

Analyse und Optimierung von ebenen frequenzselektiven Flächen

Vom Fachbereich Elektrotechnik, Informationstechnik, Medientechnik
der Bergischen Universität Wuppertal
genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktor-Ingenieurs

von
Dipl.-Ing. Ge Wu
aus
Neimonggol

Wuppertal 2007

Mündliche Prüfung: 09.02.2007

Referent: Prof. Dr.-Ing. Volkert Hansen

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Heinz Chaloupka

Diese Dissertation kann wie folgt zitiert werden:

urn:nbn:de:hbz:468-20070527

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn%3Anbn%3Ade%3A468-20070527>]

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Aufbau von FSS (Frequency Selective Surface)-Strukturen	5
2.2	Verfahren zur Analyse des Verhaltens von FSS im elektromagnetischen Feld	7
2.2.1	Vorbemerkungen	7
2.2.2	Spektralbereichsanalyse (SBA)	8
2.2.2.1	Modell einer zweidimensional periodisch aufgebauten, unendlichen FSS	8
2.2.2.2	Modellierung der elektrischen Flächenströme	10
2.2.2.3	Modellierung der magnetischen Flächenströme	11
2.2.2.4	Basisfunktionen für die elektrischen und magnetischen Flächenströme	12
2.2.2.5	Darstellung der Felder mit Hilfe der Green'schen Funktio- nen für geschichtete Strukturen	13
2.2.2.6	Aufstellung und Lösung der Integralgleichung für die elektrischen und magnetischen Stromverteilungen	16
2.2.2.7	Reflektiertes und transmittiertes Feld	20
2.2.3	Numerische Verfahren	23
2.2.3.1	Auswahl des numerischen Verfahrens	23
2.2.3.2	Modell	25
2.3	Optimierungsverfahren	26
2.3.1	Einleitung	26
2.3.2	Optimierungsproblem	27
2.3.3	Übersicht über Optimierungsverfahren	28
2.3.4	Einführung in die PSO (Particle Swarm Optimization)	30

2.3.4.1	Artificial Life als Hintergrund	30
2.3.4.2	Grobe Definition der PSO	31
2.3.5	PSO-Algorithmus	32
2.3.5.1	Basis-PSO	32
2.3.5.2	Einführung des Dämpfungsgewichts	38
2.3.5.3	Wahl der PSO-Parameter	39
2.3.5.4	Testfunktion - Schwefel'sche Funktion	41
3	FSS als Filter für den mm- und Submm-Wellenbereich	45
3.1	Anforderungen an die Filter	45
3.2	Entwurf mit Hilfe von Ersatzschaltbildern	47
3.2.1	Einführung	47
3.2.2	Ersatzschaltbilder typischer Filtergeometrien	48
3.2.2.1	Einlagige kapazitive und induktive Filterstrukturen	48
3.2.2.2	Einlagige resonante Strukturen	51
3.2.2.3	Berechnung der Reflexions-/Transmissionskoeffizienten	54
3.2.3	Syntheseverfahren für Bandpässe/Bandsperren	58
3.2.3.1	Konzept	58
3.2.3.2	Syntheseverfahren für Filterstrukturen aus gekoppelten Resonatoren ohne Nebenkopplungen	59
3.2.3.3	Realisierung durch FSS-Strukturen	67
3.2.3.4	Berechnung der Transmissionseigenschaften	68
3.2.4	Dimensionierung mehrlagiger FSS auf der Basis der Filtersynthese	68
3.3	Dimensionierung durch Parametervariation auf der Basis der SBA	75
3.3.1	Vorüberlegung	75
3.3.2	Einlagige resonante Filterstrukturen	77
3.3.3	Bandpassfilter mit identischer Geometrie aller Metallisierungsschichten	79
3.3.4	Tiefpassfilter	83
3.4	Optimierung mit Hilfe der PSO	84
3.4.1	Integration der PSO in die SBA	84
3.4.2	Optimierung mehrlagiger Bandpassfilter mit flächenzentrierten Kreuzschlitzstrukturen	88

4	Absorbierende FSS für Bolometersysteme	95
4.1	Überblick über den derzeitigen Entwicklungsstand	95
4.2	Absorber aus kontinuierlich belegten Schichten	99
4.3	Absorber auf der Basis von FSS-Strukturen	105
4.3.1	Vorüberlegung	105
4.3.2	Absorberschicht auf der Basis von Kreuzdipolstrukturen	105
4.3.2.1	Unendlich ausgedehnte Struktur	105
4.3.2.2	Endlich große Struktur	108
4.3.3	Optimierung mit Hilfe der PSO	113
5	Zusammenfassung	121

