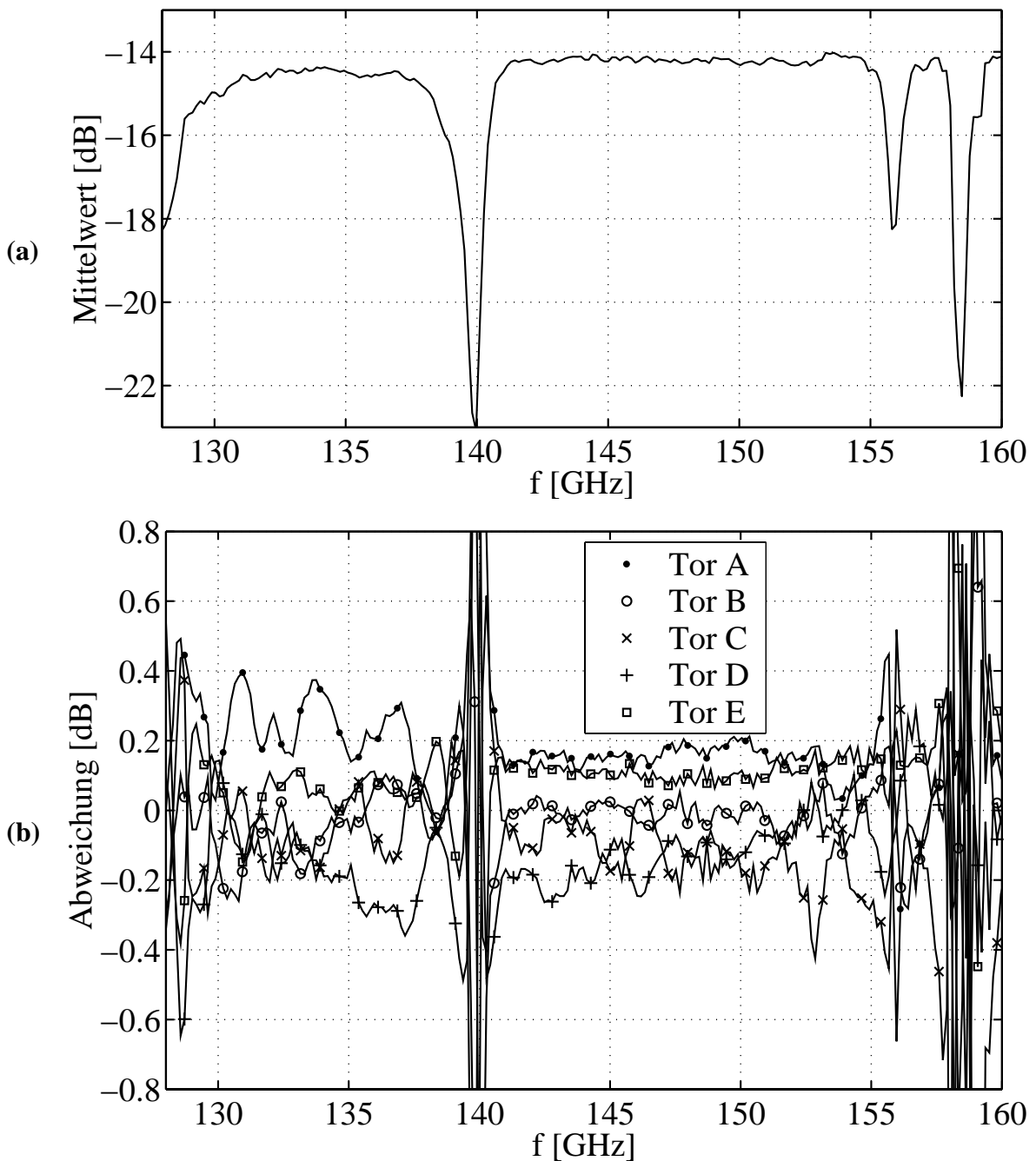


Bild 6.2: Betragmessungen des Leistungsteilers: (a) Mittelwert und (b) Abweichung

6.2 Betragfeldmessungen

Eine einfache Möglichkeit, die Feldverteilung zu überprüfen, besteht in der skalaren Messung mittels eines Diodendetektors und einer Feldmesssonde. Der hierzu verwendete Aufbau ist in Bild 6.3 skizziert. Durch eine Bewegungseinheit wird die Messsonde punktwise in x - und y -Richtung entlangefahren, sodass die vom Messobjekt ausgesendeten Felder in einer Messebene abgetastet werden. Als Messsonde genügt für passive Systemvermessungen das offene Ende eines Hohlleiters. Bei Messung an aktiven Systemen kann es hierbei jedoch durch die

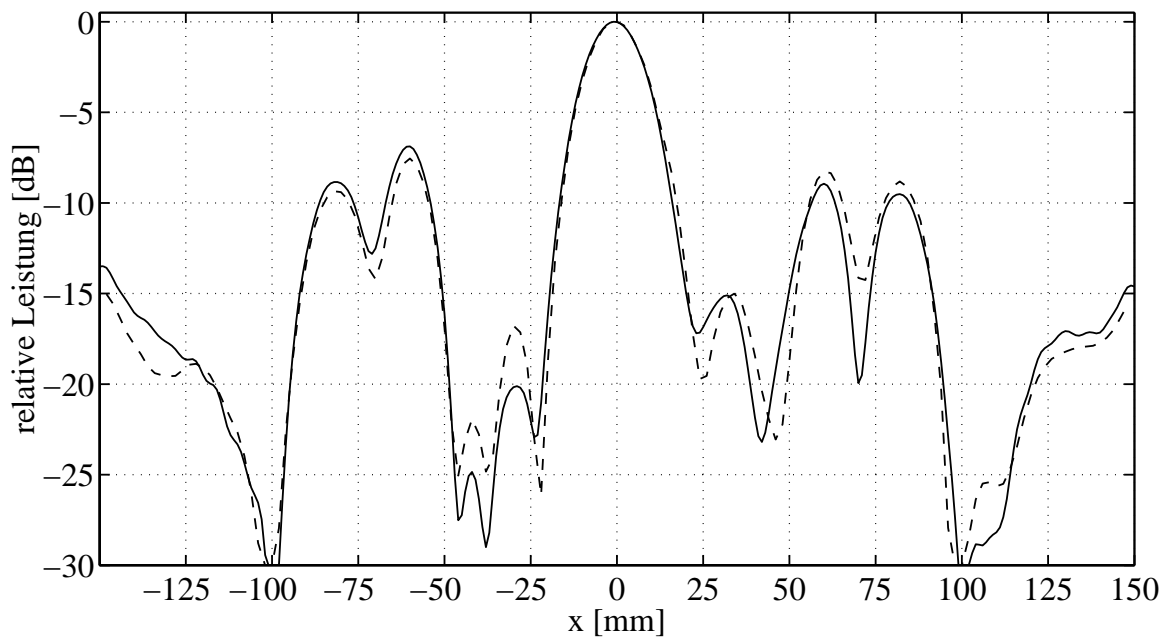


Bild 6.4: Feldabtastung zur Untersuchung der Phasenbeziehungen: Betragsmessung (durchgezogene Linie) und angepasste Simulation (gestrichelte Linie),

störend, da zeitliche Leistungs- und Phasenschwankungen die Messung verfälschen.

Für die Synchronisationsuntersuchung der Oszillatoren im Leistungsaddierer ist bereits die Betragsmessung in einer Ebene ausreichend, um auf die Phasenbeziehungen zu schließen. Aufgrund der Übereinstimmung der Messungen am passiven System und korrespondierender Simulationen können die Simulationsergebnisse bei Anregung eines einzelnen Oszillators als Ausgangsbasis verwendet werden. Ausgehend von einer angenommenen Lösung der Phasen und Leistungen der fünf Oszillatoren können die überlagerten Simulationsfelddaten und die Betragsmessung miteinander verglichen werden. Mit Hilfe von Optimierungsstrategien kann durch Variation der Parameter auf die tatsächlich vorliegenden Phasen- und Leistungsverteilungen der Oszillatoren geschlossen werden.

Mit dieser Strategie wurde die Synchronisation von fünf IMPATT-Oszillatoren am 65 GHz-Zeilensystem untersucht [110]. Die Messebene ist in einen größeren Abstand (400 mm) gelegt worden, um Wechselwirkungen der Oszillatoren zu minimieren, welche durch Reflexionen an der Messsonde hervorgerufen werden. Bild 6.4 zeigt exemplarisch ein Ergebnis dieses Abgleichs. Die aus der Anpassung der Simulation an die Betragsmessung resultierenden Phasen der Oszillatoren bestimmen sich zu A: -114° , B: 66° , C: 0° , D: 76° , E: -130° .

6.3 Vektoriellmesssystem für 150 GHz

Für die Überprüfung der quasi-optischen Komponenten bei 150 GHz ist ein vektoriellmesssystem zum Einsatz gekommen, welches im Rahmen der DFG-Forschergruppe „Submillimeterwellen-Schaltungstechnologie“ am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der Uni-

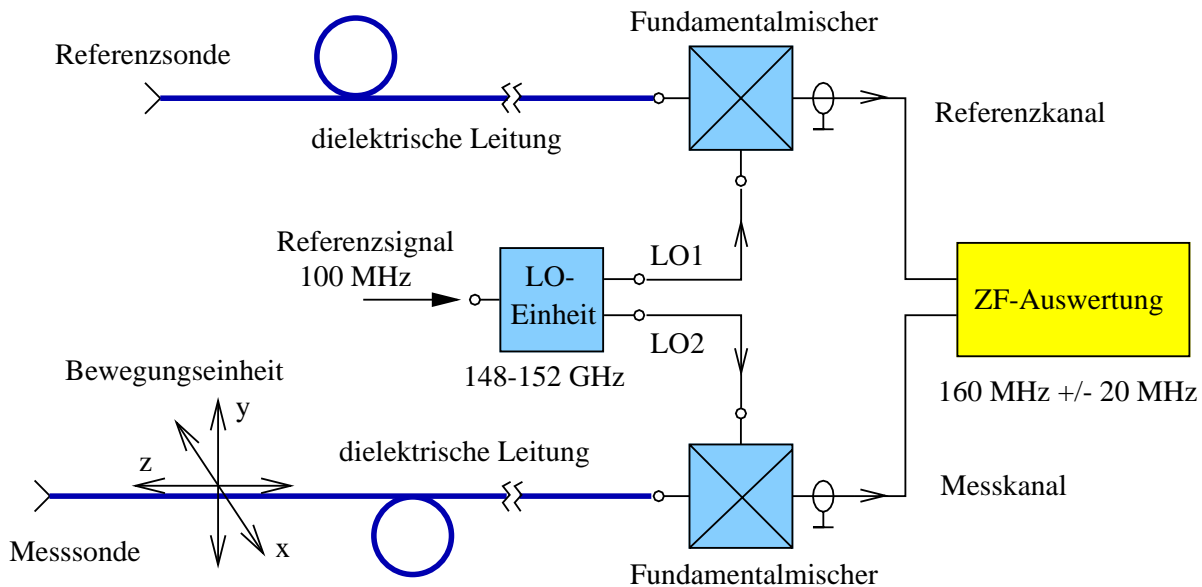


Bild 6.5: Vektoriellcs Feldmesssystem für 150 GHz

versität Erlangen-Nürnberg entwickelt wurde [111]. Es ist für den Betrieb im Frequenzbereich von 148 bis 152 GHz mit einer Messdynamik von 75 dB und einer Phasenunsicherheit kleiner 3° ausgelegt worden [112]. Der Grundaufbau ist in Bild 6.5 skizziert. Für die Bestimmung der Phase wird neben der beweglichen Messsonde eine weitere Referenzsonde benötigt, welche ortsfest im Raum steht, um ein Bezugssignal zu erhalten. Die Signale der Sonden werden auf balancierte Fundamentalmischer geführt. Die Mischer werden durch eine Lokalszillator-Einheit gespeist, deren Funktion im nächsten Abschnitt näher erläutert wird. Die resultierenden Zwischenfrequenzsignale bei 160 MHz werden in der ZF-Auswertung durch logarithmische Verstärker und einen IQ-Detektor ausgewertet. Im IQ-Detektor werden Ausgangsspannungen gebildet, welche proportional zum Inphasen- und Quadraturanteil der Differenzphase zwischen beiden Kanälen ist, um hieraus die Messphase ableiten zu können.

Um möglichst geringe Feldstörungen in der Messung zu erhalten, wird die Auswerteeinheit starr gehalten und die Signale mittels flexibler dielektrischer Leitungen zugeführt [113]. Die Leitungen bestehen aus Polyethylen und haben einen rechteckförmigen Querschnitt, um die Polarisation zu erhalten. Für die Realisierung der Sonden bietet es sich an, das Ende der Leitung keilförmig in den Freiraum übergehen zu lassen, wodurch dielektrische Stielstrahler entstehen [111, 114].

Im Anhang A sind Fotos vom vektoriellen Feldmesssystem dargestellt. Bild A.1 zeigt die Vermessung des Hornantennen-Arrays, welches sich auf der linken unteren Seite befindet. Im Bild ist die Führung der dielektrischen Leitungen zu erkennen. Um Feldstörungen zu minimieren, werden hierbei Styropor-Halter eingesetzt. Um den Strahlenverlauf nicht zu behindern, ist die dreidimensionale Bewegungseinheit seitlich neben dem zu vermessenden Objekt angeordnet. Die Mischer und Lokalszillatoren sind rechts daneben platziert. Die Messung am holographischen Leistungsaddierer ist in Bild A.2 gezeigt. Eine Draufsicht ist in Bild A.3 gegeben. Der Leistungsteiler und das Hornantennen-Array befinden sich im unteren Teil des Bildes. Im obe-

ren Bereich sind die auf eine feste Position am Rand platzierte Referenzsonde und die bewegliche Messsonde zu erkennen. Ergebnisse zum gezeigten Messaufbau werden in Abschnitt 6.5 diskutiert.

6.3.1 Lokaloszillator-Einheit

Im Folgenden wird kurz der Aufbau der Lokaloszillator-Einheit des vektoriellen Feldmesssystems beschrieben, da es von Vorteil ist, diesen für die Untersuchung von passiven Komponenten zu modifizieren, wie im nächsten Abschnitt erläutert werden wird.

Um den Konversionsverlust der Mischerstufe möglichst klein zu halten, werden die Mischer bei der Fundamentalfrequenz angesteuert, d. h. der Lokaloszillator muss bei 150 GHz betrieben werden. Prinzipiell kann dabei von einer stabilen Quelle ausgegangen werden, deren Signal auf beide Mischer aufgeteilt wird. Um eine hohe Empfindlichkeit zu erreichen, müssen die Fundamentalmischer jedoch weiterhin mit einer so großen Lokaloszillatorleistung angesteuert werden, dass diese durch Aufteilung einer stabilisierten Quelle nicht zur Verfügung gestellt werden kann, um eine hohe Messdynamik zu erzielen. Stattdessen muss für jeden Mischer eine getrennte Quelle verwendet werden. Der sich hiermit ergebende Aufbau der Lokaloszillator-Einheit ist in Bild 6.6 skizziert.

Für jeden Kanal wird ein stabilisierter Gunn-Oszillator mit nachgeschaltetem Frequenzverdoppler eingesetzt. Gunn-Oszillatoren werden verwendet, da sich diese durch eine Phasenre-

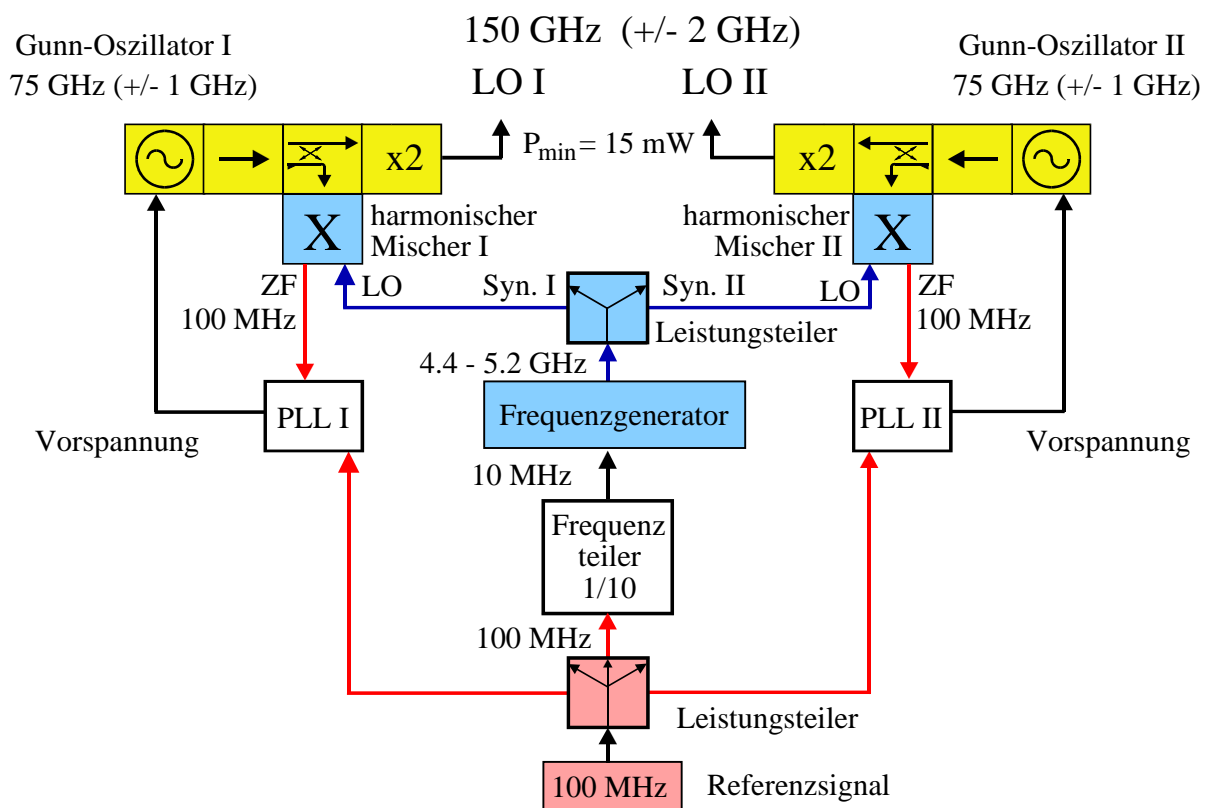


Bild 6.6: Aufbau der Lokaloszillator-Einheit des vektoriellen Feldmesssystems

gelschleife (PLL)⁴, welche die Versorgungsspannung steuert, stabilisieren lassen. Da Gunn-Oszillatoren jedoch bei 150 GHz nicht mehr betrieben werden können, wird stattdessen eine höhere Leistung bei 75 GHz erzeugt und mittels einer whiskerkontaktierten Varaktordiode verdoppelt. Die Phasenregelschleifen werden mit einem 100 MHz-Signal rückgekoppelt, welches durch harmonische Mischung des 75 GHz-Signals an der 15. Harmonischen einer durch einen Frequenzgenerator erzeugten Lokaloszillatorleistung bei 5 GHz erzeugt werden. Als Referenzsignal für die Phasenregelschleifen und den 5 GHz-Frequenzgenerator wird eine gemeinsame, stabilisierte 100 MHz-Quelle verwendet. Auf diese Weise wird ein für die vektorielle Messung zwingend erforderlicher Gleichlauf der beiden Gunn-Oszillatoren erreicht. Die Frequenz des 5 GHz-Frequenzgenerators ist elektronisch in 125 kHz-Schritten abstimmbar. Hiermit kann eine Anpassung der Ausgangsfrequenz der Lokaloszillator-Einheit an die Frequenz der zu untersuchenden (Leistungsadditions-) Quellen durchgeführt werden, um in der Zwischenfrequenz-Auswerteeinheit Signale bei 160 MHz zu erhalten.

6.3.2 Modifikation für die Untersuchung von passiven Komponenten

Das vektorielle Feldmesssystem ist für die Untersuchung aktiver Quellen ausgelegt worden. Bei der Analyse passiver Komponenten sind große Bereiche im Raum abzutasten, um das Feld vollständig zu erfassen und eine genaue Aussage über die Funktionalität zu erhalten. Hiermit gehen lange Messzeiten einher. Bei Verwendung einer unabhängigen Messsignalquelle verfälschen die resultierenden Leistungs- und Frequenzschwankungen die Messung. Liegt die Frequenzschwankung hierbei sogar außerhalb der 40 MHz-Bandbreite der Zwischenfrequenz-Auswerteeinheit, so ist das Ergebnis unbrauchbar. Ein zweites Problem ist die Auskopplung des Bezugssignals mittels der Referenzsonde. Im Raumbereich, in dem die Sonde platziert ist, kommt es beim Durchfahren der Messsonde zu Abschattungen und Interferenzen, welche das Messergebnis beeinflussen.

Eine Lösung der Probleme ist die Anknüpfung der Messsignalquelle an dieselbe stabilisierte 100 MHz-Quelle der Lokaloszillator-Einheit. In diesem Fall kann die für den Referenzkanal zur Auswertung notwendige 160 MHz-Zwischenfrequenz direkt aus der Referenzquelle abgeleitet werden, sodass nur noch einer der beiden Lokaloszillatoren benötigt wird. Auf diese Weise kann sogar der verbleibende Lokaloszillator als Messsignalquelle verwendet werden. Da der Lokaloszillator und die Messsignalquelle in diesem System mit einem 160 MHz-Frequenzversatz betrieben werden müssen, ist eine Modifikation notwendig, welche in Bild 6.7 skizziert ist. Durch die Ansteuerung der Phasenregelschleife des ersten Gunn-Oszillators mit 20 MHz anstelle von 100 MHz wird erreicht, dass der Oszillator eine im Verhältnis zum zweiten Gunn-Oszillator um 80 MHz versetzte Frequenz generiert. Durch den Varaktordioden-Verdoppler entsteht hieraus bei 150 GHz der gewünschte 160 MHz-Frequenzversatz. Um dies zu erreichen, wird aus der 100 MHz-Referenzquelle das entsprechende 20 MHz-Bezugssignal der ersten Phasenregelschleife erzeugt. Bei diesem Eingriff kann gleichzeitig aus der doppelten Differenz das 160 MHz-Referenzsignal erzeugt werden, z. B. durch Einsatz eines Mischers. Die resultierende Konfiguration ähnelt der eines heterodynen Netzwerkanalysators. Es sei angemerkt, dass für

⁴Die Abkürzung PLL kommt aus dem Englischen von *phase locked loop*.