Verzeichnis häufig verwendeter Formelzeichen

a	Länge eines Kreuzdipols oder Länge eines Kreuzschlitzes
\vec{A}	magnetisches Vektorpotential
b_{ln}	Breite der n -ten Basisfunktion in der Ebene l
b	Breite eines Kreuzdipols oder Breite eines Kreuzschlitzes
B	Bandbreite des Bandpass-/Bandsperrefilters
c_0	Lichtgeschwindigkeit im freien Raum
C	Kapazität
c_1, c_2	Lern-Konstanten
c_i	normierte Kapazität
c_T	normierte Kapazität des Tiefpasses
c_{BP}	normierte Kapazität des Bandpasses
c_{BS}	normierte Kapazität der Bandsperre
c_v	Parameter zur Festlegung der maximalen Geschwindigkeit
d_i	z -Koordinate der unteren Grenzfläche der Schicht i
d_{si}	Schichtdicke
d_{sm}	Schichtdicke zwischen zwei benachbarten Metallisierungen bei einem symmetrisch aufgebauten FSS-Filter
d_{so}	obere Außenschichtdicke
d_{su}	untere Außenschichtdicke
d_H	Länge der Rundhohlleitung
d_K	Länge des Kegelhorns
d_A	Abstand zwischen dem Kegelhorn und der Absorberschicht
d_R	Abstand zwischen der Absorberschicht und dem Reflektor
$\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$	kartesische Einheitsvektoren
\vec{E}	elektrische Feldstärke
\vec{E}_e	elektrische Feldstärke der einfallenden Welle
\vec{E}_s	elektrisches Streufeld
f	Frequenz
f_r	Resonanzfrequenz eines Resonators
f_0	Mittenfrequenz des Bandpass-/Bandsperrefilters
f_{ln}	n -te Teilbereichsentwicklungsfunktion in der Ebene l (Ortsbereich)
f_{c1}, f_{c2}, f_{cut}	„cut-off“-Frequenzen

F_{ln}	n -te Teilbereichsentwicklungsfunktion in der Ebene l (Spektralbereich)
$F(\vec{x})$	Fitness-Funktion
$F_T(\vec{x}), F_{Fl}(\vec{x}), F_S(\vec{x})$	Fitness-Funktionen
$F_I(\vec{x}), F_{II}(\vec{x}), F_{III}(\vec{x})$	Fitness-Funktionen
$\overset{\leftrightarrow E}{G}$	dyadische Green'sche Funktion des elektrischen Feldes
$\overset{\leftrightarrow H}{G}$	dyadische Green'sche Funktion des magnetischen Feldes
\tilde{g}_i	Filterkoeffizienten
g	Gitterkonstante
\vec{g}_{best}	Partikel mit der besten Position im gesamten Schwarm
g_{best}	Bezeichnung der aktuellen besten Lösung des gesamten Schwarms
\vec{H}	magnetische Feldstärke
\vec{H}_e	magnetische Feldstärke der einfallenden Welle
\vec{H}_s	magnetisches Streufeld
I_{max}	maximale Anzahl der Iterationsschritte
i	Index für verschiedene Größen
\vec{J}	elektrische Stromdichte
J_{ln}	Amplitude des elektrischen Flächenstromes der n -ten Basisfunktion in der Ebene l
J_{ln}^m	Amplitude des magnetischen Flächenstromes der n -ten Basisfunktion in der Ebene l
K_{ij}	Koppelfaktor zwischen Resonatoren i und j
\overline{K}	normierter Koppelfaktor
k	Wellenzahl des freien Raumes
k_x, k_y, k_z	Wellenzahlen in kartesischen Koordinaten
k_{ex}, k_{ey}	Komponenten des Wellenzahlvektors einer einfallenden Welle
$k_x(l, p, q), k_y(l, p, q)$	diskrete Wellenzahlen
L	Anzahl der Metallisierungsebenen
l	Index für verschiedene Größen
m	Index für verschiedene Größen
\vec{M}	magnetische Stromdichte

N	Anzahl der Partikel im gesamten Schwarm
n	Index für verschiedene Größen
p	Laufvariable zur Bezeichnung einer Floquet-Mode
$\vec{p}_{best,i}$	persönliche beste Position eines i -ten Partikels
p_{best}	Bezeichnung der aktuellen besten Lösung eines Partikels
$P_A(f)$	in der Absorberschicht umgesetzte Verlustleistung
$P_S(f)$	eingespeiste Leistung
$P_{NA}(f)$	in der Absorberschicht umgesetzte normierte Verlustleistung
$P_{A,arithm}$	arithmetischer Mittelwert der in der Absorberschicht umgesetzten normierten Verlustleistung
q	Laufvariable zur Bezeichnung einer Floquet-Mode
r	Reflexionsfaktor
\vec{r}	Ortsvektor
$\vec{r}_{l1}(\vec{r}_1), \vec{r}_{l2}(\vec{r}_2)$	Gittervektoren zur Beschreibung einer unendlich periodischen Struktur
r_{l1x}, r_{l1y}	Komponenten eines Gittervektors
R_0	Bezugswiderstand
r_H	Radius der Rundhohlleitung
r_K	Radius der Kegelhornöffnung
r_A	Radius der kontinuierlich belegten Absorberschicht
$\text{rect}(x)$	Rechteckfunktion
S	Suchraum
t	Transmissionsfaktor
t_M	Dicke der Metallisierung
t_A	Dicke der Absorberschicht
$\vec{v}_i(t)$	Geschwindigkeit des i -ten Partikels zum Zeitpunkt t
\vec{v}_{max}	maximale Geschwindigkeit eines Partikels
$w_{ln}^{a/b}$	Segmentlänge von Teilbereichsentwicklungsfunktionen
w_i	Gewichtung einer Teil-Fitnessfunktion
x	kartesische Ortskoordinate
$\vec{x}_i(t)$	Position des i -ten Partikels zum Zeitpunkt t
\vec{x}_{max}	obere Grenze des Lösungsraums
\vec{x}_{min}	untere Grenze des Lösungsraums

Y	Admittanz
\bar{Y}	normierte Admittanz
Y_{mn}	Element der Verkopplungsmatrix (magnetische Flächenströme)
y	kartesische Ortskoordinate
Z	Impedanz
Z_0	Feldwellenwiderstand im freien Raum
Z_L	Leitungswellenwiderstand
\bar{Z}	normierte Impedanz
Z^F	Flächenimpedanz
Z_{Kr}^F	Flächenimpedanz des Kreuzes im flächenzentrierten Gitternetz
Z_{mn}	Element der Verkopplungsmatrix (elektrische Flächenströme)
Z_{mn}^{imp}	Element der Verkopplungsmatrix, hervorgerufen durch eine Flächenimpedanz
z	kartesische Ortskoordinate
δ	Eindringtiefe
$\delta(\vec{r})$	Dirac'sche δ -Funktion
$\delta_{ll'}$	Kronecker-Symbol
ϵ_0	Permittivität des freien Raumes
ϵ_{ri}	relative Permittivität der Schicht i
ϵ_i	Permittivität der Schicht i ($\epsilon_i = \epsilon_0 \epsilon_{ri}$)
κ	elektrische Leitfähigkeit
κ_A	elektrische Leitfähigkeit der Absorberschicht
λ	Wellenlänge
λ_r	Wellenlänge bei der Resonanzfrequenz
μ_0	Permeabilität des freien Raumes
μ_{ri}	relative Permeabilität der Schicht i
μ_i	Permeabilität der Schicht i ($\mu_i = \mu_0 \mu_{ri}$)
ν	Dämpfungsgewicht
ν_a, ν_e	Anfangs- und Endwert des Dämpfungsgewichtes
ω	Kreisfrequenz

Kapitel 1

Einleitung

Trifft eine Welle auf eine endlich dicke Platte, die durch zwei parallel zueinander liegende ebene Flächen begrenzt ist, dann wird ein Teil der eingestrahnten Leistung reflektiert, ein Teil in der Platte absorbiert und die Differenz beider Teile transmittiert. Reflexion, Absorption und Transmission sind frequenzabhängig, d.h., die Platte wirkt frequenzselektiv. Offensichtlich kann man die Frequenzselektivität durch die Dicke der Platte und durch die Materialverteilung in der Platte beeinflussen, was für zahlreiche technische Anwendungen unter dem Schlagwort „ebene frequenzselektive Fläche“ oder - engl. - „plane frequency selective surface“ (plane FSS) ausgenutzt wird. Im Sprachgebrauch wird meist die Charakterisierung als „eben“ (plane) weggelassen.

Die häufigsten Anwendungen von FSS sind solche in Verbindung mit Reflektorantennen, wo sie vor allem als Subreflektoren großer Reflektorantennensysteme (Cassegrain-Systeme) eingesetzt werden. Dadurch ist es möglich, eine Reflektorantenne mit zwei Primärerregern zu betreiben. Der erste Subreflektor, der mit einem Signal der Frequenz f_1 betrieben wird, wird im Fokus des Hauptreflektors positioniert und strahlt durch den für f_1 transparenten Subreflektor. Der zweite Primärerregger für das Signal der Frequenz f_2 ist im Zentrum des Hauptreflektors positioniert und leuchtet den für f_2 reflektierenden Subreflektor aus. Es ist offensichtlich, dass die meist nur leichte Krümmung des Subreflektors keine wesentliche Änderung der frequenzselektiven Eigenschaften gegenüber denen einer entsprechenden ebenen Fläche zur Folge hat. In [1] wird eine Reflektorantenne für S - und X -Band-Betrieb beschrieben. Höhere Anforderungen ergeben sich, wenn mehrere Frequenzbänder transmittiert und reflektiert werden müssen. So wird in [2, 3] eine Reflektorantenne vorgestellt, bei der der Subreflektor für das K_u - und S -Band transparent und für das X - und K_a -Band re-

flektierend ist. In [4] wird eine FSS betrachtet, die für das L - und S -Band transparent und für das K_u und K_a -Band reflektierend ist. Viele weitere Literaturstellen zu anderen ähnlichen Anwendungsbeispielen finden sich in [5, 6, 7].

Eine weitere Anwendung von FSS ist ihr Einsatz als „reflect array“, die als ebene Fläche anstelle eines parabolischen Hauptreflektors durch einen Primärstrahler angestrahlt wird und durch eine phasenkorrigierende Reflexion eine ebene Wellenfront erzeugt [8, 9]. Diese Phasenkorrektur wird durch eine entsprechende Auslegung der Elemente des Arrays bewirkt, so dass die Phase des auf einem Element erzeugten Oberflächenstroms gegenüber der des anregenden Feldes eingestellt werden kann.

Ihre besondere heutige Bedeutung haben FSS für den Einsatz in Radioteleskopen vom mm- und Submm-Wellenbereich bis in den Infrarotbereich hinein. So muss bei Radioteleskopen, die von Satelliten aus die Zusammensetzung der Erdatmosphäre messen, der vom Hauptreflektor kommende Strahl in die Frequenzbereiche, die den einzelnen zu detektierenden Anteilen der Atmosphäre zugeordnet werden können, aufgeteilt werden [10, 11, 12, 13]. Dazu werden entsprechende FSS in den Strahlengang eingefügt. Bei astronomischen Betrachtungen ist das Ziel, die aus dem Weltraum kommende Strahlung für einzelne „Frequenzfenster“ zu messen. Um die extrem empfindlichen Empfänger zu schützen, müssen wieder entsprechende Filter in den Strahlengang eingefügt werden. Bei mm- und Submm-Wellen-Oszillatoren, die auf der Basis von Frequenzvervielfachung arbeiten, müssen unerwünschte höhere Harmonische unterdrückt werden, was durch den Einsatz von FSS erfolgen kann [14, 15].