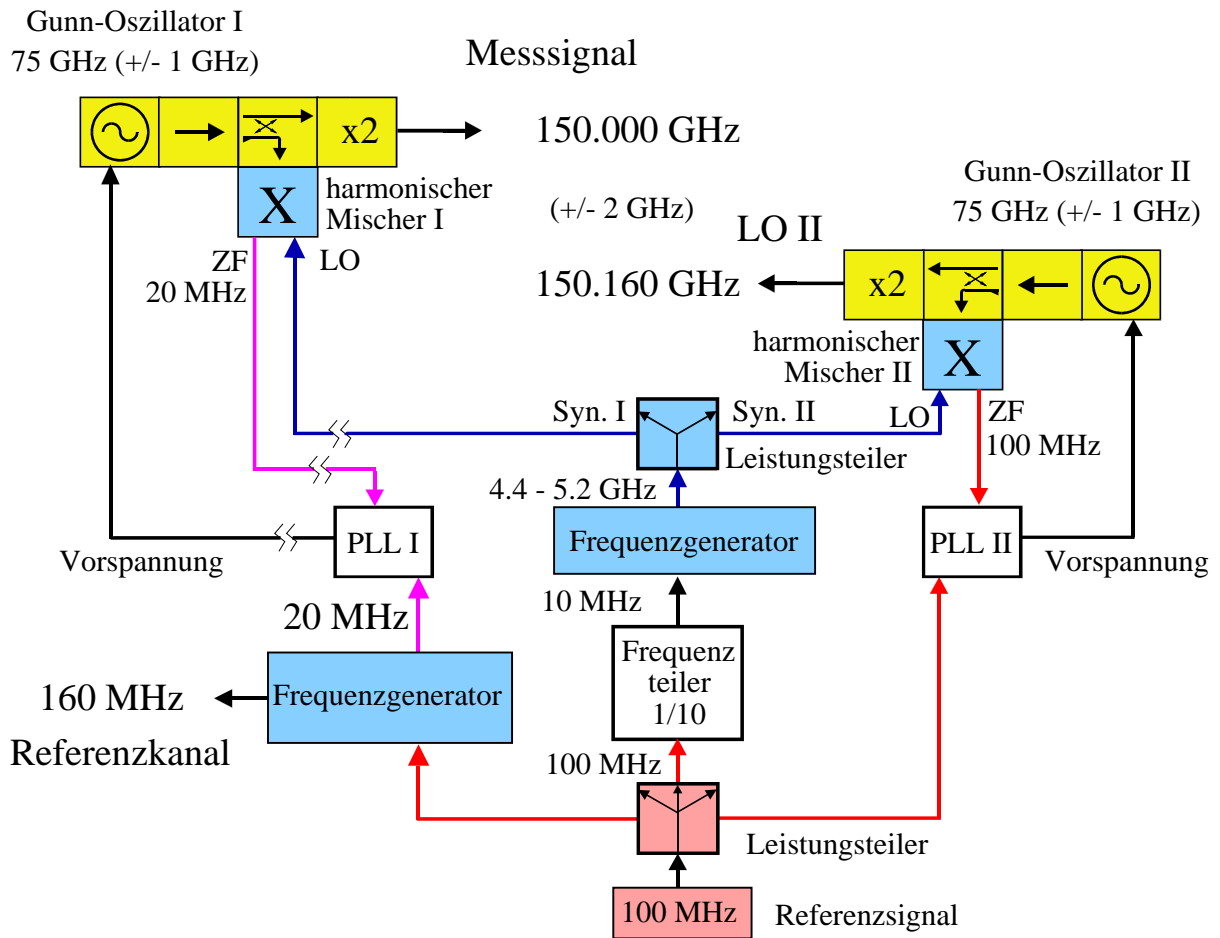


Bild 6.7: Modifikation des Feldmesssystems für die Untersuchung von passiven Komponenten

die im Folgenden aufgezeigten Messungen stattdessen das Bezugssignal weiterhin bei 150 GHz abgeleitet wurde. Hierbei ist der Dynamikverlust in Kauf genommen worden, welcher durch die zur Erzeugung des Signals notwendige Abzweigung von Lokaloszillator-Leistung entsteht. Wie aus den im Folgenden gezeigten Messergebnissen ersichtlich wird, können mit dieser Modifikation gute Ergebnisse und genaue Aussagen zu den quasi-optischen Komponenten getroffen werden.

6.3.3 Berücksichtigung der Sondencharakteristik

Für die richtige Interpretation der gemessenen Felder muss die Empfangscharakteristik der dielektrischen Messsonde berücksichtigt werden. Dies geschieht durch Berechnung der Koppelkoeffizienten [20, 115]. Sie bestimmen sich aus dem elektrischen Feld E_A der Messsonde und der in jedem einzelnen Messort (x, y) vorliegenden Feldverteilung E_F gemäß

$$C_E(x, y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_A(\xi, \eta) E_F^*(\xi - x, \eta - y) d\xi d\eta}{C_{EN,A} \cdot C_{EN,F}} \quad (6.2)$$

mit den Normierungskoeffizienten

$$C_{EN} = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(\xi, \eta) E^*(\xi, \eta) d\xi d\eta}. \quad (6.3)$$

Da Gl. (6.2) eine Faltung darstellt, ist es zweckmäßig, sie im Spektralbereich durchzuführen, womit sich

$$C_E(x, y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{E}_A(k_x, k_y) \bar{E}_F^*(k_x, k_y) dk_x dk_y}{4\pi^2 \cdot C_{EN,A} \cdot C_{EN,F}} \quad (6.4)$$

mit der Fourier-Transformation

$$\bar{E}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) e^{j(xk_x + yk_y)} dx dy \quad (6.5)$$

ergibt. Es ist zu beachten, dass die Normierungskoeffizienten unter Anwendung des parsevalschen Theorems ebenfalls im Spektralbereich berechnet werden können [15,21]. Im Übrigen wird aus Gl. (6.4) ein inhärenter Kompromiss für die Auslegung der Messsonde deutlich. Einerseits ist eine isotrope Antennencharakteristik zu bevorzugen, um möglichst das gesamte Feld aus allen Spektralanteilen – also allen Richtungen – gut detektieren zu können. Andererseits ist jedoch ein hoher Gewinn erwünscht, insbesondere in Richtungen, aus denen die wesentlichen Feldanteile erwartet werden, um eine hohe Empfindlichkeit zu erhalten. Die Charakteristik des als Messsonde verwendeten dielektrischen Stielstrahlers kann bei 150 GHz in guter Näherung durch ein gaußförmiges Profil mit asymmetrischen Strahltaillen $w_{0,x} \approx 2.0$ mm und $w_{0,y} \approx 1.5$ mm beschrieben werden.

Die für die Rückgewichtung der aufgenommenen vektoriellen Felddaten notwendige Invertierung führt zu unerwünschtem Anwachsen höherer Spektralanteile, welche die Interpretation verfälscht bzw. unmöglich macht. Die Ursache ist darin zu finden, dass die Sonde aus diesen Bereichen die Leistung nur mit geringem Gewinn einkoppelt. Zum einen verliert die gaußförmige Näherung ihre Gültigkeit, zum anderen ist die Invertierung aufgrund der schwächeren Signale schlecht konditioniert, d. h. Messstörungen wirken sich stärker aus. Um dieses Problem zu umgehen, werden stattdessen für den Vergleich die erwarteten Simulationsdaten mit der angenähernten Sondencharakteristik gewichtet. Auf diese Weise kann neben der qualitativen Bewertung anhand der resultierenden Feldbilder eine quantitative Beurteilung durch die Berechnung des Koppelfaktors zwischen den Messdaten und den entsprechend gewichteten Simulationsdaten durchgeführt werden. Durch die Gewichtung mit der Sondencharakteristik ist hiermit nicht direkt der Koppelwirkungsgrad der Feldverteilungen bestimmt, da die Spektralanteile nicht gleichverteilt in die Rechnung eingehen. In Anlehnung an die Wahrscheinlichkeitsrechnung und mathematische Statistik kann die resultierende Größe als „**gewichteter Koppelfaktor**“ bezeichnet werden. Es sei angemerkt, dass mit Hilfe der Berechnung des gewichteten Koppelfaktors fehlerhafte Ausrichtungen sowohl der Koordinatenmitte als auch kleiner Winkelfehler bei der Ausrichtung der Messsonde und der Messebene numerisch festgestellt und kompensiert werden können.

6.4 Charakterisierung von Antennen

Die Doppellinsen- und Doppelspiegelsysteme sind für die Umformung der räumlich begrenzten, ebenen Welle in Gaußstrahlen ausgelegt worden. Für die Gaußstrahl-Antennen wurden Dual-Mode-Hörner entworfen und gefertigt [116]. Im Gegensatz zu Rillenhörnern sind Dual-Mode-Hörner leichter fertigbar, da sie eine einfache Struktur besitzen, wie in Bild 6.8 skizziert ist. Sie basieren auf Anregung der TE_{11} und TM_{11} Eigenwellen in einem zylindrischen Hohlleiter. Überlagern sich diese Eigenwellen in der Hornapertur auf solche Weise, dass sich ihre Feldanteile an den Kanten gegenseitig auslöschen, so wird eine gute Anpassung an den Freiraum erzielt. Das resultierende Strahlenprofil ist außerdem in guter Näherung gaußförmig. Der Entwurf wurde mit einem Finite-Elemente-Simulator durchgeführt, aus dessen Ergebnissen nicht direkt auf die Parameter des Gaußstrahles geschlossen werden kann. Die Gaußstrahl-Grundwelle ist durch die Strahltaillen ($w_{0,x}$ und $w_{0,y}$) sowie den Orten ihrer Phasenzentren in x - und y -Richtung (dp_x und dp_y) zu charakterisieren (vgl. auch Bild 6.8). Die Phasenzentren werden ausgehend von der Apertur ins Horn hinein positiv definiert. Für den Entwurf ist die Differenz entscheidend, also $dp_{yx} = dp_y - dp_x$.

Um insbesondere auch Fertigungstoleranzen zu berücksichtigen, ist es sinnvoll, die hergestellten Dual-Mode-Hörner messtechnisch zu charakterisieren. Prinzipiell ist es ausreichend, eine Messung in einer zur Hornapertur parallel liegenden xy -Ebene durchzuführen, um Aussagen aus der Feldverteilung treffen zu können. Für eine genaue Bestimmung der Parameter ist es jedoch hilfreich, weitere Feldmessungen in xz - und yz -Ebenen durchzuführen. Die zu den jeweiligen Ebenen zugehörigen Taillen und Phasenzentren lassen sich durch Parametervariation und Maximierung aller gewichteten Koppelfaktoren gewinnen, welche aus den einzelnen z -Schnitten resultieren.

Zwei verschiedene Hörner wurden für den Einsatz bei 150 GHz gefertigt, die – zur Erzeugung unterschiedlicher Gaußstrahlen – verschiedene Aperturdurchmesser und somit auch Längen aufweisen. Der Vergleich der Messungen in einer xy -Ebene mit den erwarteten Gaußstrahlen sowie die resultierenden Parameter sind im Anhang A in den Bildern A.4 und A.5

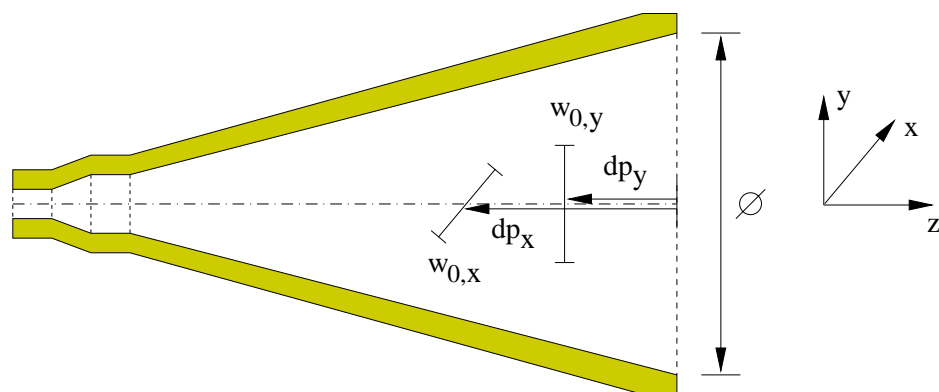


Bild 6.8: Querschnitt des prinzipiellen Aufbaus eines Dual-Mode-Horns

gegeben. Obwohl beim kurzen Dual-Mode-Horn in der E -Feld-Ebene Nebenkeulen erkennbar sind, ist eine gute Übereinstimmung mit dem Gaußstrahl vorhanden, was aus dem gewichteten Koppelfaktor von ca. 98 % hervorgeht. Die Koppelfaktoren werden anhand des geraden Feldanteils bestimmt, da die leichten, bei den Messungen auftretenden Asymmetrien nicht eindeutig der Feldmesssonde oder den Horn-Antennen zugeordnet werden können. Exemplarisch sind in Bild A.6 die zx - und zy -Messungen für das kurze Dual-Mode-Horn dargestellt, anhand derer die genaue Parameterextraktion durchgeführt wurden.

6.5 Messungen am 150 GHz-Leistungsaddierer

Aufgrund der Tatsache, dass vektorielle Feldmessungen durchgeführt werden können, ist es prinzipiell ausreichend, den Leistungsaddierer anhand der Messung bei Anregung eines Elementes des Hornantennen-Arrays zu charakterisieren. Insbesondere für die Untersuchung der Auskoppelschaltung ist es jedoch hilfreich, die durch identische Anregung aller Elemente generierte, räumlich begrenzte, ebene Welle zur Verfügung stellen zu können. Aus diesem Grund wird der Leistungsaddierer bei Anregung mit dem in Abschnitt 6.1 vorgestellten breitbandigen Leistungsteiler untersucht [106, 64].

Zunächst wird die fünfelementige Hornantennenzeile ohne Hologramm betrachtet. Bild A.7 zeigt den Vergleich zwischen Simulation und vektorieller Messung im Abstand von 80 mm von der Apertur der Hornantennen. Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung, was durch den gewichteten Koppelfaktor von knapp 99 % bestätigt wird. Die Feldverteilung ist in mehrere Einzelbereiche aufgeteilt, in denen unterschiedliche Phasen und Amplituden vorliegen. Die Ursache liegt darin, dass Gitterkeulen aufgrund des Elementabstandes $L/\lambda_o = 9.5$ angeregt werden, deren Feldanteile sich im Nahfeld überlagern. Im Fernfeld wäre eine eindeutige Trennung erkennbar.

Durch den Einsatz des Phasengitters des holographischen Leistungsaddierers wird das Feld – wie erwartet – in eine räumlich begrenzte, ebene Welle transformiert. Hierzu ist in Bild A.8 in der gleichen xy -Ebene der Vergleich zwischen Simulation bei endlicher Anregung und Messung dargestellt. Die Übereinstimmung bestätigt sich anhand des gewichteten Koppelfaktors, welcher wiederum bei knapp 99 % liegt. Betrag und Phase weisen nur noch leichte Schwankungen auf, was auf den Wirkungsgrad der Leistungsaddition zurückzuführen ist, welcher für den unendlich fortgesetzten Fall bei 92.5 % liegt (vgl. Abschnitt 4.3.3).

6.5.1 Messungen am Fresnel-Linsensystem

Für die Untersuchung des realisierten Fresnel-Linsensystems, dessen Entwurf in Abschnitt 5.2 diskutiert wurde, werden zunächst vektorielle Feldmessungen bei Anregung mittels eines Gaußstrahls zur Leistungsteilung betrachtet. Das System ist für das lange Dual-Mode-Horn mit dem Aperturdurchmesser 16 mm ausgelegt worden. Bild A.9 zeigt einen Vergleich der Feldverteilung, welche durch Phasenmodulation der ersten Phasenplatte verursacht wird. Hierbei ist die Ebene der zweiten Phasenplatte als Messebene gewählt worden. Aufgrund des Konzeptes der Leistungsverteilungszuordnung soll die erste Phasenplatte in dieser Ebene betragsmäßig die

Feldverteilung der räumlich begrenzten, ebenen Welle in der x -Achse erzeugen. Dieses Ziel wird durch die Messung bestätigt. Gleichzeitig werden Störungen im gemessenen Feld erkennbar, die durch die für die Realisierung notwendigen Fresnel-Stufen verursacht werden. Trotz dieser Ungleichmäßigkeiten bestimmt sich der gewichtete Koppelfaktor des geraden Anteils zu über 96 %, obwohl bei der Vergleichsrechnung eine ideale Phasenmodulation angenommen wurde.

Wie erwartet, ist die Phase des Feldes in der x -Achse von Bild A.9 noch nicht homogen. Erst durch den Einsatz der zweiten Phasenplatte wird dieses Ziel erreicht. Ein Vergleich zwischen Messung und Simulation in einer Ebene hinter der zweiten Phasenplatte ist in Bild A.10 gezeigt. Neben dem Betrag ist nun auch die Phase konstant. Wiederum sind Feldstörungen in der Messung zu erkennen, welche durch die Fresnel-Stufen verursacht werden. Der gewichtete Koppelfaktor liegt bei 88 %. Er ist etwas geringer, da Stehwellen durch die Reflexionen an den nicht vergüteten, gekrümmten Oberflächen der Phasenplatten auftreten.

Bild A.11 zeigt das Ergebnis der vektoriellen Feldmessung in der Ebene der Hornantennenzeile, nachdem das Hologramm zusätzlich zu den beiden Fresnel-Linsen eingefügt worden ist. Die ebene Welle wird in die fünf Feldanteile zerlegt, welche in die Hörner einkoppeln können. Während die Phase in den Feldmaxima relativ konstant ist, zeigt der Betrag noch einige Störungen. Zum einen sind wieder Streuungen durch die Fresnel-Stufen erkennbar, zum anderen sind die fünf Hauptfelder leicht unterschiedlich im Betrag.

Anstelle der Bestimmung des gewichteten Koppelfaktors kann in diesem Fall direkt die Einkopplung in die fünf Hornantennen des Gesamtsystems betrachtet werden. Es liegt also der Betrieb als Leistungsteiler vor. In Tabelle 6.1 sind die resultierenden Ergebnisse den theoretischen Werten für ideale Phasenplatten gegenübergestellt. Die Eingangsleistung ist mit einem Thermistor gemessen worden. Die Phase lässt sich mit Hilfe des vektoriellen Feldmesssystems bestimmen, indem die Messsonde in kurzer Distanz hinter den Hohlleiterausgängen der Hornantennenzeile entlangefahren wird. Während der Messung an den einzelnen Toren wurden die verbleibenden vier Ausgänge reflexionsfrei abgeschlossen. Die Wirkungsgrade der Ausgänge

Tabelle 6.1: Wirkungsgrade und Phasen des 150 GHz-Fresnel-Linsensystems bei Betrieb als Leistungsteiler

Tor	Eingangsleistung [%]		Phase [Grad]	
	berechnet	gemessen	berechnet	gemessen
A	19.0	10.7	-1.0	8.7
B	20.1	13.9	3.5	12.8
C	18.6	10.8	0.	0.
D	20.1	12.1	3.5	3.9
E	19.0	11.0	-1.0	22.0
Σ	96.8	58.8		

schwanken um $\pm 1.6\%$, die Standardabweichung der Phasen bestimmt sich zu $\langle \delta\varphi \rangle = 7.6^\circ$.

Zur genauen Ausrichtung des Systems wurde der breitbandige Leistungsteiler eingesetzt (vgl. Abschnitt 6.1). Der gemessene Leistungsadditionswirkungsgrad lässt sich mit seiner Hilfe zu 57.4% bestimmen. Für ideale Phasenplatten würden sich 96.6% ergeben. Er ist etwas niedriger als die Summe der Leistungsteilungswirkungsgrade. Der Grund ist in den leichten Phasenunterschieden der entsprechenden Streuparameter zu finden, die bei der Leistungsteilung nicht berücksichtigt werden.

Gleichzeitig kann das Feld des gesamten Leistungsaddierers mit Fresnel-Linsensystem in der Empfangsebene durch identische Anregung aller fünf Hornantennen mittels Leistungsteiler überprüft werden. Hierzu ist in Bild A.12 ein Vergleich der resultierenden Felder durchgeführt worden. Der gewichtete Koppelfaktor bestimmt sich zu 91% . Hiermit wird deutlich, dass nur ein Teil der Gesamtenergie in der Empfangsebene auftritt, da sonst der gemessene Leistungsadditionswirkungsgrad höher sein würde. Die Ursache ist zum einen auf die ohmschen Verluste zurückzuführen. Hierbei sind sowohl die Verluste der Hörner als auch die Verluste der insgesamt drei dielektrischen Strahlformer – beide Phasenplatten und das Hologramm – verantwortlich. Zum anderen kommen die Reflexionen an den gekrümmten Oberflächen und Streuungen durch die Fresnel-Stufen hinzu. Dies sind die Gründe, warum das im Folgenden betrachtete Doppelspiegelsystem zu bevorzugen ist (vgl. auch Abschnitt 5.4).

6.5.2 Messungen am Doppelspiegelsystem

Der Dual-Offset-Reflektor ist, wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, ebenfalls für die fünfelementige 150 GHz -Leistungsadditionszeile entworfen und gefertigt worden [117]. Für die Parameter des Gaußstrahls wurden die extrahierten Werte des kurzen Dual-Mode-Horns mit Aperturdurchmesser 9 mm verwendet. Bild A.13 zeigt das Messergebnis der Feldverteilung, die bei Anregung des Doppelspiegelsystems mit dem Dual-Mode-Horn resultiert. Als Messebene wird die Ebene der Apertur der Hornantennenzeile gewählt, wobei jedoch zunächst das Hologramm weggelassen wird. Der Vergleich mit dem erwarteten Profil, welches bei (idealer) Gaußstrahlanregung mit dreidimensionaler physikalischer Optik berechnet worden ist, zeigt eine gute Übereinstimmung. Lediglich an den Rändern ist ein stärkerer Leistungsabfall zu erkennen. Der gewichtete Koppelfaktor bestimmt sich zu knapp 96% . Da der Aufbau asymmetrisch ist, wird bei dieser qualitativen Bewertung der gerade Anteil der Feldmessdaten nur in der y -Achse berücksichtigt. Der ungerade Anteil, welcher auf Asymmetrien im Aufbau oder der Messsonde zurückzuführen ist, liegt jedoch nur bei 1% .

Bild A.14 zeigt die vektorielle Feldmessung nach Hinzufügen des Hologramms. Die Feldverteilung der ebenen Welle wird wie erwartet in diejenige umgewandelt, welche in die fünf Hornantennen effizient einkoppelt. An den Rändern sind in der x -Achse noch geringe, unerwünschte Feldanteile erkennbar. In der y -Achse sind außerdem am Rand leichte Welligkeiten zu erkennen, welche durch die Nebenkeulen des Dual-Mode-Horns verursacht werden (vgl. Bild A.5). In Bild A.15 sind vektorielle Messungen in z -Schnitten mit und ohne Hologramm zusammengefasst. Die Felder wandern in positive z -Richtung. Die Hornantennenzeile ist bei der Feldmessung weggelassen worden. Ihre Apertur würde in der Ebene $z = 0$ liegen. Bereits

für $z \leq -20$ mm findet eine Konzentration des Feldes in der y -Achse statt (vgl. Bild A.15 (e)). Hier befindet sich also näherungsweise das Phasenzentrum der Rechteck-Hornantennen. Aufgrund der anschließenden Aufweitung in der y -Achse nimmt die Leistung des Feldes in der x -Achse für steigende z -Werte kontinuierlich ab (Bild A.15 (a)). Zusammen mit der Darstellung der Phase in Bild A.15 (c) wird deutlich, dass der Dual-Offset-Reflektor eine räumlich begrenzte, ebene Welle erzeugt hat. Das Hologramm liegt bei den entsprechenden Messungen bei $z = -28.1$ mm. Aus diesem Grund konnte der z -Messbereich in diesem Fall nicht kleiner als $z = -10.0$ mm gewählt werden (Bilder A.15 (b) und (d)). Zum einen wird dies durch die Ausmaße des Styropor-Messhalters verhindert, zum anderen ist zu beachten, dass unerwünschte Überkopplungen das Ergebnis verfälschen, falls die Messsonde dem reaktiven Nahfeld des Phasengitters zu nahe kommt. Eine Fortsetzung der Freiraum-Messungen mit Hologramm für $z \gg 0.0$ mm ist nicht sinnvoll, da sich hier bereits die Hornantennen befinden würden, welche die Felder einkoppeln.

Die bei Platzierung der fünf Hornantennen in die Empfangsebene resultierenden Leistungsteilungswirkungsgrade und Phasenbeziehungen sind in Tabelle 6.2 dargestellt und den berechneten Werten gegenübergestellt. Bei den berechneten Werten wurden ohmsche Verluste nicht berücksichtigt und von idealer Gaußstrahlanregung ausgegangen. Die Messungen wurden analog zu denen am Fresnel-Linsensystem mit einem Thermistor und dem vektoriellem Feldmesssystem durchgeführt. Die Wirkungsgrade schwanken um $\pm 3.55\%$, die Standardabweichung der Phasen bestimmt sich zu $\langle \delta\varphi \rangle = 6.1^\circ$. Der stärkere Unterschied in der Leistung kommt durch die beiden Hornantennen an den Rändern zustande, bei denen deutlich weniger Leistung einkoppelt. Zum einen liegt dies daran, dass beim Vergleich zwischen den Messungen und Simulationen zur Erzeugung des Parallelstrahls von Bild A.13 leichte Abweichungen an den Rändern erkennbar sind. Zum anderen sind bereits die theoretisch optimalen Werte bei den Toren A und E etwas geringer.

Der Leistungsadditionswirkungsgrad bestimmt sich mit Hilfe des breitbandigen Leistungsaddierers zu 74.1 %. Bild A.16 zeigt korrespondierende Feldmessungen in der Empfangsebene.