FSS werden jedoch auch als frequenzselektive Absorber eingesetzt. Breitbandige absorbierende Flächen erhält man durch das Einfügen von Widerstandsschichten zwischen dielektrischen Trägerschichten [16, 17, 18], wobei man im Wesentlichen dasselbe Prinzip wie bei der Herstellung von breitbandigen Abschlüssen, z.B. von Hohlleitungen, anwendet. Mit der Einrichtung von WLAN-Netzen besteht die Notwendigkeit, geschützte Raumbereiche zu schaffen, was durch entsprechende FSS in Tapetenform machbar ist [19, 20]. Ähnliche Anwendungen ergeben sich für spezielle Sicherheitsbereiche.

Viele Anwendungen von FSS werden unter dem Stichwort „Photonic Band Gap Structures“ (PBGs) veröffentlicht. Eine klare Abgrenzung der in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen zu FSS zu denen an PBGS ist hinsichtlich des Aufbaus der Strukturen und insbesondere hinsichtlich ihrer mathematischen Behandlung offensichtlich kaum möglich. Um jedoch die Klasse der hier zu diskutierenden Strukturen nicht zu groß werden zu lassen,

werden die unter PBGS in der Literatur aufgeführten Arbeiten hier nicht betrachtet.

Bei vielen Anwendungen sind geringes Gewicht der FSS und/oder ihre großflächige preiswerte Herstellung von Bedeutung. In diesem Fall werden bevorzugt einlagige FSS entwickelt, bei denen z.B. eine dünne Folie mit einer Metallisierung versehen wird. Durch das Muster der Metallisierung wird versucht, die geforderten frequenzspezifischen Eigenschaften zu realisieren. Meist werden zweidimensional aufgebaute Muster verwendet, wobei eine große Vielzahl von Geometrien, wie einfache Quadrate und Rechtecke [21, 22, 23, 24, 25], Kreise [26, 27, 28], Kreuze [29, 30, 31, 32] sowie vielfache Variationen von solchen Grundmustern [33, 34, 35, 36, 37] untersucht wurden. Um FSS mit speziellen Anforderungen an den Frequenzgang realisieren zu können, werden mehrlagige FSS-Strukturen eingesetzt, wodurch die Anzahl der verfügbaren Designparameter deutlich vergrößert wird [26, 38, 39, 40, 41].

Am Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik der Bergischen Universität Wuppertal wird seit langem am Verfahren zur Analyse von FSS gearbeitet. Ausgangspunkt waren Arbeiten zur Entwicklung von mathematischen Verfahren auf der Basis einer Fourier-Besselentwicklung der Feldgrößen zur Analyse sehr allgemein aufgebauter ebener, geschichteter Strukturen mit eingelagerten aktiven oder passiven Strahlungselementen [42]. Es folgten spezielle Arbeiten, insbesondere zur Effizienzsteigerung des mathematischen Verfahrens für die Analyse vielfach geschichteter planarer Strukturen mit periodisch strukturierten planaren Metallisierungen weitgehend beliebiger Geometrie [43, 44, 45, 46, 47, 48]. Aus diesen Arbeiten ergab sich eine Zusammenarbeit des Lehrstuhls für Theoretische Elektrotechnik mit der Bolometer Development Group am Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn (im Folgenden abgekürzt mit MPIfR bezeichnet), da diese Gruppe an der Entwicklung hoch empfindlicher Empfänger für den mm- und Submm-Wellenbereich arbeitet und deshalb an Verfahren zur Analyse und möglichst auch Synthese von komplex aufgebauten FSS für den Einsatz als Filter vor dem Empfänger und als Absorber in Bolometersystemen sehr interessiert ist. Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen dieser Zusammenarbeit entstanden. Die Anforderungen an die benötigten FSS kommen im Wesentlichen aus den Systemüberlegungen zum Aufbau der Radioteleskope. Diese Anforderungen werden in gemeinsamen Diskussionen spezifiziert. An der Bergischen Universität erfolgt dann eine Analyse der entsprechenden Strukturen und, wenn möglich, auch eine Synthese. Anhand der so ermittelten Designparameter werden dann die FSS-Strukturen hergestellt und vom MPIfR vermessen.

Im Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit wird zunächst die Geometrie der behandelten Struk-

turen beschrieben. Anschließend werden die eingesetzten mathematischen Verfahren - die Spektralbereichsanalyse (SBA), die Finite Integrationstechnik (FIT) und die Partikel Swarm Optimization (PSO) - vorgestellt.

Das Kapitel 3 befasst sich mit den Arbeiten zur Dimensionierung von Filtern für den mm- und Submm-Wellenbereich. Ausgangspunkt ist die Beschreibung der FSS-Strukturen durch Ersatzschaltbilder und der Einsatz bekannter Filtersyntheseverfahren. Anschließend werden drei- und vierlagige Filter für das 870 μm -Fenster zuerst durch Parametervariation, dann, weil die Ergebnisse nicht befriedigend sind, durch Anwendung der PSO optimiert.