Tabelle 6.2: Wirkungsgrade und Phasen des 150 GHz-Doppelspiegelsystems bei Betrieb als Leistungsteiler

Tor	Eingangsleistung [%]		Phase [Grad]	
	berechnet	gemessen	berechnet	gemessen
A	15.3	11.0	0.9	4.5
B	18.3	17.4	3.0	1.4
C	17.9	17.9	0.	0.
D	18.2	18.1	1.7	-13.1
E	17.1	11.3	-2.9	-3.8
Σ	86.8	75.7		

Der Vergleich mit den PO-Rechnungen zeigt gute Übereinstimmung selbst in den Nebenkeulen. Im Übrigen bestätigt sich hiermit, dass Streuungen an den Spiegelrändern nicht berücksichtigt werden müssen. Die Spiegeloberflächen wurden ausreichend groß gewählt. Der gewichtete Koppelfaktor berechnet sich zu 94.6 %, d. h. es treten ca. 5 % Verluste durch Abweichungen der Strahlcharakteristik des Dual-Mode-Horns von den extrahierten Gaußstrahlparametern auf. Da ein theoretischer Leistungsadditionswirkungsgrad mit den PO-Rechnungen zu 86.4 % bestimmt wurde, können die verbleibenden knapp 8 % ohmschen Verlusten zugeordnet werden. Da die Verluste des Teflon-Phasengitters mit ca. 1 % abgeschätzt werden können und Spiegeloberflächen so gut wie keinen Beitrag an den Verlusten haben, sind die verbleibenden 7 % \approx 0.6 dB den Rechteck-Hornantennen und dem Empfangshorn zuzuordnen.

6.5.3 Frequenzverhalten des 150 GHz-Gesamtsystems

Im Folgenden wird das Frequenzverhalten des fünfelementigen Leistungsaddierers bei Frequenzen um 150 GHz untersucht. Für die Auskoppelschaltung wird hierbei der Dual-Offset-Reflektor eingesetzt. Als breitbandige Quelle wird ein BWO verwendet. Die Systemantworten werden mittels Diodendetektor und skalarem Netzwerkanalysator aufgezeichnet. Um Störungen durch Leistungsschwankungen des Rückwärtswellenoszillators zu minimieren, wird ein Teil der Ausgangsleistung mit einem zweiten Diodendetektor gemessen. Die gemessene Ausgangsleistung wird mit diesem Signal ins Verhältnis gesetzt. Einige Breitbandmessungen, deren Ergebnisse hier interpretiert werden, sind in Anhang B dokumentiert.

Bild B.1 (a)-(e) zeigt die Streuparameter, wenn das System am Dual-Mode-Horn angeregt wird. Aus den Streuparametern, die an den Zeilenhornantennen gemessen werden, lässt sich direkt auf den Betrag der Leistungsteilungswirkungsgrade schließen. Eine Welligkeit, welche jedoch im relevanten Frequenzbereich deutlich unter 0.5 dB liegt, mit dem Frequenzabstand $\Delta f \approx 0.26$ GHz zwischen den Maximalwerten wird ersichtlich. Die räumliche Distanz, um eine derartige Welligkeit zu verursachen, entspricht der strahlenoptischen Wegstrecke von der Hornantennenzeile zur Empfangsantenne. Folglich werden diese Stehwellen durch Fehlanpassungen verursacht. Sie können durch Variation der Position des Dual-Mode-Horns beeinflusst werden, sodass eine Maximierung des Wirkungsgrades bei der relevanten Frequenz durchgeführt werden kann. Da die Schwankungen sehr klein sind, kann hierauf jedoch unter Umständen verzichtet werden.

Prinzipiell sind Stehwellen in quasi-optischen Systemen nur unverhältnismäßig aufwändig zu modellieren [118]. Der Grund liegt darin, dass ein genaues Verhalten der Streuungen an den Hornkanten zu bestimmen ist, anhand dessen erst durch Analyse mittels Mehrfachreflexionen eine näherungsweise Aussage möglich wird. Es ist dabei zu beachten, dass neben den Reflexionen an den Spiegeloberflächen auch Reflexionen an den Spiegelkanten sowie die mechanischen Komponenten wie Grundplatte und Elementhalterungen zu berücksichtigen sind.

Für die Interpretation der Messungen von Bild B.1 (a)-(e) werden nur die lokalen Mittelwerte der Streuparameterkurven ($|S_{i0}|$ mit $i \in \{A, B, C, D, E\}$) verwendet. Die lokalen Mittelwerte ergeben sich aus den einhüllenden Kurvenverläufen, welche in Bild B.1 durch dünne Linien

dargestellt sind. Die hieraus resultierenden Leistungsteilungswirkungsgrade sind in Bild 6.9 zusammengefasst. Wie bereits bei den vektorialen Messungen für 150 GHz deutlich wurde, bekommen die beiden Tore A und E über den gesamten betrachteten Frequenzbereich weniger Leistung als die drei mittleren Tore. Die Leistungsbeziehungen besitzen über den gesamten Frequenzbereich ein gleichmäßiges Verhältnis.

Für eine genauere Aussage ist in Bild 6.10 die Summe aller fünf Einzelleistungen dargestellt ($\sum_i |S_{i0}|^2$ mit $i \in \{A, B, C, D, E\}$). Zwei zusätzliche Graphen sind dem Ergebnis gegenübergestellt. Zum einen wurde ein theoretischer Leistungsadditionswirkungsgrad rechnerisch aus den Streuparametern $S_{i0} = S_{0i}$ gewonnen. Aufgrund der Tatsache, dass nur Betragsmessungen vorliegen, wird dabei von der Annahme ausgegangen, dass die Phasen der Streuparameter S_{i0} identisch sind. Hiermit bestimmt sich der Leistungsadditionswirkungsgrad zu $(\sum_i |S_{i0}|)^2$. Aufgrund der Cauchy-Schwarz'schen Ungleichung ist dieser kleiner als die Summe aller Einzelleistungen; nur für gleiche S_{i0} wäre eine Identität erreichbar. Zum anderen ist der Leistungsadditionswirkungsgrad mit dem breitbandigen Leistungsteiler (vgl. Abschnitt 6.1) bestimmt worden. Das Ergebnis der Messung ist in Bild B.1 (f) dargestellt. Der aus der Mittelung resultierende Leistungsadditionswirkungsgrad ist in Bild 6.10 enthalten. Die Kurve liegt für alle Frequenzpunkte ca. 4 % unter den theoretisch aus den einzelnen Streuparametern abgeleiteten Werten. Mit Gl. (5.25) lässt sich hieraus eine Standardabweichung der Phasen zu $\langle \delta\varphi \rangle = 11.6^\circ$ bestimmen. Mit der vektorialen Messung wird bei 150 GHz ein etwas geringerer Wert festgestellt. Der Vergleich bestätigt, dass die näherungsweise Phasengleichheit breitbandig erhalten bleibt. Die Wirkungsgrade liegen zwischen 144.3 und 150.7 GHz über 70 %. Dies entspricht einer Bandbreite von 4.3 %.

Aussagen über die weiteren Streuparameter

Die Ergebnisse der verbleibenden Streuparametermessungen am Doppelspiegelsystem sind in den Bildern B.2 und B.3 zusammengefasst. Bild B.2 zeigt die Beträge der Eingangsreflexionen S_{ii} mit $i \in \{A, B, C, D, E, 0\}$. Die Messungen weisen wiederum Stehwellen auf, welche den bereits besprochenen mit $\Delta f \approx 0.26$ GHz entsprechen. Während für das Dual-Mode-Horn am Empfangstor sowie die Tore B, C und D eine Anpassung erzielt wird, die bei -20 dB liegt, ist sie an den Toren am Rand der Hornantennenzeile mit -15 dB bis -10 dB schlechter. Die Eingangsreflexion am Empfangshorn wird im Wesentlichen durch das Dual-Mode-Horn verursacht, wie aus dem Vergleich von Bild B.2 (f) und (g) deutlich wird. Die Aussage ist ebenfalls für die Streuparameter der mittleren Hornantennen der Zeile zulässig. Für den Vergleich sind die Eingangsreflexionen einer einzelnen Rechteckhornantenne ohne und mit Hologramm in den Bildern B.4 (a) und (b) dargestellt.

Die Streuparameter der Kopplungen der Zeilentore sind in Bild B.3 dargestellt. Die Tore A und E weisen eine betragsmäßig starke Kopplung S_{AE} auf, welche auf die Fehlanpassung zurückzuführen ist. Ein weiterer Grund ist darin zu finden, dass die elektromagnetischen Wellen dieser Tore leicht schräg auf das Empfangshorn auftreffen und die Winkel zueinander komplementär sind. Weiterhin ist bei der gegenseitigen Kopplung eine Welligkeit auffällig, welche insbesondere bei den Beträgen der Streuparameter S_{AC} und S_{CE} sehr ausgeprägt ist.

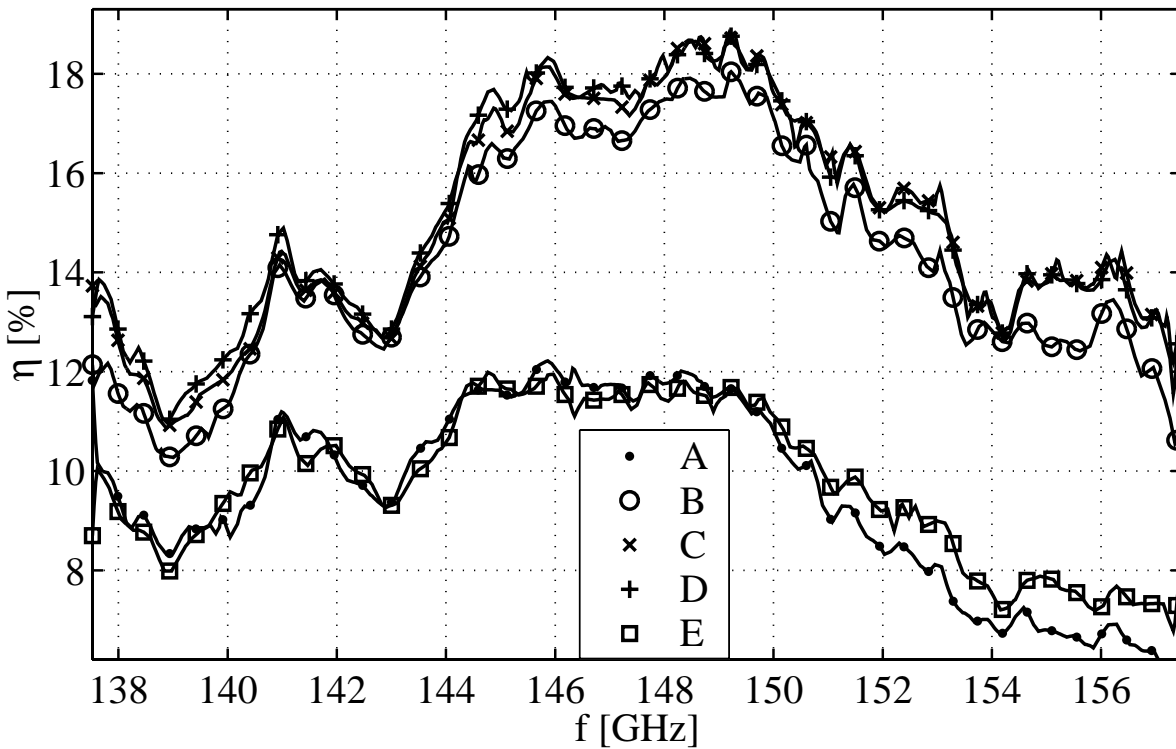


Bild 6.9: Wirkungsgrade bei Betrieb als Leistungsteiler

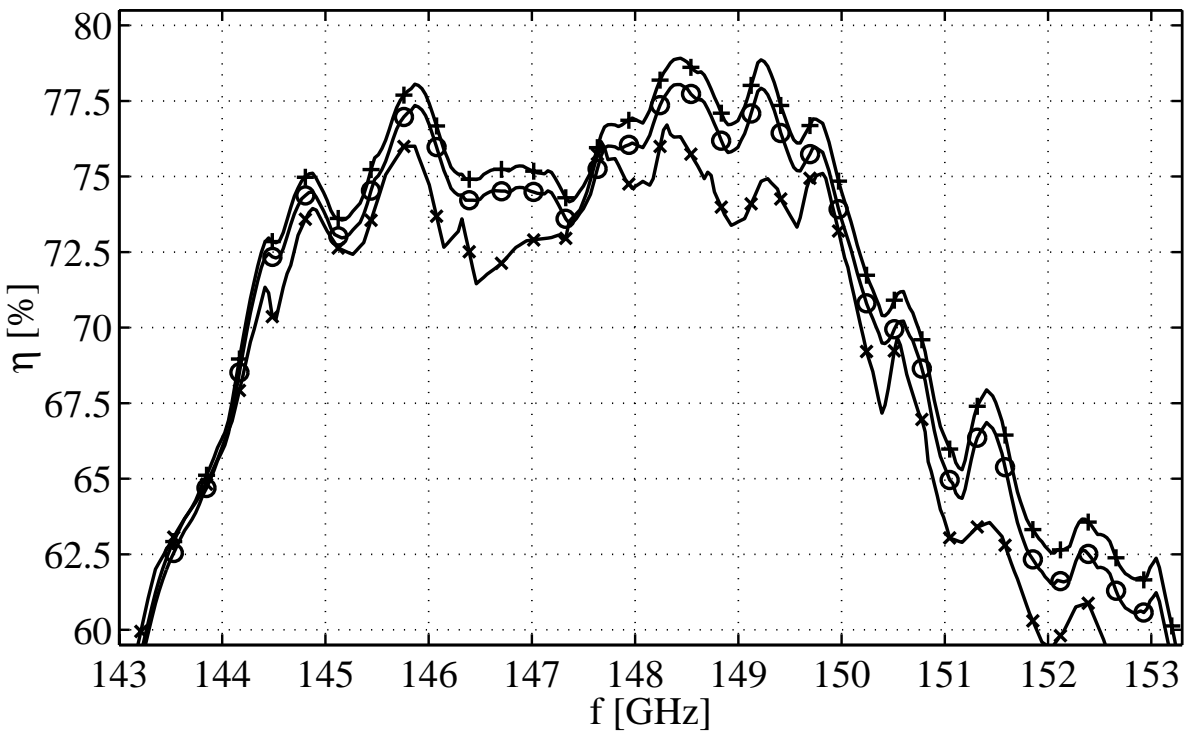


Bild 6.10: Gesamtwirkungsgrade:

(+) Summe der Einzelleistungen ($\sum_i |S_{i0}|^2$ mit $i \in \{A, B, C, D, E\}$)

(O) Leistung bei identischer Anregung unter der Annahme gleicher Phasen: ($\sum_i |S_{i0}|^2$)

(x) Leistung bei identischer Anregung mit Leistungsteiler

Aus dem Frequenzabstand der Maxima, welcher zwischen $\Delta f \approx 3.09$ GHz und $\Delta f \approx 3.6$ GHz liegt, lässt sich auf eine zugehörige Länge von 41.6 bis 48.5 mm schließen. Das Hologramm, welches in einem Abstand 28.1 mm von der Apertur der Hornantennenzeile liegt, ist für diese Stehwelligkeit nicht verantwortlich. Dies wird auch durch die in Bild B.4 dargestellten Streuparametermessungen am holographischen Leistungsaddierer ohne Auskoppelschaltung deutlich. Lediglich die Eingangsreflexion liegt bei Werten, die knapp unter -20 dB liegen. Die weiteren Kopplungen liegen deutlich unter -35 dB. Eine genauere Aussage ist mit Hilfe der Diodendetektoren und des Rückwärtswellenoszillators nicht möglich. Die genauen Verläufe der Kurven der Bilder B.4 (c) bis (f) resultieren aus der Auflösungsgrenze des Messaufbaus und nicht aus Eigenschaften der quasi-optischen Schaltung. Die Stehwellen kommen durch Anregung eines resonanten Verhaltens zustande. Die Längen legen die Vermutung nahe, dass hierbei Streuungen zwischen den Kanten des Subreflektors und des Empfangshorns ausschlaggebend sind. Alle anderen Abstände sind zu groß, um in Frage zu kommen.

6.6 Schlussbemerkungen

Die aufgezeigten Messungen bestätigen die Anwendbarkeit der Leistungsaddition mit Hilfe von Phasengitter und Auskoppelschaltung. Ein breitbandiger Leistungsteiler und das vektorielle Feldmesssystem unterstützen die Justage der quasi-optischen Elemente. Sie sind zusätzlich zur Analyse der einzelnen Elemente und der Gesamtschaltung hilfreich. Die Ergebnisse zeigen, dass die Auskoppelschaltung mit Reflektoren einen höheren Leistungsadditionswirkungsgrad als das System mit Fresnel-Linsen aufweist.

Durch die Messungen wird außerdem deutlich, dass die am Rand befindlichen Quellen ein schlechteres Auskoppelverhalten und stärkere gegenseitige Kopplung aufweisen. Sollte eine Analyse des Gesamtsystems bei Einsatz mit aktiven Quellen zeigen, dass hiermit Probleme einhergehen, sind Korrekturen im Entwurf notwendig. Bei der Optimierung des Systems müssten dann neben der Maximierung des Gesamtwirkungsgrades weitere Kriterien als Nebenbedingungen hinzugefügt werden. Zum Beispiel könnte es sinnvoll sein, einen Entwurf zu bevorzugen, welcher eine gleichmäßigere Aufteilung bei der Leistungsteilung erzielt, auch wenn dieser einen schlechteren Leistungsadditionswirkungsgrad aufweist. Eine gleichmäßigere Aufteilung ist dadurch zu erreichen, dass die ebene Welle etwas breiter als notwendig ausgelegt wird, um Störungen durch ein nicht wunschgerechtes Abklingen der Feldverteilungen am Rand zu minimieren.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Quasi-optische Leistungsaddition und -teilung ermöglichen Multi-Element-Schaltungstechniken, welche insbesondere im Bereich der Millimeter- und Submillimeterwellen viele Vorteile aufweisen. Im Rahmen dieser Arbeit werden diese Schaltungstechniken sowohl theoretisch als auch praktisch untersucht. Mit den vorgestellten Konzepten werden Lösungswege zur Vermeidung prinzipieller Nachteile der Multi-Element-Schaltungstechnik aufgezeigt.

Da der Elementabstand größer als die Wellenlänge gewählt werden muss, wird die Leistung nicht mehr vollständig in die gewünschte Grundwelle abgestrahlt. Dieses Problem wird durch den Einsatz von periodischen Phasengittern gelöst, welche so auszulegen sind, dass sie eine Transformation der abgestrahlten Welle hervorrufen. Diese Technik wird auch als holographische Leistungsaddition bezeichnet [8].

Zunächst werden die bereits existierenden Methoden der Anwendung periodischer Strukturen zur quasi-optischen Strahlteilung und -summierung untersucht und verglichen. Dabei haben sich zwei Techniken etabliert; die eine Methode hat ihren Ursprung im sogenannten Dammann-Gitter: Es ist eine Fernfeldmethode, in der das Spektrum – also die Fourier-Transformierte – der Eingangsfeldverteilung modifiziert wird, um so eine Mehrfachabbildung zu erreichen. Hierbei ist die paraxiale Näherung zur Realisierung zwingend notwendig. Neben einer ausführlichen Herleitung dieser Methode werden quasi-optische Interpretationen geliefert, anhand derer sich neue Konzepte ableiten lassen: So wird hier erstmalig ein fokussierendes Fourier-Gitter vorgeschlagen, welches mit nur einem einzigen strahlformenden Element auskommt. Aufgrund der resultierenden, sphärischen Quellenanordnung ist diese spezielle Technik jedoch ausschließlich bei Leistungsaddition von Eintor-Elementen empfehlenswert und nicht direkt auf allgemeine Multi-Element-Schaltungstechniken übertragbar.

Die andere quasi-optische Methode zur Strahlteilung bzw. -summierung basiert auf dem Talbot-Effekt. Sie operiert im Nahfeld und erzeugt mit Hilfe eines periodischen Gitters Feldbilder, welche den gleichen Periodenabstand wie das Gitter aufweisen. In einem Abstand, der einem Bruchteil der Talbot-Länge entspricht, entstehen Selbstbilder einer Eingangsfeldverteilung, deren Anzahl gleich dem Nenner des Bruchteils ist. In ihrer ursprünglichen Form basiert diese Technik ebenfalls auf der paraxialen Näherung. Unter Verwendung genauer Modellierungen kann prinzipiell auf diese Näherung verzichtet werden. Die grundsätzliche geometrische Anordnung ist der des holographischen Leistungsaddierers mit periodischen Strukturen äh-

lich. Wie in den weiteren Untersuchungen deutlich wird, basiert das Wirkprinzip dieser Art der quasi-optischen Leistungsaddition auf dem Talbot-Effekt.

Für die Berechnung der quasi-optischen Leistungsaddierer ist ein rigoroses Modell zur Erfassung aller elektromagnetischen Wechselwirkungen erforderlich. Hierzu wird ein bestehendes Modell zweckmäßig erweitert. Für eine genaue Modellierung der verwendeten Pyramidenhornantennen ist die Betrachtung gestufter Hohlleiter mit Eigenwellen-Entwicklung anstelle der Schelkunoff'schen Näherung zur Beschreibung der Feldverteilung in der Apertur zu bevorzugen. Auf diese Weise kann die Struktur des quasi-optischen Leistungsaddierers, welche aus einem Hornantennen-Array und einem Phasengitter besteht, mit Hilfe von verallgemeinerten Streuparametern vollständig beschrieben werden. Die Anwendung der pseudoperiodischen Überlagerung ermöglicht zudem eine schnelle Berechnung der Feldverteilung bei Einzelementanregung. Die Überlagerungsmethode nutzt die Tatsache aus, dass durch die periodischen Strukturen nur bestimmte Spektralanteile verkoppelt sind.

Mit Hilfe des Modells werden zunächst quasi-optische Leistungsaddierer mit binärem Phasengitterprofil untersucht. Hierbei werden die maximal erzielbaren Wirkungsgrade für verschiedene Elementabstände durch Optimierung der Geometrien bestimmt. Es zeigt sich, dass in allen betrachteten Fällen theoretische Wirkungsgrade von über 97 % erreichbar sind. Dabei werden Skalierungseffekte deutlich: Die Hornantennenlänge und der Abstand des Phasengitters sind proportional zur Talbot-Länge. Da diese Länge quadratisch mit dem Verhältnis des Elementabstandes zur Wellenlänge wächst, resultieren unpraktikable Abmessungen, sodass diese Größen beim Entwurf beschränkt werden müssen. Durch Verwendung mehrstufiger Phasengitterprofile können mit sinnvollen Parameterbeschränkungen weiterhin theoretische Wirkungsgrade von über 92 % erzielt werden. Aus den Ergebnissen lassen sich grundsätzliche Entwurfskriterien ableiten. Mit ihrer Hilfe werden mehrere Zeilenentwürfe und ein biperiodischer Aufbau realisiert.

Ein weiteres großes Problem der quasi-optischen Multi-Element-Schaltungstechnik ist die Notwendigkeit, eine gleichmäßige Leistungsverteilung zur Verfügung zu stellen. Üblicherweise operieren quasi-optische Systeme mit Gaußstrahlen. Für die Leistungsaddition ist eine Auskoppelschaltung erforderlich, welche die – durch das Phasengitter erzeugte – räumlich begrenzte, ebene Welle in einen solchen Gaußstrahl umwandelt. Zu diesem Zweck werden Entwurfskonzepte erarbeitet, die auf der Phasenbeeinflussung der Feldverteilung in zwei Ebenen basieren. Für die Beeinflussung können speziell angepasste Linsen oder Spiegel eingesetzt werden. Spiegel erweisen sich hierbei als vorteilhafter, da nur geringe ohmsche Verluste und keine unerwünschten Reflexionen auftreten. Für eine näherungsweise Bestimmung der Oberflächenkonturen bietet sich eine strahlenoptische Zuordnung per Leistungsverteilungsfunktion an. Für die Nachoptimierung der Spiegeloberflächen ist die physikalische Optik zu zeitaufwändig, sodass die „lokale Strahlenoptik“ eingeführt wird. Bei dieser Berechnungsmethode werden vorteilhaft die Genauigkeit der Fourier-Optik und die Rechengeschwindigkeit der Strahlenoptik ausgenutzt. Um bei der Strahlenoptik Genauigkeitsverluste möglichst zu vermeiden, wird diese nur lokal in der Nähe des Reflektors verwendet. Neben einem Fresnel-Linsensystem werden verschiedene Dual-Offset-Reflektoren entworfen und vermessen.

Mit den Entwürfen eines 150 GHz-Systems, bestehend aus einer fünfelementigen Hornantennenzeile, binärem Phasengitter, Dual-Offset-Reflektor und Dual-Mode-Auskoppelhorn, wird

ein theoretischer Gesamtwirkungsgrad von ca. 86 % erreicht. Messungen am realisierten System ergeben 75 %. Die Verluste sind im Wesentlichen durch die Hornantennen bedingt, während ein geringer Anteil (ca. 1 %) durch das aus Teflon bestehende Phasengitter verursacht wird. Für die messtechnische Charakterisierung der Komponenten kommt unter anderem ein vektorielles Feldmesssystem zum Einsatz. Des Weiteren wird ein breitbandiger Leistungsteiler in Hohlleitertechnik sowohl für die Messungen als auch für die Justage des Gesamtsystems eingesetzt.

Zusammenfassend seien nochmals die Schritte zum Entwurf eines quasi-optischen Leistungsaddierers aufgezählt: Die Elementabstände werden möglichst klein gewählt, sind aber von den für die Einzelelemente erforderlichen Dimensionen nach unten beschränkt. Anschließend wird hierauf das Phasengitter optimiert. Eine Einbeziehung der Antennengeometrie in die Optimierung ist empfehlenswert. Ein wesentlicher Vorteil des Konzeptes ist, dass der Entwurf unabhängig von der tatsächlich eingesetzten Elementanzahl erfolgt und die Modellierung deshalb rigoros und schnell vollzogen werden kann. Lediglich die Auskoppelschaltung ist an die Anzahl der Elemente anzupassen. Es liegt eine näherungsweise kontinuierliche Feldverteilung vor, welche numerisch durch die Berechnung mit pseudoperiodischer Überlagerung bestimmt werden kann. Hierauf wird ein erster Entwurf der Spiegeloberflächen der Auskoppelschaltung mit Hilfe der Leistungsverteilungszuordnung angepasst. Die Nachoptimierung erfolgt mittels lokaler Strahlenoptik.

Ausblick

Das untersuchte 150 GHz-Gesamtsystem mit Doppelspiegel wird zurzeit im reziproken Betrieb als Leistungsteiler in Verbindung mit einem entsprechenden System mit Dual-Offset-Reflektor und Hologramm bei 300 GHz zur Multi-Element-Frequenzverdopplung eingesetzt [119, 120]. Eine Skizze des prinzipiellen Aufbaus ist bereits in der Einleitung in Bild 1.2 dargestellt worden. Mit dem System werden nahezu 10 mW Ausgangsleistung bei 300 GHz erzeugt. Dieses Ergebnis kann unter anderem auf die hohen Wirkungsgrade der quasi-optischen Leistungsteiler und -addierer zurückgeführt werden. Auf gleiche Weise kann durch den Einsatz von Frequenzverdreifachern Leistung bei 450 GHz erzeugt werden. Die Optimierungsergebnisse des auf der Ausgangsseite notwendigen quasi-optischen Leistungsaddierers sind bereits in Kapitel 4 aufgezeigt. Eine Untersuchung des Gesamtsystems muss noch durchgeführt werden.

Des Weiteren sollen die untersuchten Konzepte und Systeme für die quasi-optische Leistungsaddition bei Verwendung von IMPATT-Oszillatorquellen eingesetzt werden. Für die Systeme ist eine Erforschung der Synchronisationsmethoden erforderlich. Hierbei können resonante Methoden zum Einsatz kommen, bei denen sich die IMPATT-Oszillatoren durch gegenseitige Kopplung synchronisieren. Eine alternative Synchronisationsmethode besteht in der Injektion eines Referenzsignals: Mit Hilfe eines Referenzoszillators wird Leistung in die Schaltung eingekoppelt, z. B. über einen Zirkulator am Ausgang, sodass alle Quellen des Arrays ein betrags- und phasengleiches Referenzsignal erhalten. Auf diese Weise wird erreicht, dass die Quellen synchron schwingen. Die betrags- und phasengleiche Schwingung der Einzeloszillatoren kann

mit Hilfe eines vektoriellen Feldmesssystems überprüft werden, um geeignete Abstimmungsmaßnahmen vollziehen zu können. Dieses ist jedoch extrem aufwändig und deshalb nur an Laboraufbauten durchführbar. Für eine praktikable Anwendbarkeit müssen andere *automatisierte* Konzepte zur Abstimmung der Elemente erarbeitet werden.

Ein Ansatz zur Elementeabstimmung ist die Kontrolle unerwünschter Abstrahlungen: Liegt eine falsche Phasen- oder Leistungsverteilung vor, so wird die abgestrahlte Leistung nicht vollständig von der Auskoppelantenne empfangen, sondern zum Teil an der Apertur der Antenne vorbeigestrahlt. Diese Leistung könnte durch einen oder mehrere Detektoren festgestellt und hiermit ein Regelkreis realisiert werden. Bei diesem Ansatz wäre die Realisierung des quasi-optischen Leistungsaddierers mit Hilfe von Fourier-Gittern geeigneter: Die Abstrahlung erfolgt bei ungleichmäßigen Verteilungen in Beugungsordnungen, welche in definierten Bereichen liegen, die der Auskoppelantenne benachbart sind, sodass die Leistungen zuverlässig detektiert werden können.

Anhang A

Feldmessbilder

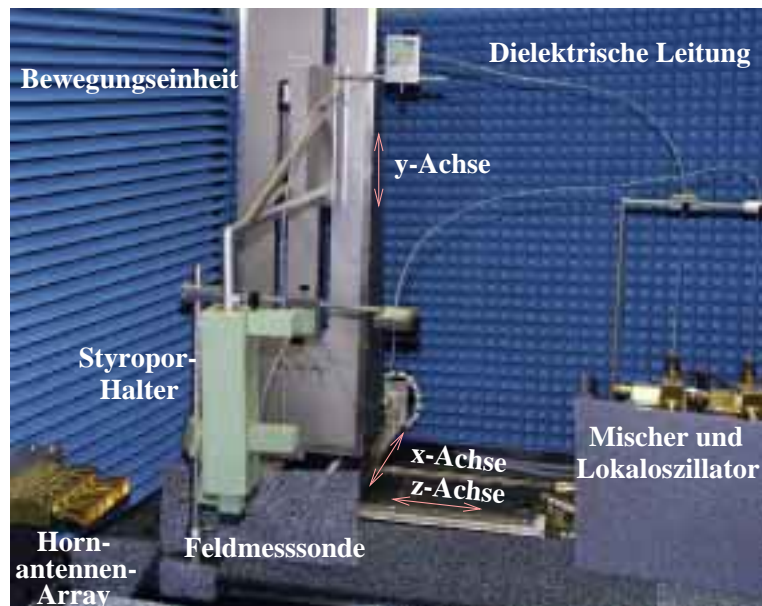


Bild A.1: Messung des Hornantennen-Arrays mit dem vektoriellen Feldmesssystem

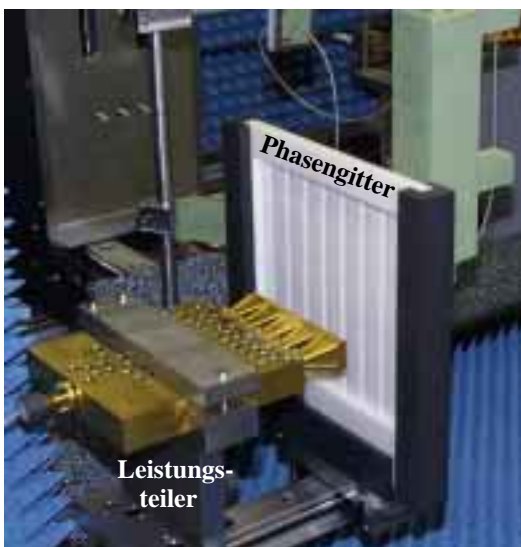


Bild A.2: Feldmessung am Phasengitter

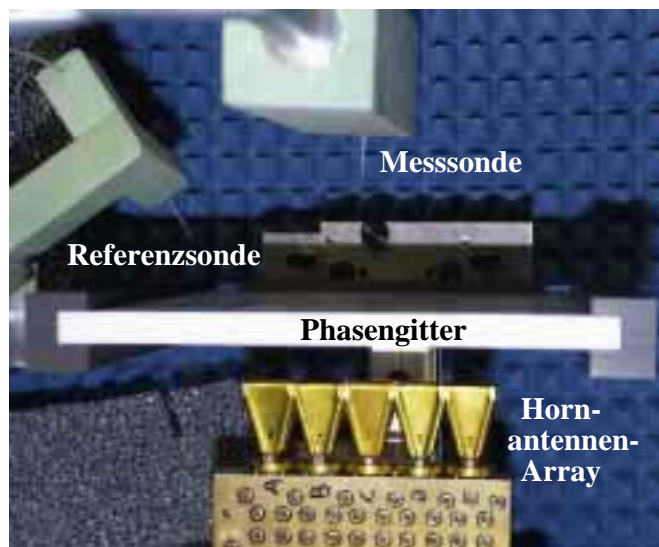


Bild A.3: Draufsicht auf den Messaufbau

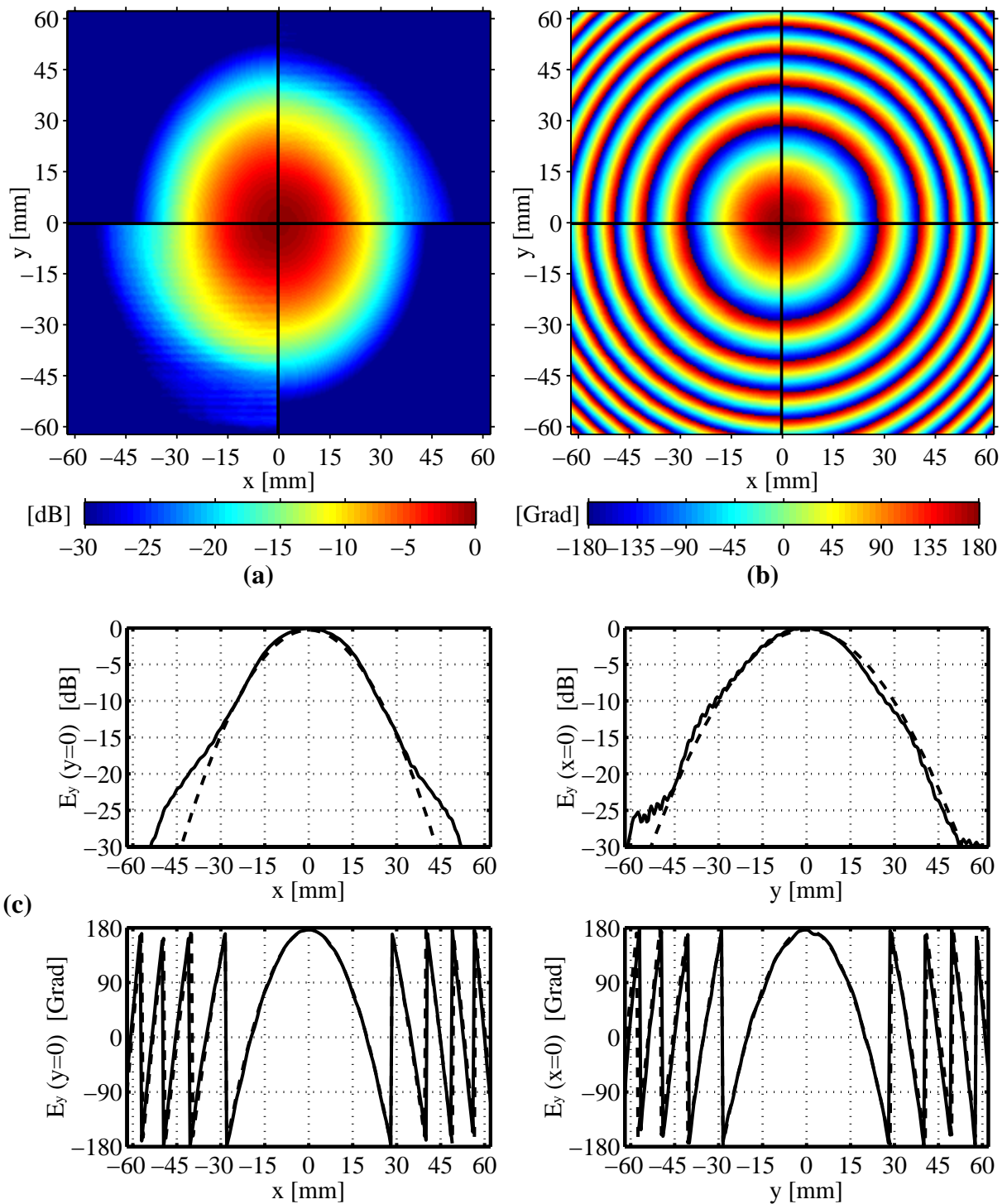


Bild A.4: Vergleich zwischen Simulation und Messung im Abstand $z = 170$ mm von der Apertur ($\varnothing 16$ mm) des langen 150 GHz-Dual-Mode-Horns: Gerader Anteil: 97.96 %, gewichteter Koppelfaktor: 98.98 % bei $w_{0,x} = 4.93$ mm, $dp_x = 19.9$ mm, $w_{0,y} = 4.35$ mm, $dp_y = 31.6$ mm
(a) Betrag und **(b)** Phase: Messung ($x \cdot y > 0$) und Simulation ($x \cdot y < 0$),
(c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$: Messung (durchgezogen), Simulation (gestrichelt)

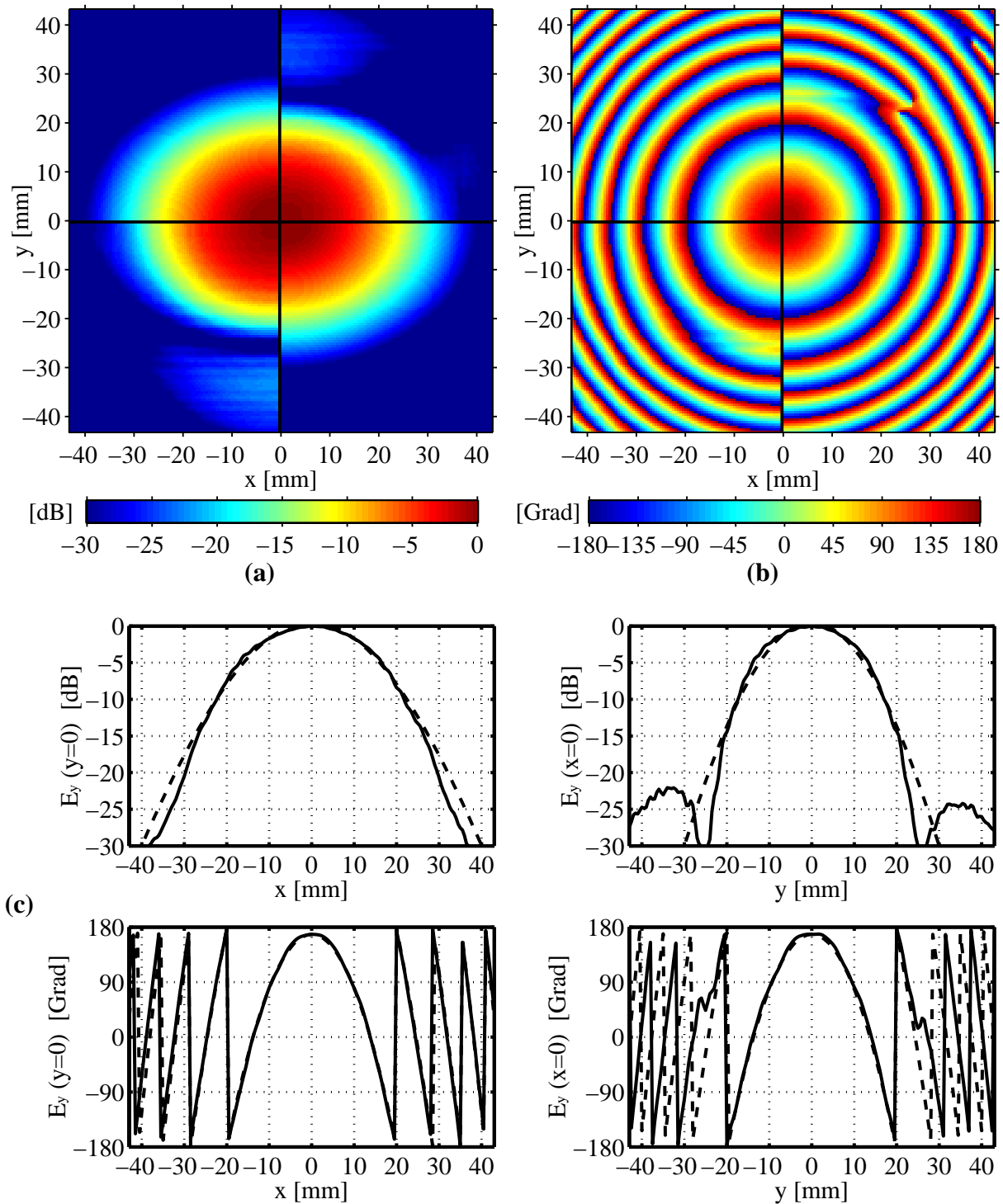


Bild A.5: Vergleich zwischen Simulation und Messung im Abstand $z = 90$ mm von der Apertur ($\varnothing 9$ mm) des kurzen 150 GHz-Dual-Mode-Horns: Gerader Anteil: 98.70 %, gewichteter Kopplfaktor: 97.50 % bei $w_{0,x} = 2.42$ mm, $dp_x = 8.0$ mm, $w_{0,y} = 3.66$ mm, $dp_y = 2.6$ mm
(a) Betrag und **(b)** Phase: Messung ($x \cdot y > 0$) und Simulation ($x \cdot y < 0$),
(c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$: Messung (durchgezogen), Simulation (gestrichelt)

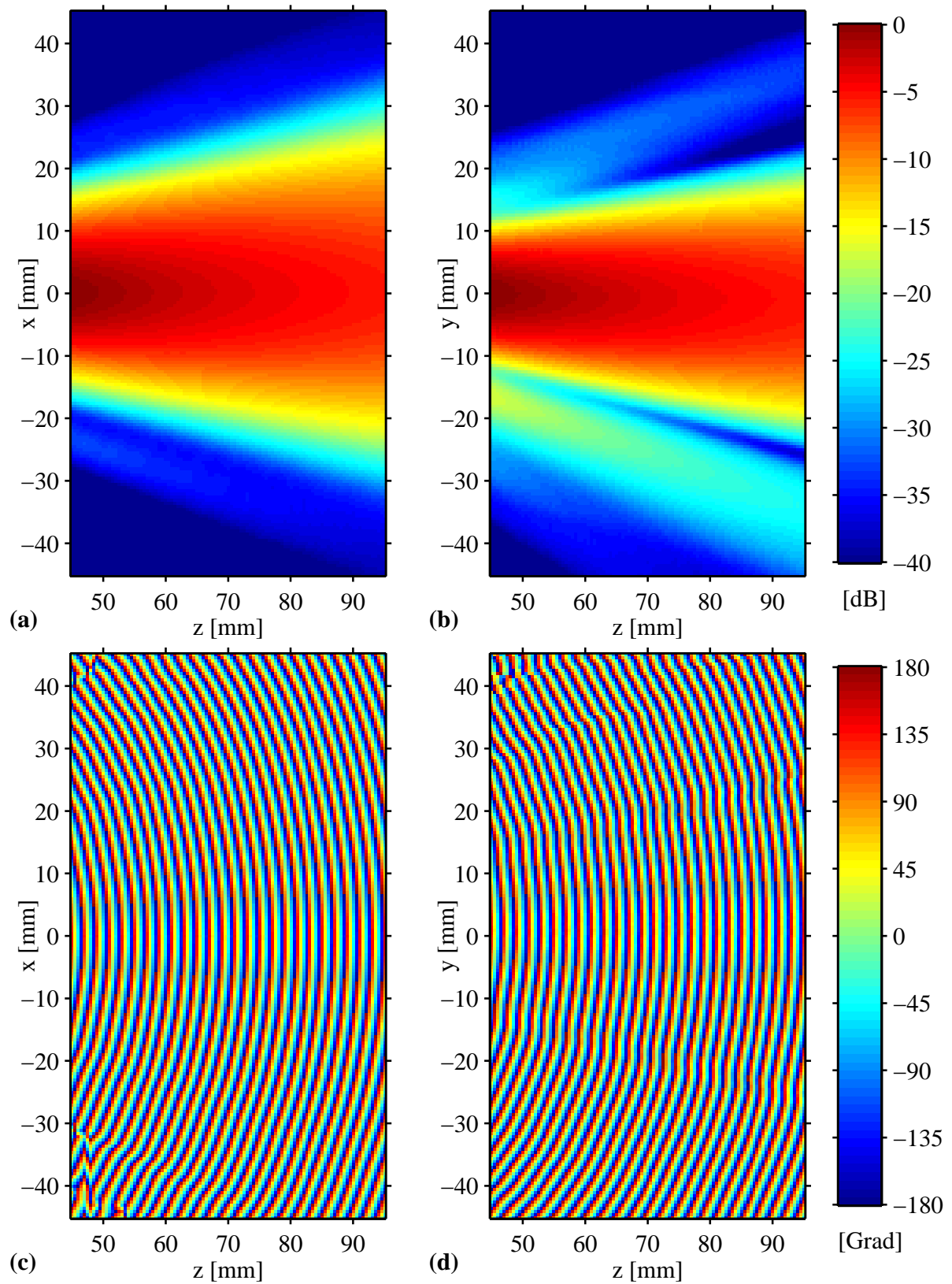


Bild A.6: (a),(b) Betrag und (c),(d) Phase der vektoriellen Feldmessungen am kurzen Dual-Mode-Horns bei 150 GHz in z -Schnitten bei (a),(c) $y = 0$ und (b),(d) $x = 0$ (vgl. Bild A.5)

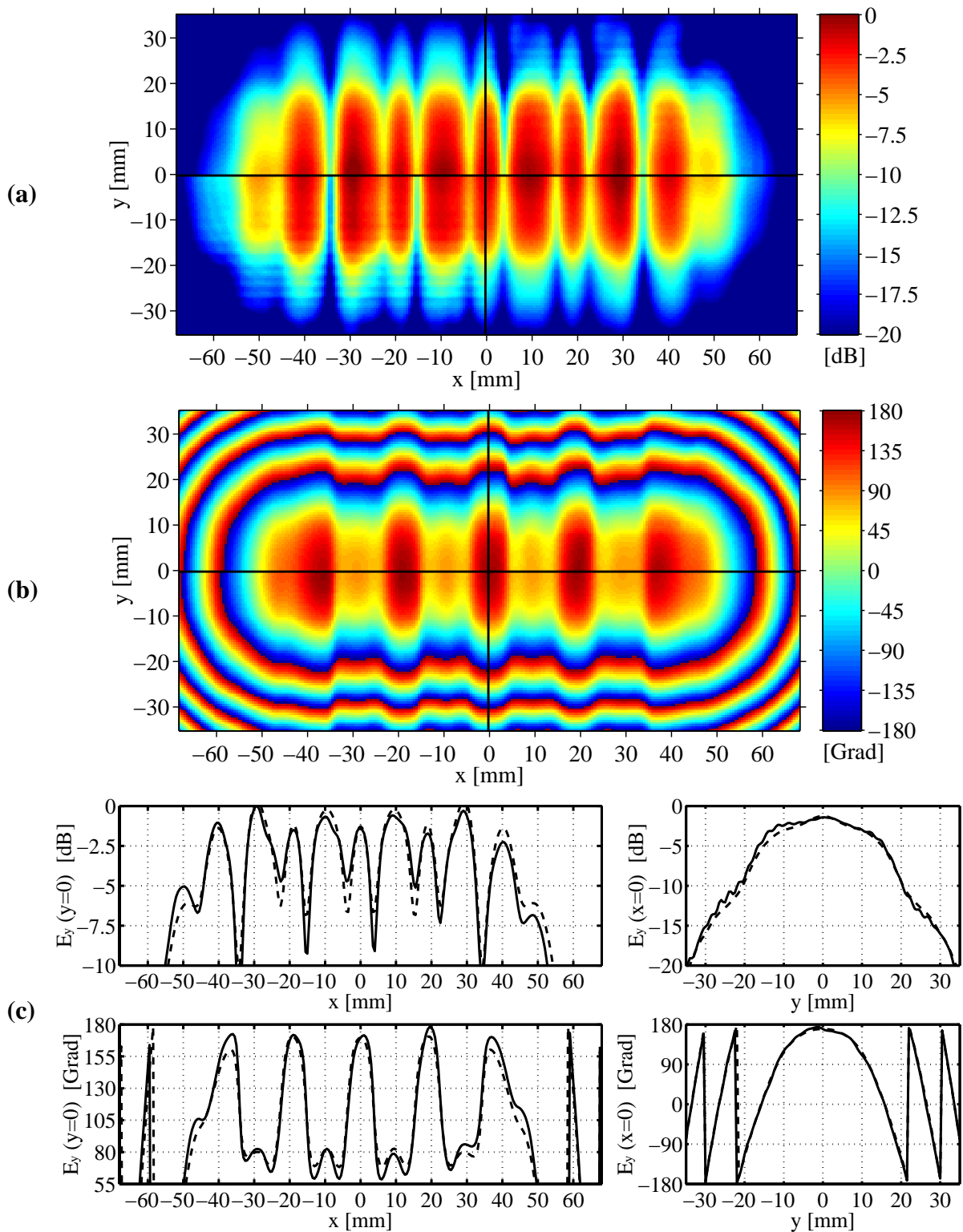


Bild A.7: Vergleich im Abstand 80 mm von der Apertur der fünfelementigen 150 GHz- Hornantennenzeile *ohne* Hologramm: Gerader Anteil: 95.18 %, gewichteter Koppelfaktor: 98.59 %
(a) Betrag und **(b)** Phase: Messung ($x \cdot y > 0$) und Simulation ($x \cdot y < 0$),
(c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$: Messung (durchgezogen), Simulation (gestrichelt)