Im Kapitel 4 werden Absorberschichten für Bolometersysteme untersucht. Zunächst werden herkömmliche, kontinuierlich belegte Absorberschichten mit Hilfe der FIT analysiert und durch Parametervariation optimiert. Anschließend werden die Absorberschichten auf der Basis von Kreuzdipolstrukturen - wieder mit der FIT - analysiert und dann hinsichtlich unterschiedlicher Fitness-Funktionen optimiert.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Aufbau von FSS (Frequency Selective Surface)-Strukturen

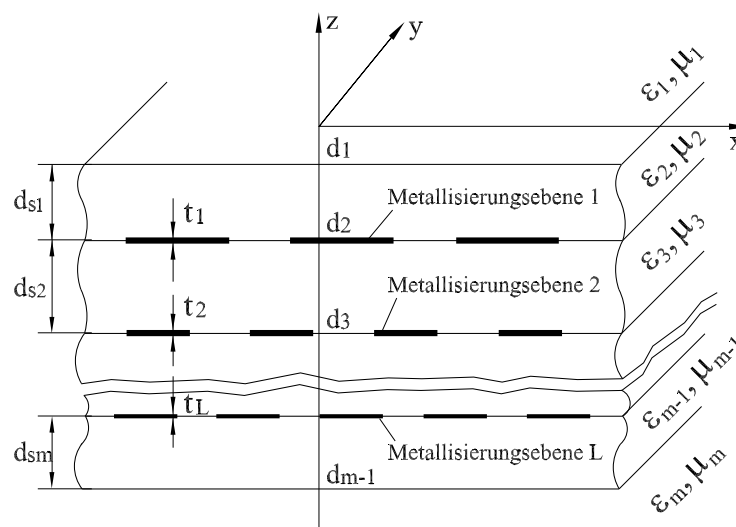


Abbildung 2.1: Modell einer FSS-Struktur, bestehend aus m ebenen dielektrischen Schichten und L eingebetteten Metallisierungsebenen

Die in dieser Arbeit behandelten FSS-Strukturen bestehen aus einer oder mehreren ebenen dielektrischen Schichten, auf die jeweils strukturierte Metallisierungen endlicher Dicke aufgebracht sind (siehe Abbildung 2.1), und meist noch einer zusätzlichen Schicht oberhalb

der ersten Metallisierung. Die Metallisierungen sind meist periodisch aufgebaut, wobei man zwischen Apertur- und „Patch“-Strukturen unterscheidet (Abbildung 2.2).

Die vollständigen Geometrien der Metallisierungen erhält man dadurch, dass eine Elementar- oder Urzelle periodisch zweidimensional fortgesetzt wird. In Abbildung 2.3 ist der periodische Aufbau der Metallisierungen in einer Ebene l mit Hilfe von zwei Verschiebungsvektoren \vec{r}_{l1} und \vec{r}_{l2} dargestellt. Im Allgemeinen können sowohl die Geometrien der Elementarzellen als auch die Periodizitäten (festgelegt durch \vec{r}_{l1} und \vec{r}_{l2}) in den jeweiligen Metallisierungsebenen unterschiedlich sein [47]. Wenn, was bei vielen technischen Anwendungen von FSS gegeben ist, die lateralen Abmessungen der Struktur groß gegenüber der Wellenlänge und gegenüber den Abmessungen der Urzelle sind, erfolgt die Analyse ihrer elektromagnetischen Eigenschaften meist unter der Annahme, dass die Struktur unendlich ausgedehnt ist (d.h. die Urzelle wird zweidimensional unendlich oft verschoben). Die dielektrischen Schichten, die als Träger für die Metallisierungen dienen, sollen bei allen in dieser Arbeit untersuchten Anwendungen möglichst verlustarm sein. Für FSS, die als Tief- oder Bandpässe oder auch als Bandsperrern eingesetzt werden (siehe Kapitel 3), soll die Durchgangsdämpfung im jeweiligen Durchlassbereich möglichst gering sein, d.h., auch die Metallisierungen müssen möglichst geringe Verluste aufweisen. In entsprechenden Untersuchungen wird oft von idealer Leitfähigkeit der Metallisierungen ausgegangen. Bei absorbierenden FSS (siehe Kapitel 4) soll dagegen die eingebrachte Leistung in den Metallisierungen in Wärme umgewandelt werden. Die Leitfähigkeit der metallischen Schichten muss folglich endlich groß sein.