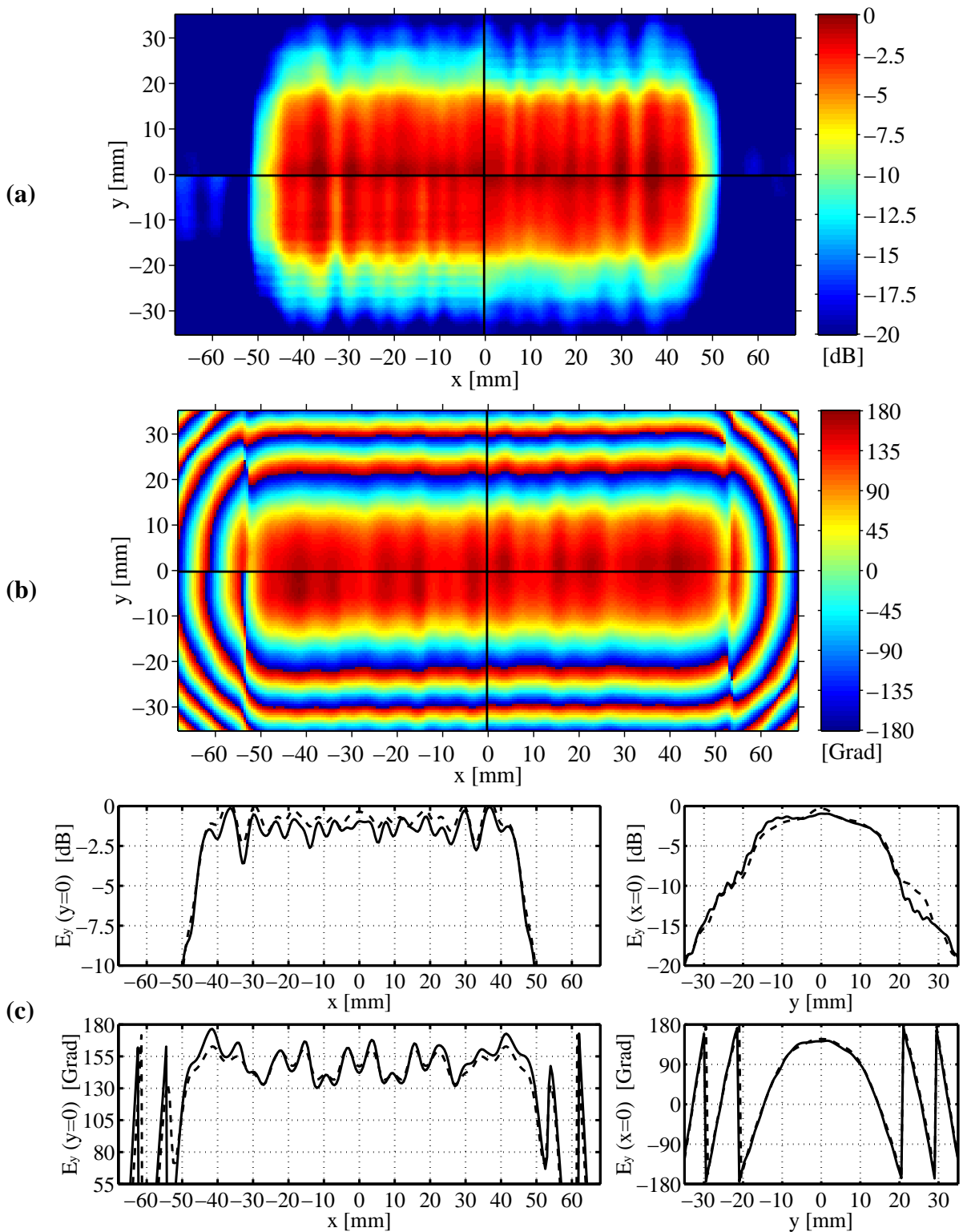


Bild A.8: Vergleich im Abstand 80 mm von der Apertur der fünfelementigen 150 GHz- Hornantennenzeile *mit* Hologramm: Gerader Anteil: 93.80 %, gewichteter Koppelfaktor: 98.70 %
 (a) Betrag und (b) Phase: Messung ($x \cdot y > 0$) und Simulation ($x \cdot y < 0$),
 (c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$: Messung (durchgezogen), Simulation (gestrichelt)

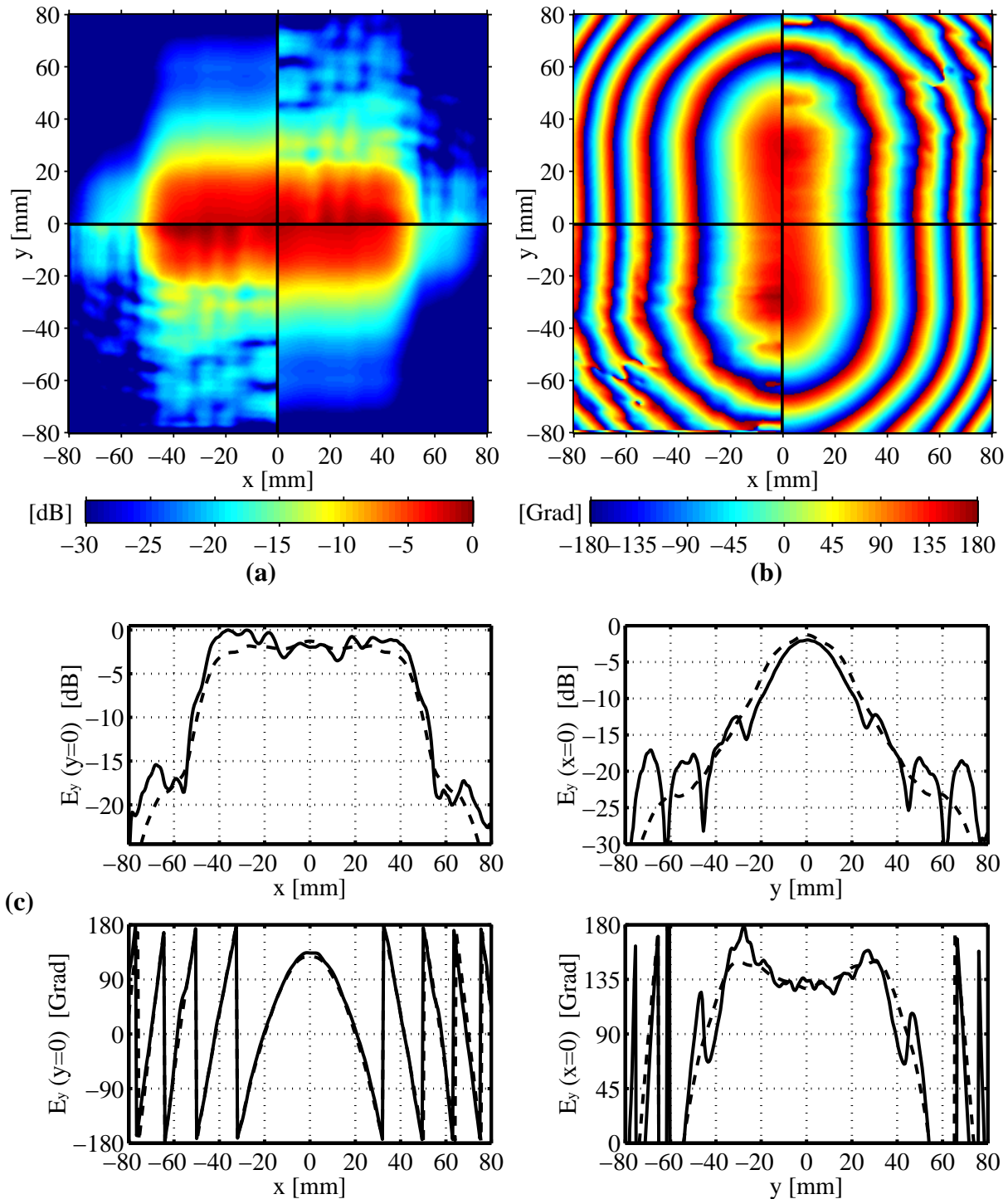


Bild A.9: Vergleich zwischen Simulation und Messung des Feldes des in der Ebene der zweiten Phasenplatte (welche abwesend ist) bei Gaußstrahlanregung und Phasenmodulation durch erste Phasenplatte: Gerader Anteil: 96.16 %, gewichteter Koppelfaktor: 96.32 %

(a) Betrag und (b) Phase: Messung ($x \cdot y > 0$) und Simulation {ohne Stufen} ($x \cdot y < 0$),
 (c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$: Messung (durchgezogen), Simulation (gestrichelt)

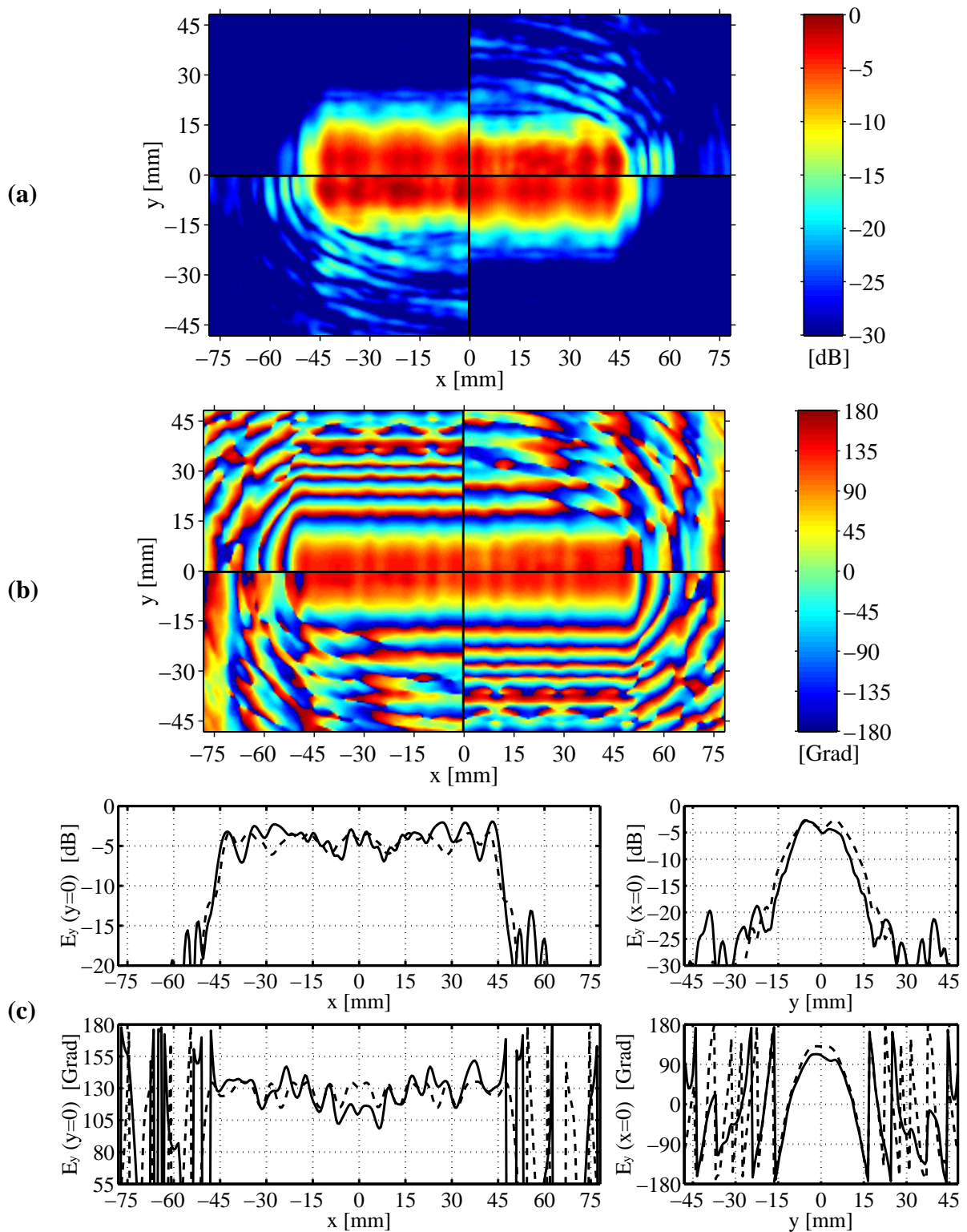


Bild A.10: Vergleich des Feldes des Fresnel-Linsensystems nach beiden Phasenplatten bei Gaußstrahlanregung: Gerader Anteil: 93.05 %, gewichteter Koppelfaktor: 87.90 %
 (a) Betrag und (b) Phase: Messung ($x \cdot y > 0$) und Simulation {ohne Stufen} ($x \cdot y < 0$),
 (c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$: Messung (durchgezogen), Simulation (gestrichelt)

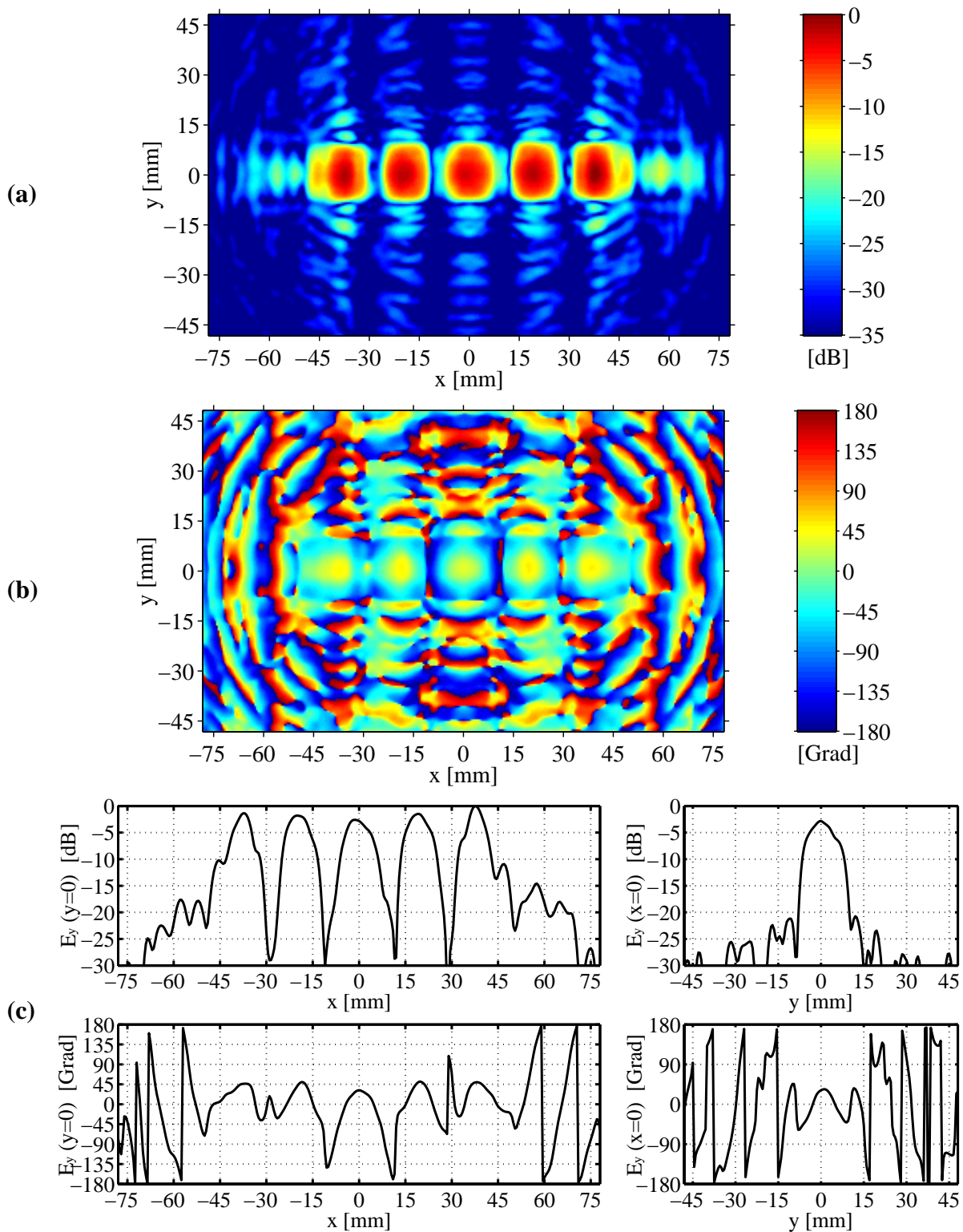


Bild A.11: Vektorielle Messung des Feldes des Fresnel-Linsensystems in der Ebene der Hornantennenzeile (welche abwesend ist) bei Gaußstrahlanregung unter Einsatz des Hologramms zur Leistungsteilung

(a) Betrag, (b) Phase und (c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$

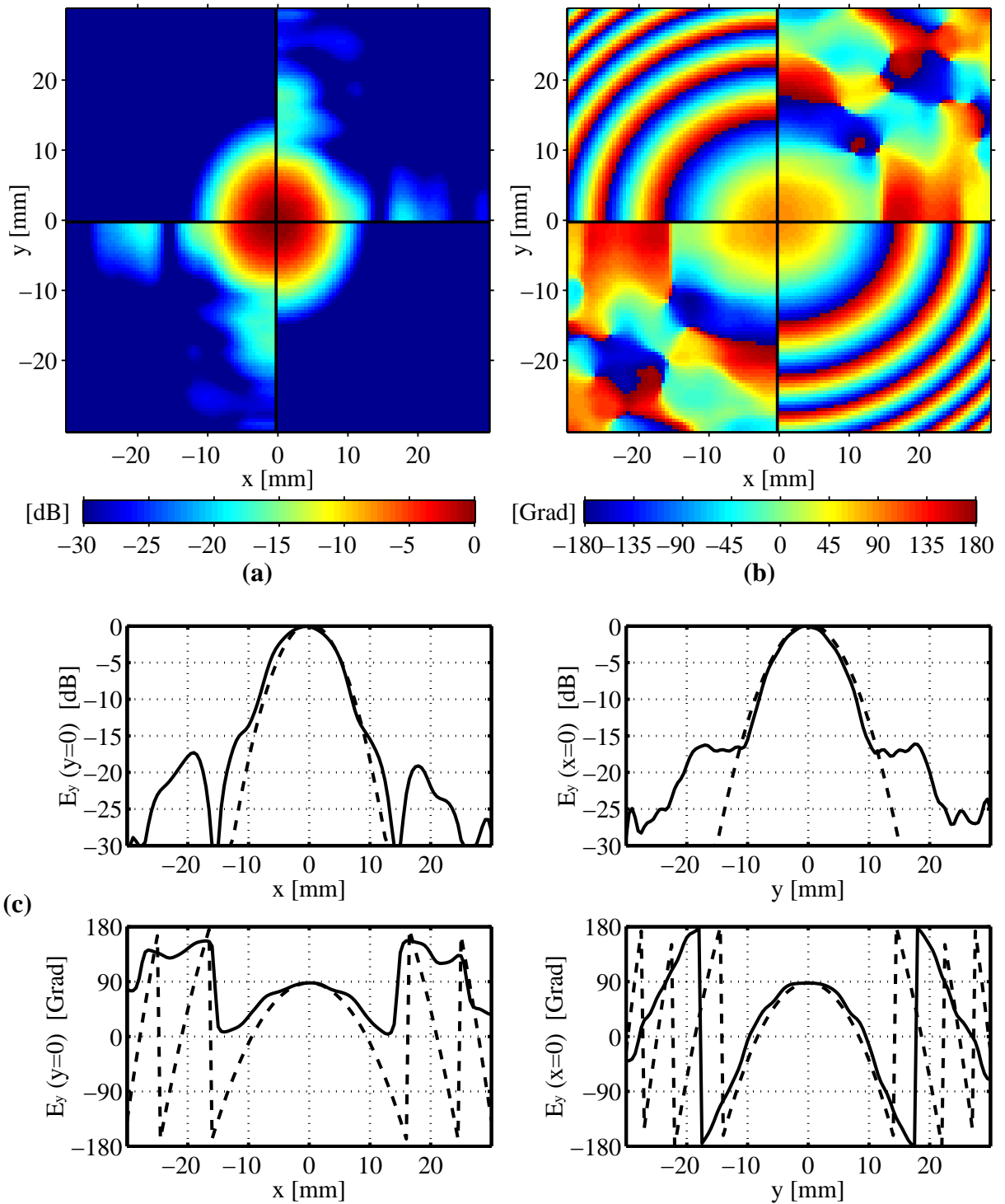


Bild A.12: Vergleich am Fresnel-Linsensystem in der Empfangsebene bei Anregung mit dem fünfelementigen holographischen Leistungsaddierer (Speisung der Hornantennenzeile mittels breitbandigem Leisterteiler): Gerader Anteil: 96.40 %, gewichteter Koppelfaktor: 91.05 %
(a) Betrag und **(b)** Phase: Messung ($x \cdot y > 0$) und Simulation {Gaußstrahl} ($x \cdot y < 0$),
(c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$: Messung (durchgezogen), Simulation (gestrichelt)

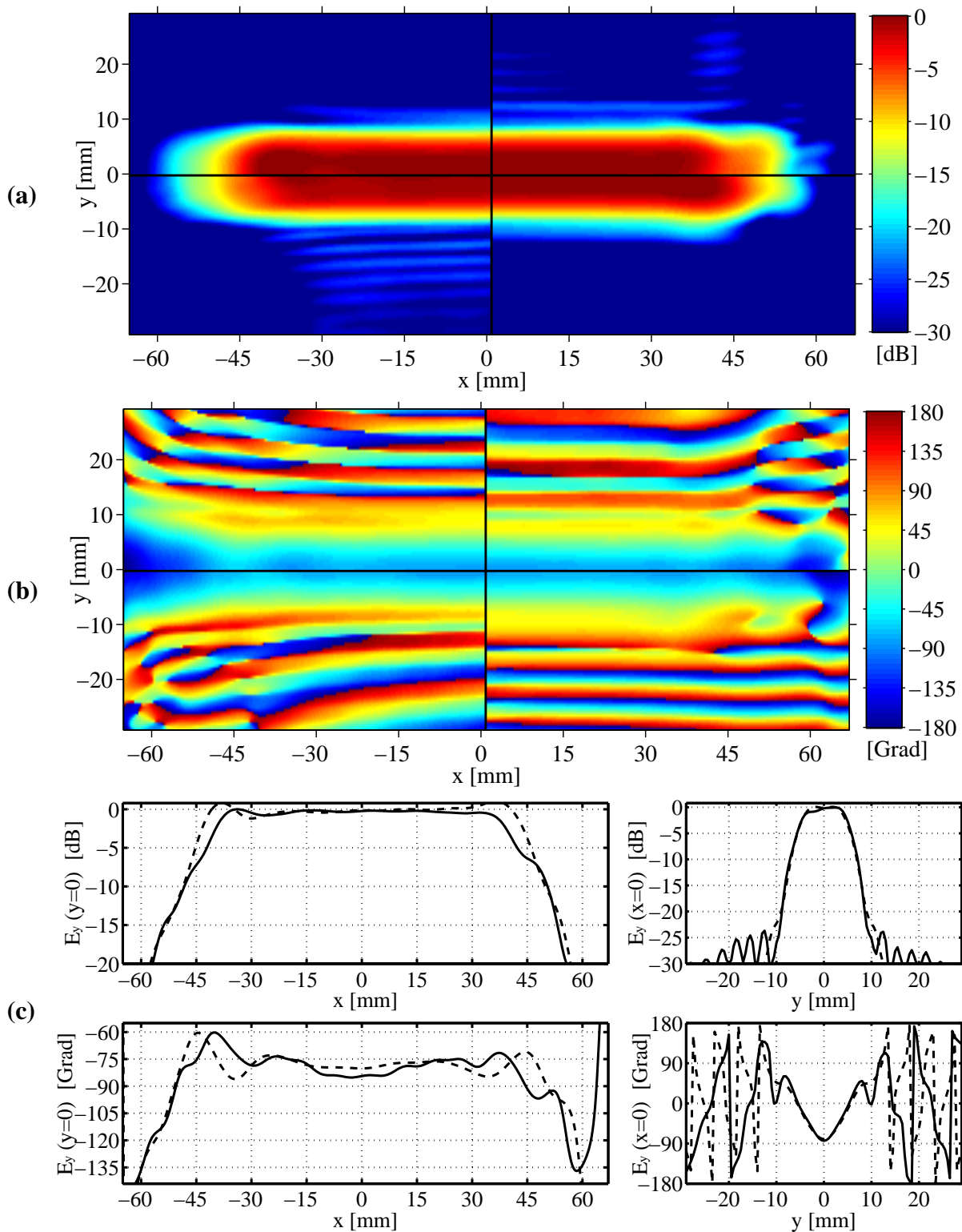


Bild A.13: Vergleich zwischen Messung und Simulation des Feldes des Dual-Offset-Reflektors bei Gaußstrahlanregung: Gerader y -Anteil: 98.95 %, gewichteter Koppelfaktor: 95.56 %
 (a) Betrag und (b) Phase: Messung ($x \cdot y > 0$) und Simulation {PO-Berechnung} ($x \cdot y < 0$),
 (c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$: Messung (durchgezogen), Simulation (gestrichelt)

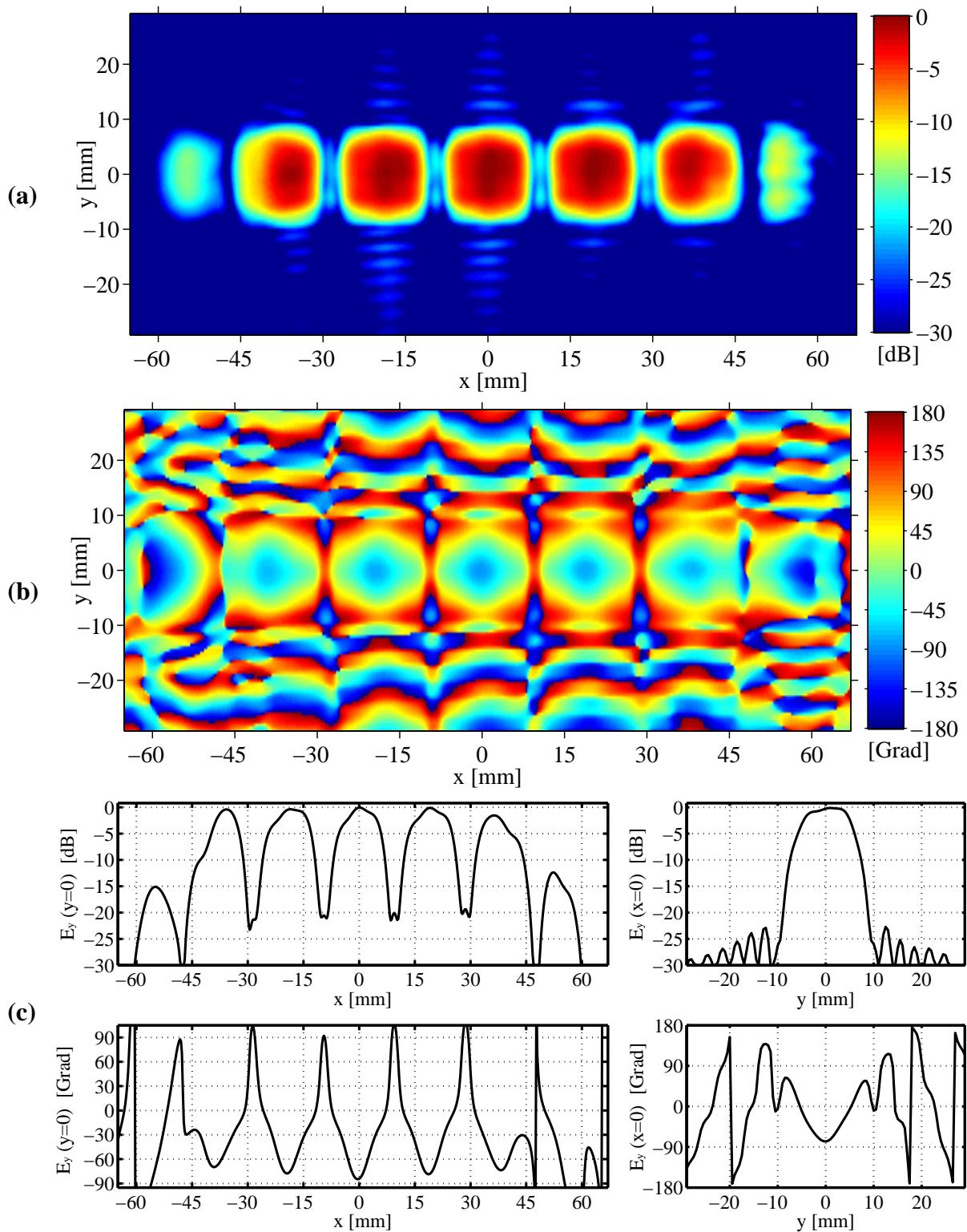


Bild A.14: Vektorielle Messung des Feldes des Dual-Offset-Reflektors in der Ebene der Hornantennenreihe (welche abwesend ist) bei Gaußstrahlanregung unter Einsatz des Hologramms zur Leistungsteilung

(a) Betrag, (b) Phase und (c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$

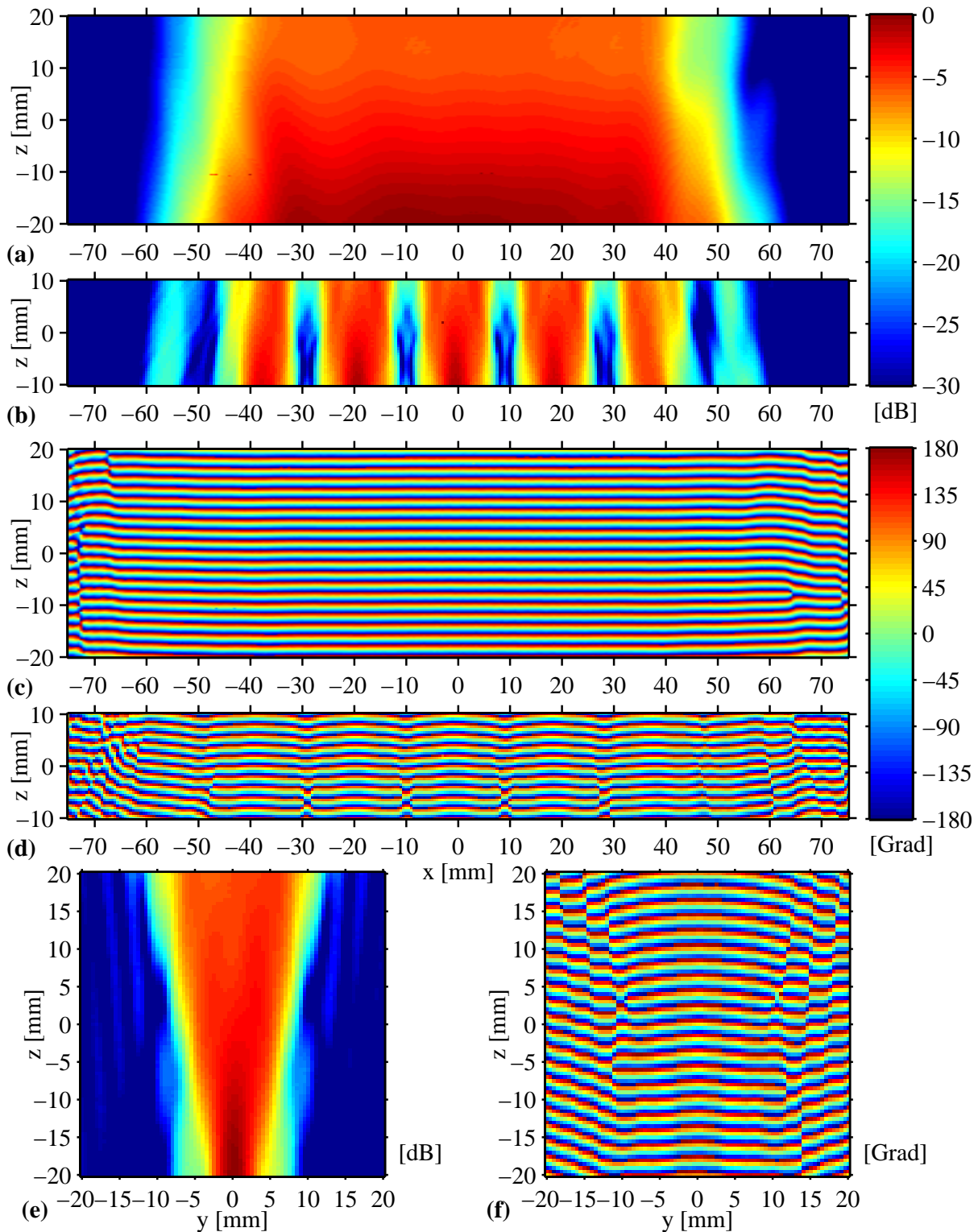


Bild A.15: (a),(b),(e) Betrag und (c),(d),(f) Phase der vektoriellen Feldmessungen am Dual-Offset-Reflektor bei 150 GHz in z -Schnitten bei (a)-(d) $y = 0$ und (e),(f) $x = 0$.

Zum Vergleich zu den xy -Messungen (Bilder A.13 u. A.14) bei $z = 0$ (Hornantennenzeile).

Für (b),(c) befindet sich das Hologramm bei $z = -28.1$ mm.

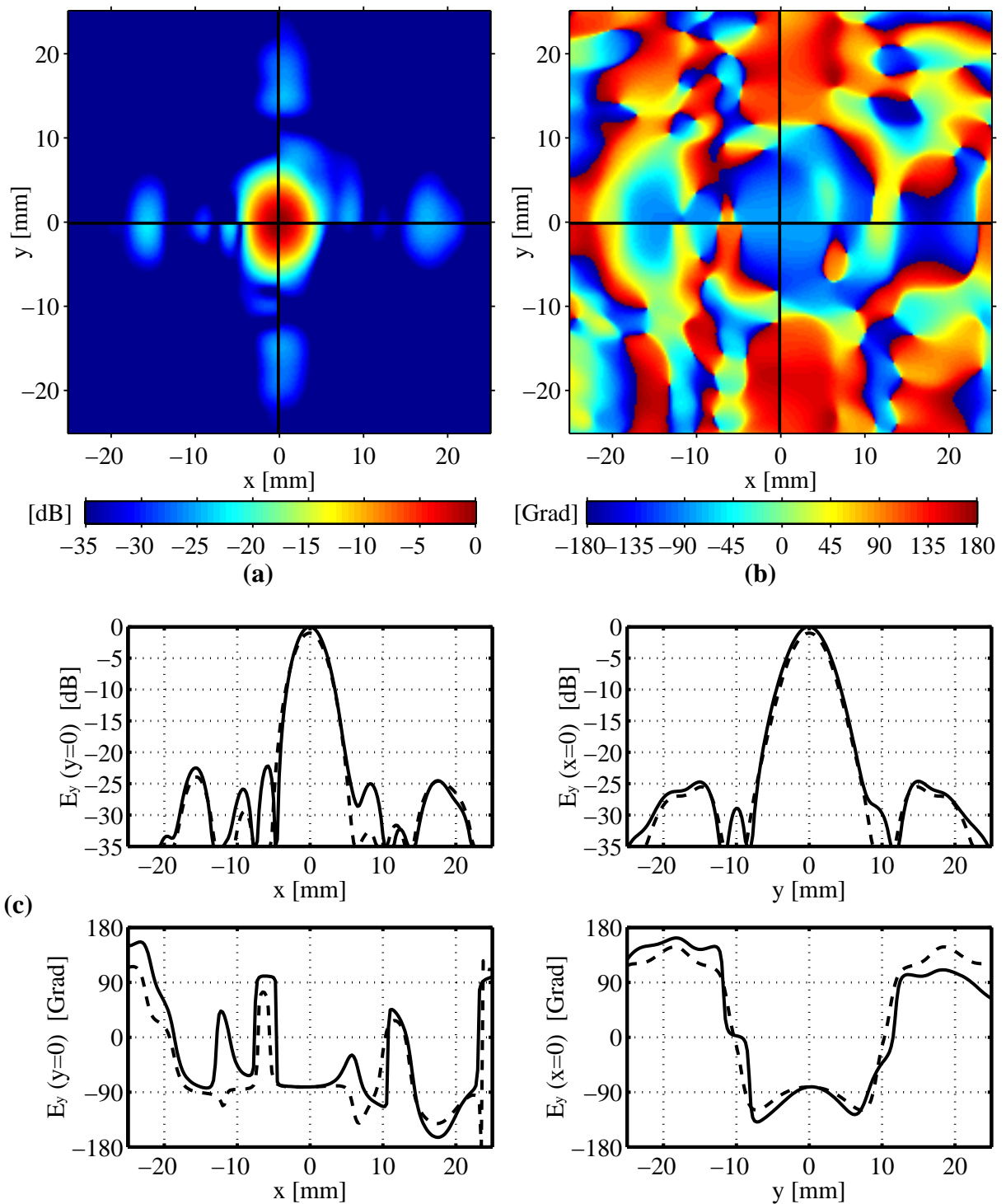


Bild A.16: Vergleich am Dual-Offset-Reflektor in der Empfangsebene bei Anregung mit dem fünfelementigen holographischen Leistungsaddierer (Speisung der Hornantennenzeile mittels breitbandigem Leistungsteiler): Gerader y -Anteil: 99.01 %, gewichteter Koppelfaktor: 94.59 %
(a) Betrag und **(b)** Phase: Messung ($x \cdot y > 0$) und Simulation {PO-Berechnung} ($x \cdot y < 0$),
(c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$: Messung (durchgezogen), Simulation (gestrichelt)

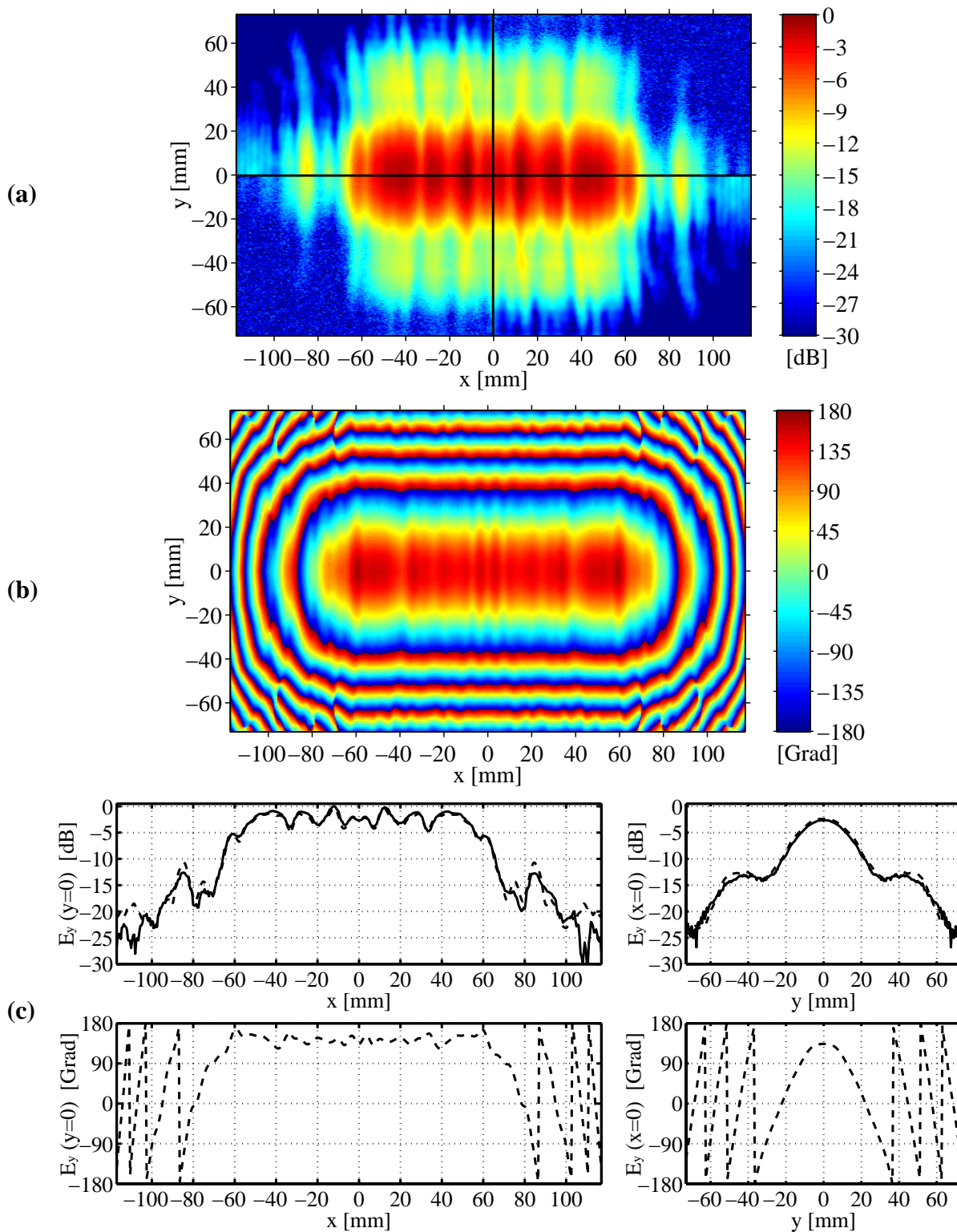


Bild A.17: Vergleich zwischen Simulation und Betragsmessung 60 mm hinter dem Hologramm eines fünfelementigen 65 GHz-Zeilensystems bei Speisung mit Leistungsteiler
 (a) Betrag: Messung ($x \cdot y > 0$) und Simulation ($x \cdot y < 0$), (b) Phase: Simulation,
 (c) Schnitte in $y = 0$ und $x = 0$: Messung (durchgezogen), Simulation (gestrichelt)

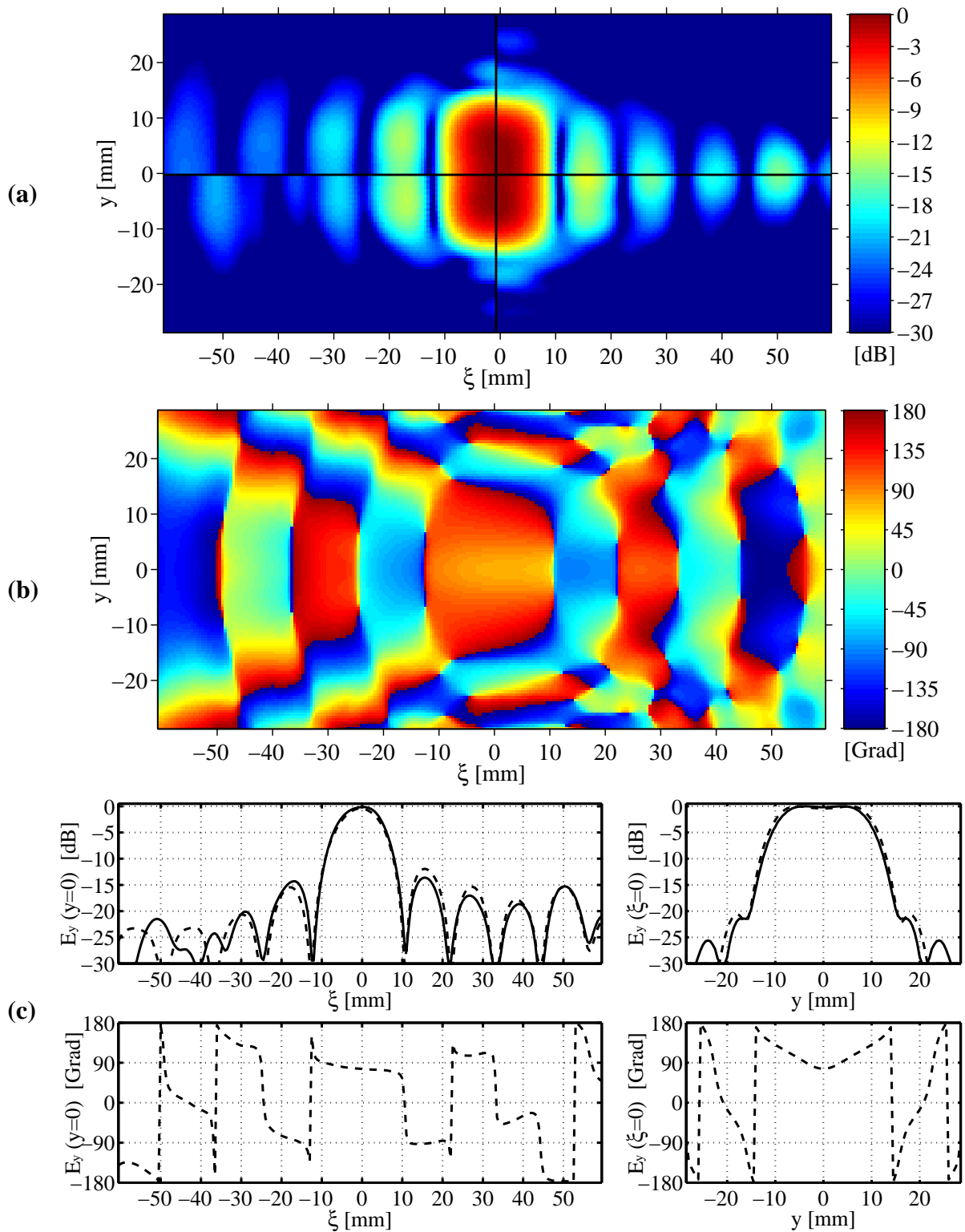


Bild A.18: Vergleich zwischen Betragsmessungen und Simulation in der Empfangsebene eines fünfelementigen 65 GHz-Zeilensystems mit rotationssymmetrischem Reflektor
(a) Betrag: Messung ($\xi \cdot y > 0$) und Simulation ($\xi \cdot y < 0$), **(b)** Phase: Simulation,
(c) Schnitte in $y = 0$ und $\xi = 0$: Messung (durchgezogen), Simulation (gestrichelt)