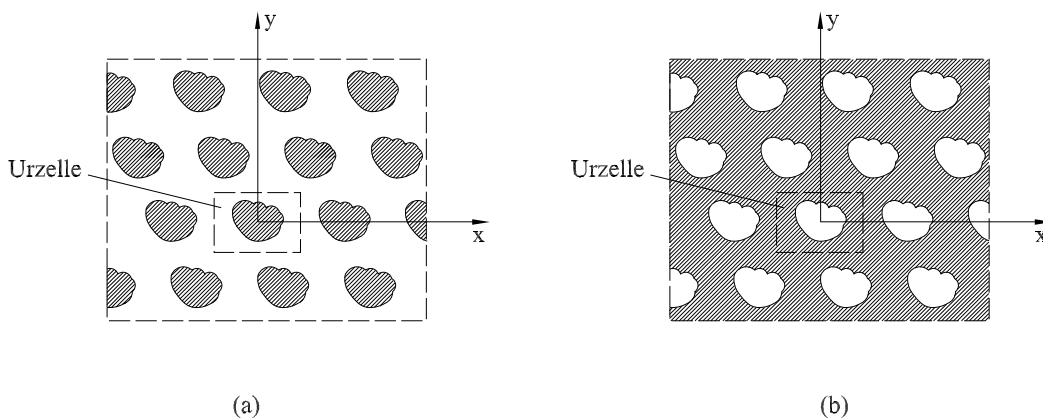


Abbildung 2.2: Aufbau einer (a) „Patch“- und (b) Apertur-Struktur

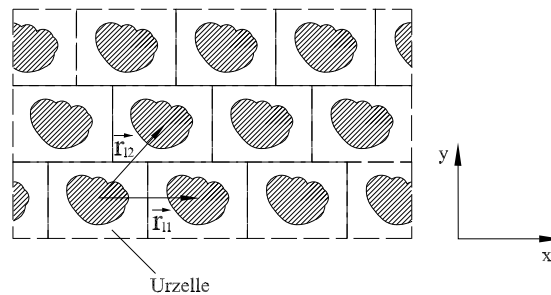


Abbildung 2.3: Zweidimensional periodische Fortsetzung der Urzelle einer Metallisierungsebene

Die Anregung technisch eingesetzter FSS erfolgt je nach Einsatzgebiet mit sehr unterschiedlichen Antennen. Falls sich die FSS im Fernfeld der Antenne befindet, kann oft mit guter Näherung von einer Anregung durch homogene ebene Wellen (HEW) ausgegangen werden.

2.2 Verfahren zur Analyse des Verhaltens von FSS im elektromagnetischen Feld

2.2.1 Vorbemerkungen

Die Frage, welche Kenngrößen zur Charakterisierung des Verhaltens einer FSS definiert und bestimmt werden müssen, muss im Hinblick auf den beabsichtigten Einsatzbereich diskutiert werden. Für den Einsatz als Filter in einem hochempfindlichen Empfänger des mm- oder Submm-Wellenbereichs werden typischerweise Vorgaben für die Transmission im Durchlass- und Sperrbereich gemacht. Wenn die FSS in einem Bolometer eingesetzt werden soll, wird dagegen vor allem nach der Absorption im interessierenden Frequenzbereich gefragt. In beiden Fällen erhält man die vollständige Information, wenn man die jeweilige technische Anordnung als Randwertproblem der Elektrodynamik formuliert und dieses löst. Dadurch erhält man zunächst die Stromdichten und Felder in allen Bereichen des Lösungsgebiets, aus denen die gewünschten Kenngrößen meist einfach bestimmt werden können.

Es ist offensichtlich, dass die Umsetzung der jeweiligen realen technischen Anordnungen meist auf ein sehr komplexes Randwertproblem führt. Diese lassen sich heute mit dem Einsatz sehr leistungsfähiger numerischer Verfahren oft mit hoher Genauigkeit lösen (z.B. durch den Einsatz des Parallelrechners ALiCENext an der Bergischen Universität). Der dafür be-

reitzustellende Aufwand ist jedoch bereits für eine einmalige Analyse einer Struktur so groß, dass er für die vielen im Rahmen der technischen Entwicklung einer Vorrichtung benötigten Rechnungen nicht aufgebracht werden kann. Um numerische Verfahren effizient einsetzen zu können, müssen deshalb zunächst deutliche Vereinfachungen der der Rechnung zu Grunde liegenden Modelle vorgenommen werden. Im Abschnitt 2.2.3 werden kurz einige geeignete numerische Verfahren skizziert und die notwendigen Modellvereinfachungen diskutiert. Da die auch bei einem solchen Vorgehen benötigten Rechnerressourcen immer noch so groß sind, dass numerische Berechnungen nur sehr eingeschränkt zur Grundlage von Optimierungsprozeduren gemacht werden können, wird zur Dimensionierung von FSS nach weiteren Modellvereinfachungen meist die Spektralbereichsanalyse verwendet. Dieses feldtheoretisch recht komplexe Verfahren ist extrem leistungsfähig; die notwendigen Modellvereinfachungen und die theoretischen Grundlagen des Verfahrens werden im Abschnitt 2.2.2 dargestellt.

In den 50er Jahren des letzten Jahrhunderts wurden FSS für den Einsatz als Filter ausschließlich mit Hilfe einfacher Ersatzschaltbilder auf der Basis von konzentrierten Bauelementen und Leitungsstücken entworfen. Da es sich hierbei nicht um die feldtheoretische Lösung eines Randwertproblems handelt, wird diese Vorgehensweise im Rahmen des Entwurfsprogramms für Filter im Abschnitt 3.2 behandelt.

2.2.2 Spektralbereichsanalyse (SBA)

2.2.2.1 Modell einer zweidimensional periodisch aufgebauten, unendlichen FSS

Ein sehr effektives Lösungsverfahren zur Berechnung eines FSS-Filters basiert auf der Spektralbereichsanalyse (SBA), bei der das feldtheoretische Problem mit Hilfe der Green'schen Funktion formuliert wird, da diese für lateral unendlich ausgedehnte geschichtete Strukturen im Spektralbereich exakt angebar ist. Die gesamte Struktur muss deshalb ebenfalls als lateral unendlich ausgedehnt angenommen werden (Abbildung 2.4). Die dielektrischen Trägerschichten können verlustlos oder beliebig verlustbehaftet sein. Prinzipiell lassen sich Metallisierungen endlicher Dicke durch Stapel beliebig dünner Metallisierungen mit sehr kleinem Abstand realisieren. Der für eine solche Modellierung zu leistende Aufwand ist allerdings so groß (so treten z.B. wegen des sehr geringen Abstands der Metallisierungen numerische Probleme auf), dass alle bisher veröffentlichten Arbeiten und auch die vorliegende bei Anwendung der SBA von nur einer beliebig dünnen Metallisierungsschicht zur Beschreibung

einer Metallisierung ausgeht. Diese wird bei „Patch“-Strukturen entweder als ideal leitend oder als mit einer Flächenimpedanz zur Beschreibung von Verlusten behaftet angenommen. Bei Apertur-Strukturen muss die Metallisierung als ideal leitend angenommen werden; metallische Verluste von Apertur-Strukturen sind deshalb nicht modellierbar. Die Anregung erfolgt mit einer homogenen ebenen Welle (HEW), die unter einem beliebigen Winkel auf die Filterstruktur einfällt.