Anhang B

Streuparameter-Messungen

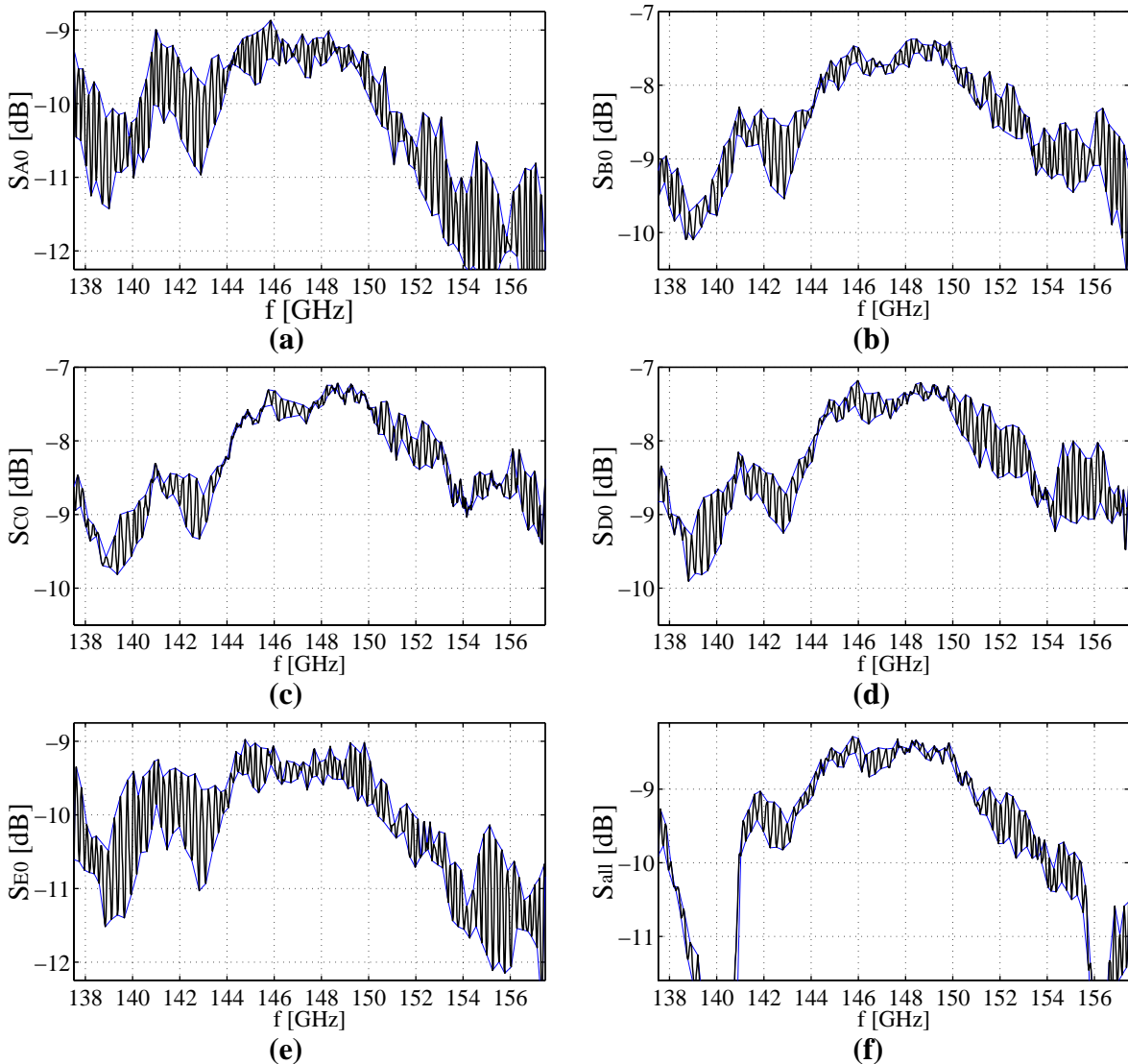


Bild B.1: Beträge der Streuparameter: (a)-(e) Anregung am Gaußhorn (Betrieb als Leistungsteiler) (f) Auskopplung am Gaußhorn bei betrags- und phasengleicher Anregung aller 5 Tore

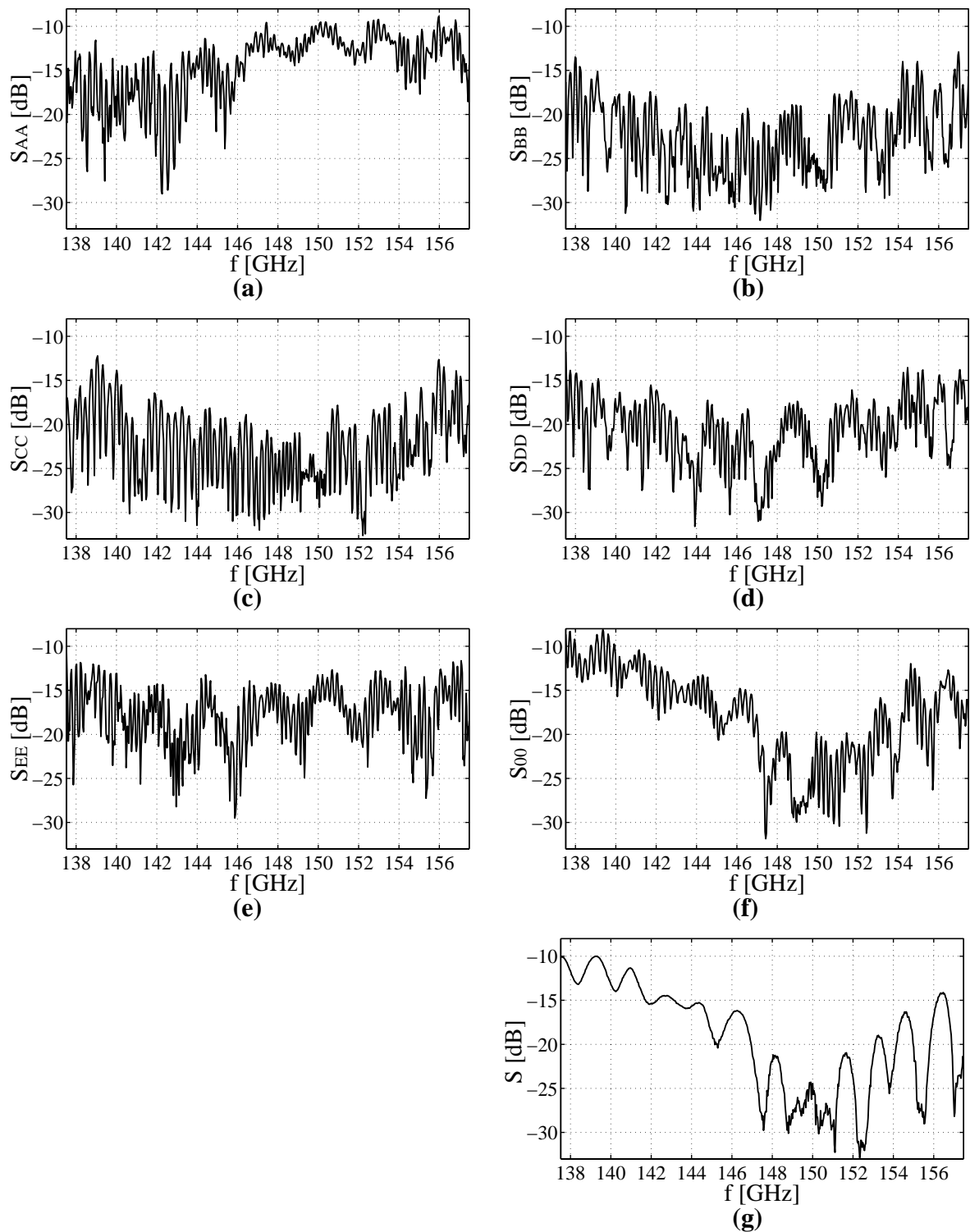


Bild B.2: Beträge der Streuparameter der Eingangsreflexionen am Doppelspiegelsystem:
(a)-(e) Zeilentre A-E
(f),(g) Dual-Mode-Horn: **(f)** im Gesamtsystem, **(g)** ohne Last

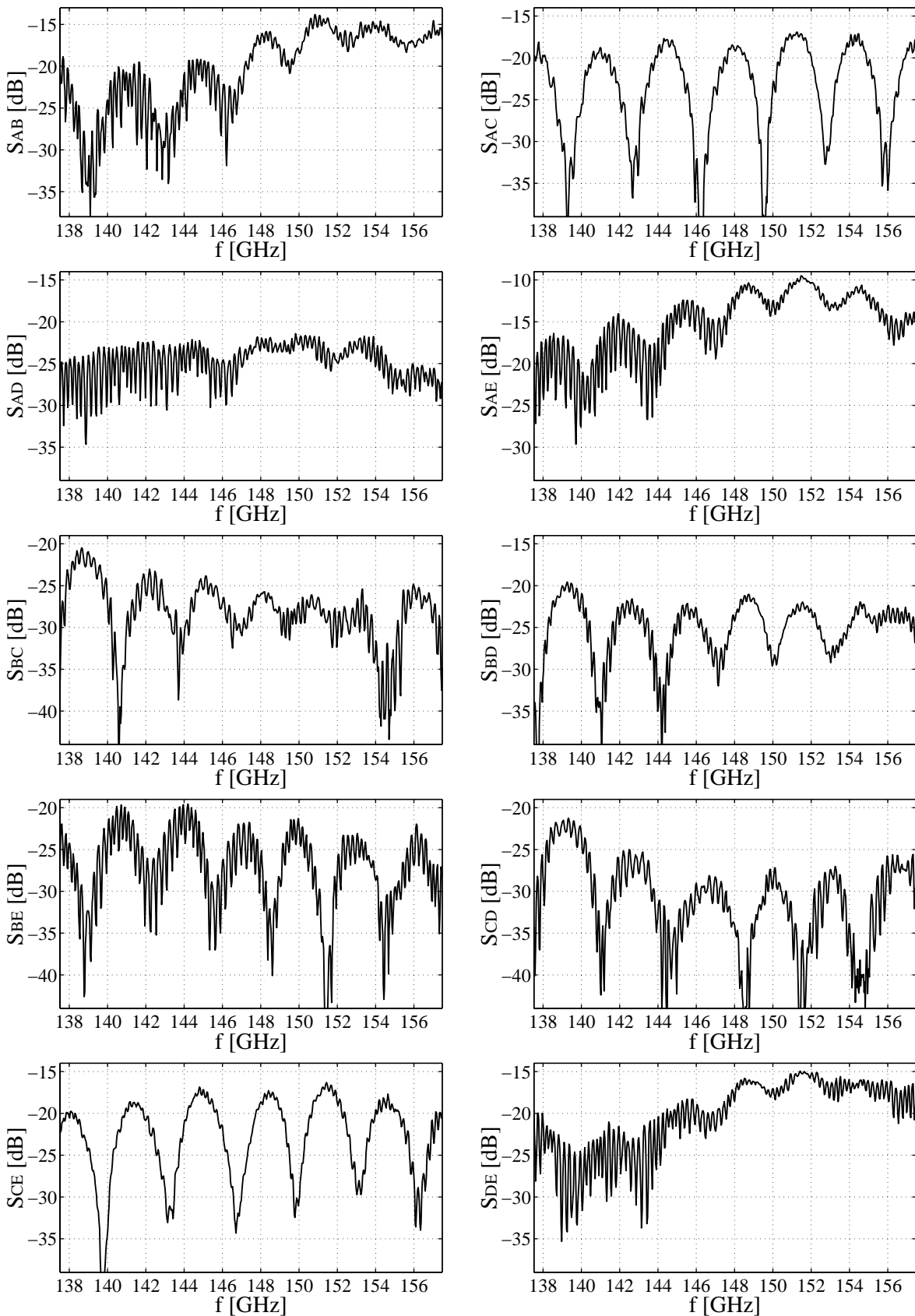


Bild B.3: Beträge der Streuparameter der Zeilenhörnerkopplungen am Doppelspiegelsystem

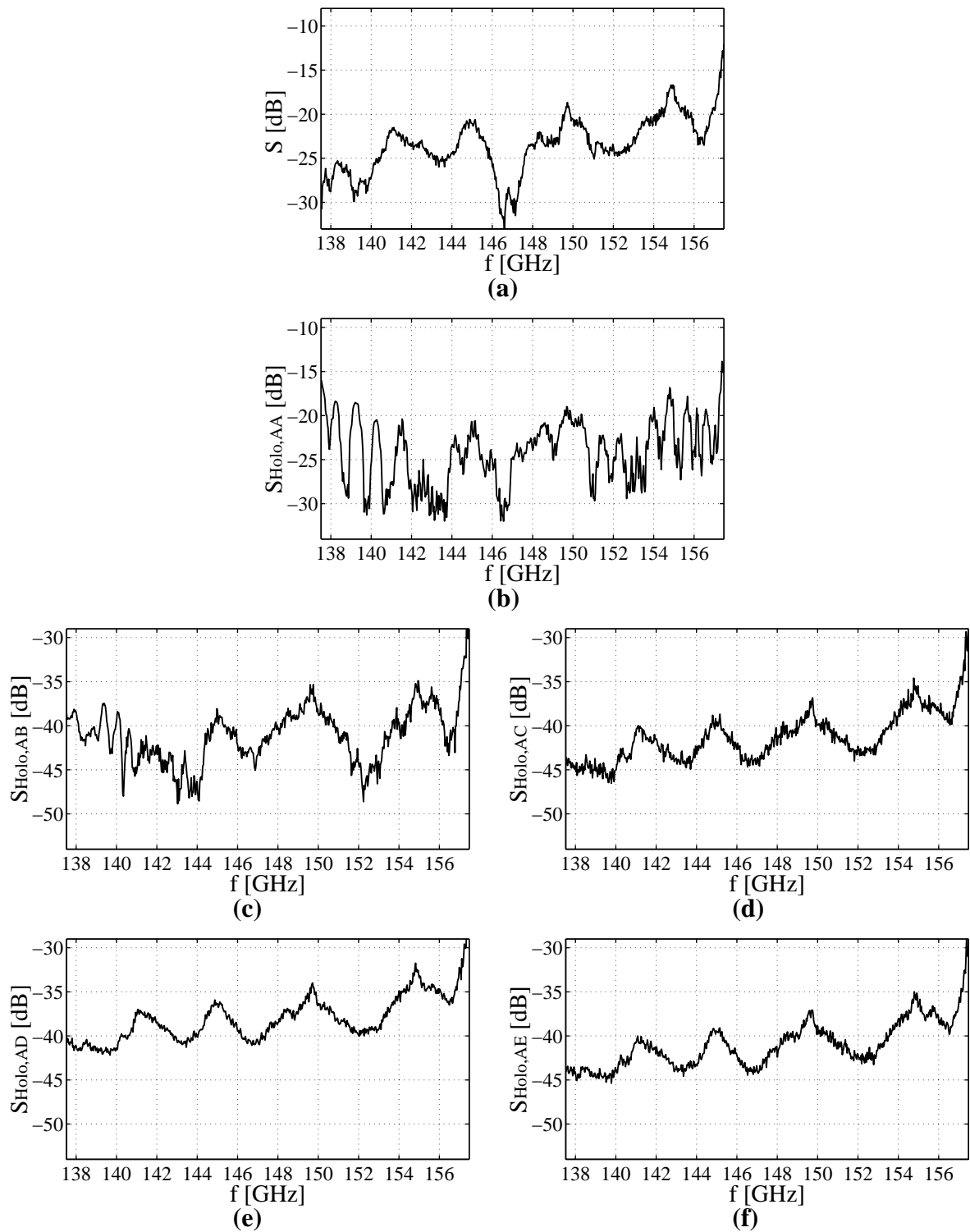


Bild B.4: Beträge der Streuparameter: (a) Einzelnes Zeilenhorn ohne Last
 (b)-(f) Hornantennenzeile mit Hologramm ohne Auskoppelschaltung

Literaturverzeichnis

- [1] Chang, K.; Sun, C.: *Millimeter-wave power-combining techniques*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **31** (1983) Nr. 2, S. 91-107.
- [2] Mink, J. W.: *Quasi-optical power combining of solid-state millimeter-wave sources*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **34** (1986) Nr. 2, S. 273-279.
- [3] Navarro, J.A.; Chang, K.: *Integrated active antennas and spatial power combining*. New York: John Wiley & Sons, 1996.
- [4] York, R.A.; Popović, Z.B.: *Active and quasi-optical arrays for solid-state power combining*. New York: John Wiley & Sons, 1997.
- [5] Harvey, J.; Brown, E.R.; Rutledge, D.B.; York, R.A.: *Spatial power combining for high-power transmitters*. IEEE Microwave Magazine, Bd. **1** (2000) Nr. 4, S. 48-59.
- [6] DeLisio, M.P.; York, R.A.: *Quasi-optical and spatial power combining*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **50** (2002) Nr. 3, S. 929-936.
- [7] Mortazawi, A.; Itho, T.; Harvey, J. (Editoren): *Active antennas and quasi-optical arrays*. Piscataway, NJ: IEEE Press, 1999.
- [8] Shahabadi, M.: *Anwendung der Holographie auf Leistungsaddition bei Millimeterwellen*. Dissertation an der Techn. Univ. Hamburg-Harburg, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 10 Nr. 546. Düsseldorf: VDI Verlag, 1998.
- [9] Shahabadi, M.; Schünemann, K.: *Holographic power combining: a new principle for millimeter and submillimeter-wave power combining*. Proc. 26th European Microwave Conf., 9.-12. Sept. 1996, Prag, Tschechische Republik, S. 115-119.
- [10] Shahabadi, M.; Schünemann, K.: *Millimeter-wave holographic power splitting/combining*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **45** (1997) Nr. 12, S. 2316-2323.
- [11] Brown, E.R.; Harvey, J.: *System characteristics of quasi-optical power amplifiers*. IEEE Circuits and Systems Magazine, Bd. **1** (2001) Nr. 4, S. 22-36.
- [12] Ali, M.A.; Ortiz, S.C.; Ivanov, T.; Mortazawi, A.: *Analysis and measurement of hard-horn feeds for the excitation of quasi-optical amplifiers*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **47** (1999) Nr. 4, S. 479-487.
- [13] Streibl, N.: *Beam shaping with optical array generators*. J. of Mod. Optics, Bd. **36** (1989) Nr. 12, S. 1559-1573.

- [14] Kostuk, R.K. (Editor): *Selected papers on multiple imaging and beam generation*. SPIE milestone series, Bd. MS 146, Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 1998.
- [15] Balanis, C.A.: *Antenna Theory: analysis and design*. 2. Aufl., New York: John Wiley & Sons, 1997.
- [16] Unger, H.-G.: *Elektromagnetische Theorie für die Hochfrequenztechnik, Teil 1*. 2. Aufl., Heidelberg: Hüthig, 1988.
- [17] Goodman, J.W.: *Introduction to Fourier Optics*. 2. Aufl., New York: McGraw-Hill, 1996.
- [18] Jull, E.V.: *Aperture Antennas and diffraction theory*. London: IEE Electromagnetic Waves Series, Bd. 10, 1981.
- [19] Hecht, E.: *Optik*. 2. Aufl., 3. korr. Nachdr., Bonn: Addison-Wesley, 1994.
- [20] Goldsmith, P.F.: *Quasioptical Systems - Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications*., New York: IEEE Press/Chapman & Hall Publ., 1997.
- [21] Fliege, N.: *Systemtheorie*. Stuttgart: Teubner, 1991.
- [22] Lu, S.: *Generating multiple images for integrated circuits by Fourier-transform holograms*. Proc. IEEE, Bd. 56 (1968) Nr. 1, S. 116-117.
- [23] Dammann, H.; Klotz, E.: *Coherent optical generation and inspection of two-dimensional periodic structures*. Optica Acta, Bd. 24 (1977) Nr. 4, S. 505-515.
- [24] Dammann, H.: *Optische Gitter – moderne Anwendungen*. Physik in unserer Zeit, Bd. 11 (1980) Nr. 3, S. 83-91.
- [25] Killat, U.; Rabe, G.; Rave, W.: *Binary phase gratings for star couplers with high splitting ratio*. Fiber and Integrated Optics, Bd. 4 (1982) Nr. 2, S. 159-167.
- [26] Veldkamp, W.B.; Leger, J.R.; Swanson, G.J.: *Coherent summation of laser beams using binary phase gratings*. Opt. Lett., Bd. 11 (1986) Nr. 4, S. 303-305.
- [27] Murphy, J.A.; Withington, S.; van der Stadt, H.: *Dammann gratings for local oscillator beam multiplexing*. Workshop Multi-feed systems for radio telescopes, 16.-18. Mai 1994, Tucson, Arizona. In: Emerson D.T.; Payne J.M. (Editoren), ASP Conf. Reihe 75, San Francisco, CA, USA, 1995, S. 238-244.
- [28] Dammann, H.; Görtler, K.: *High-efficiency in-line multiple imaging by means of multiple phase holograms*. Optics Com., Bd. 3 (1971) Nr. 5, S. 312-315.
- [29] Graf, U.U.; Heyminck, S.: *Fourier gratings as submillimeter beam splitters*. IEEE Trans. Antennas & Propagat. Bd. 49 (2001) Nr. 4, S. 542-546.
- [30] Heyminck, S.; Graf, U.U.: *Array-Receiver LO Unit using collimating Fourier-Gratings*. Proc. 12th Int. Symp. on Space Terahertz Tech., 14.-16. Feb. 2001, San Diego, CA, USA.
- [31] Godwin, D.P.; Selviah, D.R.; Carey, C.D.; Midwinter, J.E.: *The self-focusing Fresnel-Dammann grating and the Fresnel binary CGH for compact 2-D light spot array generation*. Proc. 4th Int. Conf. on Holographic Systems, Components and Appl., 13.-15. Sept. 1993, Neuchatel, Schweiz, S. 147-152.

- [32] Ozaktas, H.M.; Mendlovic, D.: *Fractional Fourier optics*. J. Opt. Soc. Amer. A, Bd. **12** (1995) Nr. 4, S. 743-751.
- [33] Heyminck, S.; Graf, U.U.; Michael, E.A.; Stanko, S.; Rabanus, D.; Honingh, C.E.; Jacobs, K.; Schieder, R.; Stutzki, J.: *Heterodyne array receiver development at KOSMA*. Proc. 2nd Workshop on New Concepts for Far-Infrared and Submillimeter Space Astronomy, 7.-8. März 2002, Greenbelt, MD, USA.
- [34] Graf, U.U.; Haas, S.; Honingh, C.E.; Jacobs, K.; Schieder, R.; Stutzki, J.: *Array receiver development at KOSMA for the sub-mm and THz spectral range*. Proc. SPIE Nr. 3357: Conf. on Advanced tech. MMW, radio, and terahertz telescopes, 26.-28. März 1998, Kona, HI, USA.
- [35] Graf, U.U.; Heyminck, S.; Michael, E.A.; Stanko, S.; Honingh, C.E.; Jacobs, K.; Schieder, R.; Stutzki, J.: *SMART: The KOSMA sub-millimeter array receiver for two frequencies*. Proc. 13th Int. Symp. on Space THz Tech., 26.-28. März 2002, Cambridge, MA, USA.
- [36] Heyminck, S.; Graf, U.U.: *Reflection gratings as THz local oscillator multiplexer*. Proc. SPIE Nr. 4014: SPIE's Int. Symp. on Astronomical Telescopes and Instrumentation, 27.-31. März 2000, München, Deutschland.
- [37] Noponen, E.: *Electromagnetic Theory of Diffractive Optics*. Dissertation an der Helsinki University of Technology, Nr. 922, ISBN 951-22-2026-1, Espoo, Finnland, 1994.
- [38] Nishihara, H.; Suhara, T.: *Micro Fresnel Lenses*. In: Wolf, E. (Editor): Progress in Optics. Amsterdam: North-Holland Publ., Bd. **24** (1987), S. 1-37.
- [39] Born, M.; Wolf, E.: *Principles of Optics*. 6. Aufl., Cambridge: Cambridge University Press, 1980.
- [40] Mansuripur, M.: *Classical Optics and its Applications*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
- [41] Patorski, K.: *The self-imaging phenomenon and its application*. In: Wolf, E. (Editor): Progress in Optics. Amsterdam: North-Holland Publ., Bd. **27** (1989), S. 1-108.
- [42] Winthrop, J.T.; Worthington, C.R.: *Theory of Fresnel Images. I. Plane Periodic Objects in Monochromatic Light*. J. Opt. Soc. Amer. Bd. **55** (1992), S. 373-381.
- [43] Arrizón, V.; Ojeda-Castañeda, J.: *Phase grating: Analytical formulas for the near field*. Microwave and Optical Technology Lett., Bd. **5** (1992) Nr. 10, S. 483-486.
- [44] Berry, M.V.; Klein, S.: *Integer, fractional and fractal Talbot effects*. J. of Mod. Optics, Bd. **43** (1996) Nr. 10, S. 2139-2164.
- [45] Leger, J.R.; Swanson, G.J.: *Efficient array illuminator using binary-optics phase plates at fractional-Talbot planes*. Opt. Lett., Bd. **15** (1990) Nr. 5, S. 288-290.
- [46] Mandelbrot, B.B.: *Die fraktale Geometrie der Natur*. Basel: Birkhäuser, 1987.