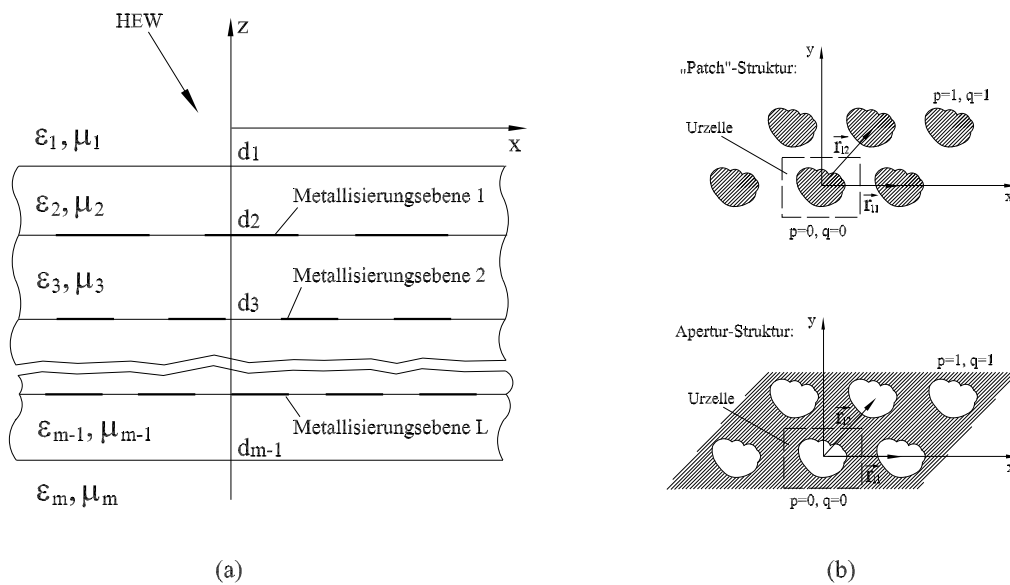


Abbildung 2.4: (a) Modell der Schichtstruktur und (b) Metallisierungen in einer Ebene

Für die Anwendung der SBA muss die Periodizität in jeder Ebene identisch sein. Die Lage einer beliebigen Zelle wird deshalb durch

$$\vec{r}_{pq} = p\vec{r}_1 + q\vec{r}_2, \quad (2.1)$$

angegeben, wobei p und q ganze Zahlen sind. Damit ist die pq -te Zelle gegenüber der Bezugzelle um

$$\Delta x_{pq} = pr_{1x} + qr_{2x} \quad (2.2)$$

und

$$\Delta y_{pq} = pr_{1y} + qr_{2y} \quad (2.3)$$

verschoben (siehe Abbildung 2.4).

2.2.2.2 Modellierung der elektrischen Flächenströme

Im Hinblick auf die Formulierung einer Integralgleichung zur Bestimmung der Flächenstromverteilung (siehe Abschnitt 2.2.2.6) wird letztere durch eine Reihe von Basisfunktionen (Entwicklungsfunktionen) mit unbekanntem Amplituden approximiert. Diese Vorgehensweise entspricht der Diskretisierung der Metallisierung in kleine, sich überlappende Teilgebiete, auf denen jeweils ein Teilstrom mit vordefiniertem Verlauf und bestimmter Richtung, jedoch unbekannter Amplitude angesetzt wird. Die gesamte elektrische Flächenstromverteilung in einer Ebene lässt sich deshalb als periodische Fortsetzung der Flächenstroms in der Urzelle mit entsprechender Phasenverschiebung darstellen. Somit gilt im Ortsbereich für die Gesamtstromverteilung

$$\vec{J}(x, y, z) = \sum_{l=1}^L \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \vec{J}_{l00}(x - \Delta x_{lpq}, y - \Delta y_{lpq}) \cdot e^{j(k_{ex} \Delta x_{lpq} + k_{ey} \Delta y_{lpq})} \cdot \delta(z - z_l). \quad (2.4)$$

Dabei sind \vec{J}_{l00} die Oberflächenstromdichte in der Urzelle, k_{ex} und k_{ey} die x - bzw. y -Komponenten des Wellenzahlvektors der einfallenden Welle.

Stellt man die Oberflächenstromdichte in der Urzelle als Summe von N_l geeigneten Basisfunktionen \vec{f}_{ln} mit den Amplituden J_{ln} und den Breiten b_{ln} dar, so ergibt sich

$$\vec{J}(x, y, z) = \sum_{l=1}^L \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{N_l} J_{ln} \cdot \frac{\vec{f}_{ln}(x - \Delta x_{lpq}, y - \Delta y_{lpq})}{b_{ln}} \cdot e^{j(k_{ex} \Delta x_{lpq} + k_{ey} \Delta y_{lpq})} \cdot \delta(z - z_l). \quad (2.5)$$

Damit wird die Bestimmung der gesamten Flächenstromverteilung auf die Berechnung der Amplituden der Basisfunktionen in den L Einheitszellen zurückgeführt.