- [47] Gianvittorio, J.P.; Rahmat-Samii, Y.: *Fractal antennas: A novel antenna miniaturization technique, and applications*. IEEE Antennas & Propagat. Mag., Bd. **44** (2002) Nr. 1, S. 20-36.
- [48] Romeum J.; Rahmat-Samii, Y.: *Fractal FSS: A novel dual-band frequency selective surface*. IEEE Trans. Antennas & Propagat. Bd. **48** (2000) Nr. 7, S. 1097-1105.
- [49] Berry, M.; Marzoli, I.; Schleich, W.: *Quantum carpets, carpets of light*. Physics World, (2001) Nr. 6, S. 39-44.
- [50] Apollonov, V.V.; Derzhavin, S.I.; Kislow, V.I.; Kazakov, A.A.; Koval' Y.P.; Kuz'minov, V.V.; Mashkovskii, D.A.; Prokhorov, A.M.: *Phase locking of eight wide-aperture semiconductor laser diodes in one-dimensional and two-dimensional configurations in an external Talbot cavity*. Quantum Electr., Bd. **28** (1998) Nr. 4, S. 344-346.
- [51] Akbari, M.: *Theoretische Beschreibung des MQW-DFB-Laser-Oszillators*. Dissertation an der Techn. Univ. Hamburg-Harburg, Aachen: Shaker, 2000.
- [52] Kandidov, V.P.; Kondrat'ev, A.V.; Surovitskiĭ, M.B.: *Collective modes of two-dimensional laser arrays in a Talbot cavity*. Quantum Electr., Bd. **28** (1998) Nr. 8, S. 692-696.
- [53] Suleski, T.J.: *Generation of Lohmann images from binary-phase Talbot array illuminators*. Appl. Opt., Bd. **36** (1997) Nr. 20, S. 4686-4691.
- [54] Lohmann, A.W.: *An array illuminator based on the Talbot-effect*. Optik, Bd. **79** (1988) Nr. 1, S. 41-45.
- [55] Soldano, L.B.; Pennings, E.C.M.: *Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications*. J. of Lightwave Tech., Bd. **13** (1995) Nr. 4, S. 615-627.
- [56] Bachmann, M.; Besse, P.A.; Melchior, H.: *General self-imaging properties in $N \times N$ multimode interference couplers including phase relations*. Appl. Opt., Bd. **33** (1994) Nr. 18, S. 3905-3911.
- [57] Tayag, T.J.; Steer, M.B.; Harvey, J.F.; Yakovlev, A.B.; Davis J.: *Spatial power splitting and combining based on the Talbot effect*. IEEE Microwave and wireless comp. lett., Bd. **12** (2000) Nr. 1, S. 9-11.
- [58] Lohmann, A.W.; Thomas, J.A.: *Making an array illuminator based on the Talbot effect*. Opt. Lett., Bd. **29** (1990) Nr. 29, S. 4337-4340.
- [59] Shahabadi, M.; Schünemann, K.; Unger, H.-G.: *Modelling of diffraction at dielectric biperiodic objects using an equivalent network*. Proc. 20th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Orlando, FL, USA, 11.-14. Dez. 1995, S. 397-398.
- [60] Petit, R. (Editor): *Electromagnetic Theory of Gratings*. Berlin: Springer-Verlag, 1980.
- [61] Bräuer, R.; Bryngdahl, O.: *Electromagnetic diffraction analysis of two-dimensional gratings*. Optics Com., Bd. **100** (1993) Nr. 1, S. 1-5.
- [62] Ramo, S.; Whinnery, J.R.; van Duzer, T.: *Fields and Waves in Communication Electronics*. 3. Aufl., New York: John Wiley & Sons, 1994.

- [63] Shahabadi, M.; Schünemann, K.: *Excitation of periodic structures by non-uniform electromagnetic beams*. Proc. 20th ESTEC Antenna Workshop on Millimeter-Wave Antenna Technology and Antenna Measurement, Noordwijk, Niederlande, 18.-20. Jun. 1997, S. 99-104.
- [64] Höft, M.; Weinzierl, J.; Judaschke, R.: *Broadband analysis of holographic power combining circuits.*, Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Bd. **23** (2002) Nr. 7, S. 1127-1146.
- [65] Schelkunoff, S.A.; Friis, H.T.: *Antennas – Theory and Practice*. New York: John Wiley & Sons, 1952.
- [66] Encinar, J.A.; Rebollar, J.M.: *A hybrid technique for analyzing corrugated and noncorrugated rectangular horns*. IEEE Trans. Antennas & Propagat. Bd. **34** (1986) Nr. 8, S. 961-968.
- [67] Rebeiz, G.M.; Kasilingam, D.P.; Guo, Y.; Stimson, P.A.; Rutledge, D.B.: *Monolithic millimeter-wave two-dimensional horn imaging arrays*. IEEE Trans. Antennas & Propagat. Bd. **38** (1990) Nr. 9, S. 1473-1482.
- [68] Liu, K.; Balanis, C.A.; Birtcher, C.R.; Barber G.C.: *Analysis of pyramidal horn antennas using moment methods*. IEEE Trans. Antennas & Propagat. Bd. **41** (1993) Nr. 10, S. 1379-1389.
- [69] Harrington, R.F.: *Time Harmonic Electromagnetic Fields*. New York: McGraw-Hill, 1961.
- [70] Patzelt, H.; Arndt, F.: *Double-plane steps in rectangular waveguides and their application for transformers, irises, and filters*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **30** (1982) Nr. 5, S. 771-776.
- [71] Eleftheriades, G.V.; Omar, A.S.; Katehi, L.P.B.; Rebeiz, G.M.: *Some important properties of waveguide junction generalized scattering matrices in the context of the mode matching technique*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **42** (1994) Nr. 10, S. 1896-1903.
- [72] Jull, V.E.: *Errors in the predicted gain of pyramidal horns*. IEEE Trans. Antennas & Propagat. Bd. **21** (1973) Nr. 1, S. 25-31.
- [73] Hofer, W.J.R.; Swanson, D.G.: *Electromagnetic Simulators, Theory and Practice - Methods of Analysis.*, IEEE MTT-S 2002 Microwave Symp. Tut. Notes, TSC, Seattle, WA, USA, 2.-7. Juni 2002.
- [74] Groetsch, C.W.: *Inverse Problems in the Mathematical Sciences.*, Braunschweig: Vieweg, 1993.
- [75] Höft, M.; Unger, H.-G.: *Principles of Holographic Multi-Element Coupling at Infrared and Millimeter-Wave Frequencies*. Proc. 25th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Peking, China, 12.-15. Sept. 2000, S. 345-346.
- [76] Leitle, A.; Soares, O.; Ash, E.: *Optical-fibre-bundle holographic coupler*. Microwaves, Opt., Acoust., Bd. **2** (1978) Nr. 3, S. 45-54.

- [77] Ash, E.; Seaford, E.; Soares, O.; Pennington, K.: *Holographic coupler for integrated optics*. Appl. Phys. Lett., Bd. **24** (1974) Nr. 2, S. 207-208.
- [78] Tricoles G.: *Computer generated holograms: an historical review*. Appl. Opt., Bd. **26** (1987) Nr. 10, S. 4351-4360.
- [79] Brown, B.R.; Lohmann, A.W.: *Computer generated binary holograms*. IBM J. Res. Develop. Bd. **26** (1969) Nr. 3, S. 160-168.
- [80] Schreier, D.: *Synthetische Holografie*. Weinheim: Physik-Verlag, 1984.
- [81] Anderson, A.: *Developments in microwave holographic imaging*. Proc. 9th European Microwave Conf., Brighton, England, 17.-20. Sept. 1979, S. 64-73.
- [82] Tricoles G.: *Microwave holography: Applications and techniques*. Proc. IEEE, Bd. **65** (1977) Nr. 1, S. 108-121.
- [83] Hirvonen: *A compact antenna test range based on a hologram*. IEEE Trans. Antennas & Propagat. Bd. **45** (1997) Nr. 8, S. 1270-1276.
- [84] Unger, H.-G.; Shahabadi, M.; Schünemann, K.: *Potentials of holograms in submillimeter-wave circuit technology*. Proc. 10th Microcoll Conf., Budapest, Ungarn, 21.-24. März 1999, S. 217-225.
- [85] Lamb, J.: *Miscellaneous data on materials for millimetre and submillimetre optics*. Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Bd. **17** (1996) Nr. 12, S. 1997-2034.
- [86] Judaschke, R.: *Theorie und Praxis der Lawinenlaufzeitdioden-Oszillatoren im Millimeterwellengebiet*. Dissertation an der Techn. Univ. Hamburg-Harburg, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 9 Nr. 263. Düsseldorf: VDI Verlag, 1997.
- [87] Höft, M.; Schumann, B.; Judaschke, R.; Shahabadi, M.: *A 65 GHz holographic power combiner*. Proc. IEEE MTT-Symp., Anaheim, CA, USA, 13.-19. Juni 1999, S. 1833-1836.
- [88] Wylde, R.J.; Martin, D.H.: *Gaussian beam-mode analysis and phase-centers of corrugated feed horns*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **41** (1993) Nr. 10, S. 1691-1699.
- [89] Murphy, J.A.; Padman, R.: *Phase centers of horn antennas using Gaussian beam mode analysis*. IEEE Trans. Antennas & Propagat. Bd. **38** (1990) Nr. 8, S. 1306-1310.
- [90] Withington, S.; Yassin, G.; Murphy, J.A.; O'Sullivan, C.O.; Atad, E.; Duncan, W.; Henry, D.; Van de Stadt, H.; Armandillo, E.; De Maagt, P.; Ulbrich, G.: *Submillimetre-wave and far-infrared optical design and analysis techniques*. Millennium conf. on Antennas & Propagat. AP2000, Davos, Schweiz, 9.-14. April 2000. In: Danesy D.; Sawaya, H. (Editoren), ESA Publ. Div., ESTEC, SP-444, Noordwijk, Niederlande, 2000.
- [91] Rahmat-Samii, Y.: *Reflector Antennas*. In: Lo, Y.T.; Lee, S.W. (Editoren): *Antenna Handbook: theory, applications, and design*. New-York: Van Nostrand Reinhold Comp., 1988.

- [92] Duan, D.W.; Rahmat-Samii, Y.: *A generalized diffraction synthesis technique for high performance reflector antennas*. IEEE Trans. Antennas & Propagat. Bd. **43** (1995) Nr. 1, S. 27-40.
- [93] Shahabadi, M.; Schünemann, K.: *Enhancement of the quiet zone in the single-reflector compact antenna test range using a conducting periodic structure*. Proc. 7th Iranian Conf. on Electrical Engineering, Tehran, Iran, 17.-19. Mai 1999, S. 51-61.
- [94] Lee J.J.: *Lens Antennas*. In: Lo, Y.T.; Lee, S.W. (Editoren): *Antenna Handbook: theory, applications, and design*. New-York: Van Nostrand Reinhold Comp., 1988.
- [95] Rhodes, P.W.; Shealy, D.L.: *Refractive optical systems for irradiance redistribution of collimated radiation: their design and analysis*. Appl. Opt., Bd. **19** (1980) Nr. 20, S. 3545-3553.
- [96] Balanis, C.A.: *Advanced Engineering Electromagnetics*. New York: John Wiley & Sons, 1989.
- [97] Rieckmann, C.; Rayner, M.R.; Parini, C.G.: *Diffraction gaussian beam analysis of quasi-optical multireflector systems*. Millennium conf. on Antennas & Propagat. AP2000, Davos, Schweiz, 9.-14. April 2000. In: Danesy D.; Sawaya, H. (Editoren), ESA Publ. Div., ESTEC, SP-444, Noordwijk, Niederlande, 2000.
- [98] Goldsmith, P.F.: *Quasi-optical techniques at millimeter and submillimeter wavelength*. In: Button, K.J. (Editor): *Infrared and Millimeter Waves*. New York: Academic Press, Bd. **6** (1982), S. 277-343.
- [99] Collin, R.E.: *Antennas and radiowave propagation*. New York : McGraw-Hill, 1985.
- [100] Klein, R.: *Algorithmische Geometrie*. Bonn: Addison-Wesley, 1961.
Weitere Informationen: Fernuniversität Hagen, Praktische Informatik VI,
<http://gremlin.fernuni-hagen.de/Geometrie-Labor/>
- [101] Ernst, R.L.; Camisa, L.R.; Presser, A.: *Graceful degradation properties of matched n-port power amplifier combiners*. Proc. IEEE MTT-Symp., San Diego, CA, USA, 21.-23. Juni 1977, S. 174-177.
- [102] Sarkar, S., Agrawal, M.C.: *On the graceful degradation performance of multiple-device oscillators*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **33** (1985) Nr. 2, S. 168-170.
- [103] Rutledge, D.B.; Cheng, N.-S.; York, R.A.; Weikle II, R.M.; De Lisio, M.P.: *Failures in power-combining arrays*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **47** (1999) Nr. 7, S. 1077-1082.
- [104] York, R.A.: *Some considerations for optimal efficiency and low noise in large power combiners*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **47** (1999) Nr. 7, S. 1077-1082.
- [105] Saleh, A.A.M.: *Improving the graceful-degradation performance of combined power amplifiers*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **28** (1980) Nr. 10, S. 1068-1070.
- [106] Höft, M.; Weinzierl, J.; Judaschke, R.: *Broadband analysis of a D-band holographic power combining circuit*, Proc. IEEE MTT-Symp., Phoenix, AZ, USA, 20.-25. Mai 2001, S. 1407-1410.

- [107] Tanaka, T.: *Ridge-shaped narrow wall directional coupler using TE_{10} , TE_{20} , and TE_{30} modes.* IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Bd. **28** (1980) Nr. 3, S. 239-245.
- [108] Höft, M.; Judaschke, R.: *Analysis and measurement of a millimeter-wave holographic power combiner for 5 IMPATT oscillators.*, Proc. 8th Int. Conf. on THz Electr., Darmstadt, Deutschland, 28.-29. Sept. 2000, S. 145-147.
- [109] Flügel, H.: *Untersuchungen zum Eigenwellengehalt von Gyrotrons.* Dissertation an der Techn. Univ. Hamburg-Harburg, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 21 Nr. 98. Düsseldorf: VDI Verlag, 1991.
- [110] Höft, M.; Judaschke, R.: *Messprotokoll zur 65 GHz Leistungsaddition.* Interner Bericht, Arbeitsbereich Hochfrequenztechnik, Techn. Univ. Hamburg-Harburg, Jan. 2001.
- [111] Brand, H.; Schulz, R.; Weinzierl, J.: *Entwicklung einer komplexen, vektoriellen Feldmesstechnik.* Abschlussbericht DFG-Az: Br 522/21-1, Teilprojekt D der Forschergruppe Submillimeterwellen-Schaltungstechnologie, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik, Univ. Erlangen-Nürnberg, Apr. 2001.
- [112] Weinzierl, J.; Schulz, R.; Brand, H.; Schmidt, L.-P.: *A vector field measurement system for 150 GHz.* Proc. 25th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Peking, China, 12.-15. Sept. 2000, S. 353-354.
- [113] Weinzierl, J.; Fluhrer, C.; Brand, H.: *Dielectric waveguides at submillimeter wavelength.* Proc. 6th Int. Conf. on THz Electr., Leeds, England, 3.-4. Sept. 1998, S. 166-169.
- [114] Weinzierl, J.; Richter, J.; Brand, H.; Schmidt, L.-P.: *Simulation and measurement of dielectric antennas at 150 GHz.* Proc. 29th European Microwave Week, München, Deutschland, Bd. 2, 5.-7. Okt. 1999, S. 185-188.
- [115] Kogelnik, H.: *Coupling and conversion coefficients for optical modes.* Proc. Symposium on Quasi-Optics, Polytechnic Institute of Brooklyn, NY, USA, 8.-10. Jun. 1964, S. 333-347.
- [116] Müllerwiebus, V.: *Frequenzverdreifachung von 150 auf 450 GHz mit Schottkydioden.* Diplomarbeit, Arbeitsbereich Hochfrequenztechnik, Techn. Univ. Hamburg-Harburg, Jun. 2001.
- [117] Höft, M.; Judaschke, R.: *Analysis of a 150 GHz spatial power divider/combiner.* Proc. 27th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, San Diego, CA, USA, 22.-26. Sept. 2002, S. 117-118.
- [118] Murphy, J.A.; Withington, S.; Trappe, N.; Colgan, R.: *Gaussian beam mode analysis of standing waves in quasioptical systems.* Millennium conf. on Antennas & Propagat. AP2000, Davos, Schweiz, 9.-14. April 2000. In: Danesy D.; Sawaya, H. (Editoren), ESA Publ. Div., ESTEC, SP-444, Noordwijk, Niederlande, 2000.
- [119] Schumann, B.; Höft, M.; Judaschke, R.: *A multi-element 150/300 GHz spatial power dividing/combining frequency doubler.* Proc. IEEE MTT-Symp., Seattle, WA, USA, 2.-7. Juni 2002, S. 1539-1542.
- [120] Schumann, B.; Judaschke, R.: *A five-element 150/300 GHz frequency doubler.* Proc. 27th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, San Diego, CA, USA, 22.-26. Sept. 2002, S. 131-132.

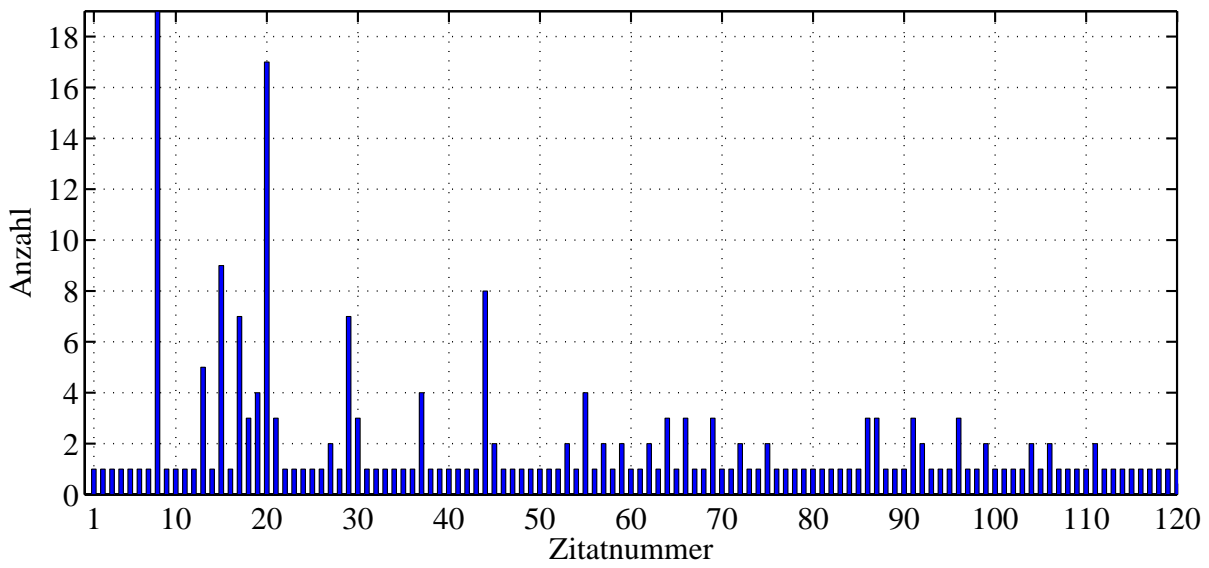


Bild 1: Anzahl der Verweise auf Zitate

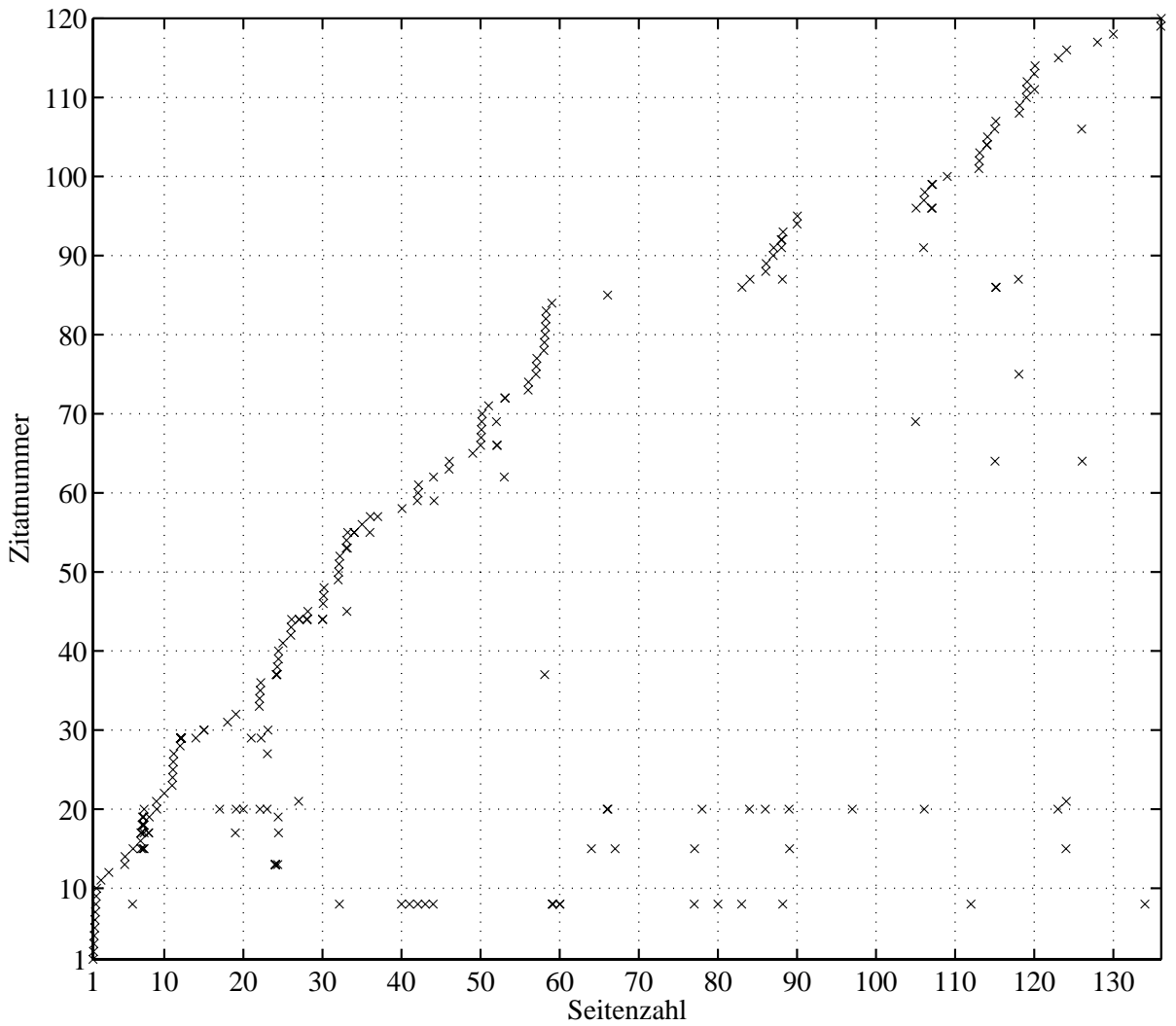


Bild 2: Aufstellung der Zitatnummern in Abhängigkeit der Seitenzahl

Lebenslauf



Michael Höft

Geburtstag: 02.07.1972

Geburtsort: Lübeck

Familienstand: ledig

Schulbildung

1978/1979

Grundschule Wilhelmshöhe, Lübeck

1979–1982

Falkenfeld Grundschule, Lübeck

1982–1988

Berndt-Notke-Realschule, Lübeck

1988–1991

Gewerbeschule III, Fachgymnasium – Technischer Zweig, Lübeck

Abschluss: **allgemeine Hochschulreife**

Wehrdienst

07/1991–09/1991

Instandsetzungsausbildungskompanie 5/6,

Lettow-Vorbeck-Kaserne, Hamburg

10/1991–06/1992

Panzerpionierkompanie 180, Kfz-Instandsetzung,

Trave-Kaserne, Lübeck

Hochschulbildung

10/1992–05/1997

Elektrotechnik-Studium, Studienrichtung Mikroelektronik,

Technische Universität Hamburg-Harburg

Philips-Preis für das beste Vordiplom

Abschluss: **Diplom-Ingenieur**

Praktika

06/1992–10/1992

Grundpraktikum, Ewert Ahrensburg Elektronik, Ahrensburg

07/1995–10/1995

Hauptpraktikum, Philips Röhren- und Halbleiterwerke, Hamburg

Beruf

07/1997 –06/2002

Wissenschaftlicher Mitarbeiter,

Arbeitsbereich Hochfrequenztechnik,

Technische Universität Hamburg-Harburg

seit 09/2002

Forschungsingenieur,

European Technology Center, Panasonic, Lüneburg