2.2.2.3 Modellierung der magnetischen Flächenströme

Wie im Folgenden gezeigt wird, lassen sich Blenden- und Schlitzbereiche innerhalb einer lateral unendlich ausgedehnten Metallisierung mit Hilfe des Dualitätsprinzips in ein äquivalentes Feldproblem überführen, bei dem der Diskretisierungsaufwand auf die Blenden- und Schlitzbereiche beschränkt bleibt. Abbildung 2.5 zeigt eine Metallisierungsebene mit Schlitz-zen bei $z = z_l$ mit einer zunächst endlichen Dicke von $2\Delta z$. Es werden zwei Huygensebenen bei $z = \pm \Delta z$ eingeführt mit entsprechenden Huygensquellen

$$\vec{M}^\pm = -\vec{n}^\pm \times \vec{E}^\pm \quad (2.6)$$

und

$$\vec{J}^\pm = \vec{n}^\pm \times \vec{H}^\pm. \quad (2.7)$$

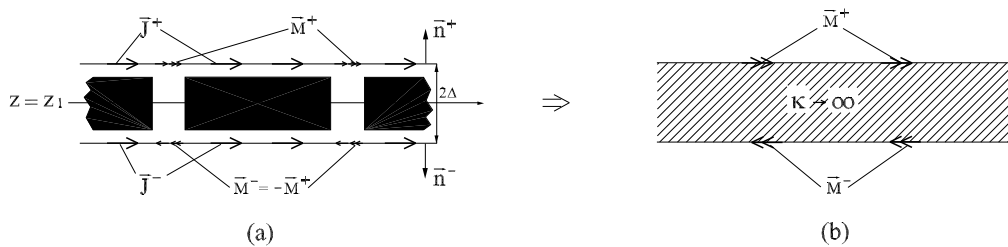


Abbildung 2.5: Ersatz von Schlitzbereichen durch Flächenströme nach dem Huygens'schen Prinzip (a) Originalstruktur (b) Äquivalentes Problem

Auf den metallischen Flächen ist $\vec{E}_{tan}^\pm = 0$, deshalb verschwinden dort die \vec{M}^\pm . In einem weiteren Schritt werden die Huygensquellen in den Blenden so angesetzt, dass dort die Stetigkeitsbedingung für das elektrische Feld

$$\vec{E}_{tan}^+ = \vec{E}_{tan}^- \quad (2.8)$$

erfüllt wird. Mit

$$\vec{n}^+ = \vec{n}^- \quad (2.9)$$

führt Gl. (2.8) auf den Ansatz

$$\vec{M}^+ = -\vec{M}^-, \quad (2.10)$$

durch den die Stetigkeitsbedingung für die elektrische Feldstärke in den Blenden erfüllt ist. Nun ist durch Einführung der Blendenebenen der Bereich zwischen $z = z_l + \Delta z$ und $z = z_l - \Delta z$ feldfrei und kann mit einem beliebigen Material ausgefüllt werden, ohne die bestehenden Feldverhältnisse außerhalb zu verändern. In diesem Fall ist es zweckmäßig, diesen Bereich mit ideal leitendem Material auszufüllen, da so infolge des Spiegelungsprinzips die elektrische Quellen \vec{J}^\pm vor den ideal leitenden Wänden wirkungslos werden und zu Null gesetzt werden können [49]. Somit verbleiben nur noch die Quellen \vec{M}^\pm in den isolierten Bereichen, welche über die Stetigkeitsbedingung für die magnetische Feldstärke miteinander verkoppelt sind. Die Dicke $2\Delta z$ dieser Blendenebene wird anschließend wieder als unendlich dünn angenommen. Analog kann eine aus L Metallisierungsebenen bestehende Struktur auf ein Problem mit $L + 1$ isolierten Bereichen abgebildet werden, wobei die Analyse auf die Bestimmung der magnetischen Flächenströme in den Blendengrenzen zurückgeführt wird. Für den Gesamtflächenstrom einer FSS-Struktur mit L Metallisierungsebenen wird also angesetzt (vgl. Gl. 2.5):

$$\vec{M}(x, y, z) = \sum_{l=1}^L \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{N_l} J_{ln}^m \cdot \frac{\vec{f}_{ln}(x - \Delta x_{lpq}, y - \Delta y_{lpq})}{b_{ln}} \cdot e^{j(k_{ex}\Delta x_{lpq} + k_{ey}\Delta y_{lpq})} \cdot \delta(z - z_l). \quad (2.11)$$

2.2.2.4 Basisfunktionen für die elektrischen und magnetischen Flächenströme

Die Auswahl der Basisfunktionen muss im Hinblick auf die zu untersuchenden Strukturen und das Analyseverfahren erfolgen, da sie einen wesentlichen Einfluss auf das Konvergenzverhalten, die numerische Stabilität und die Genauigkeit des Verfahrens hat. Aus der Theorie der Integralgleichungen ergeben sich einige Kriterien für die Auswahl geeigneter Basisfunktionen. Eine Zusammenstellung dieser Kriterien sowie eine umfassende Diskussion der entsprechenden Literatur sind z.B. in [50] und [51] gegeben. In der vorliegenden Arbeit werden

asymmetrische, stückweise sinusförmige Basisfunktionen gleichermaßen für elektrische und magnetische Flächenströme verwendet (Abbildung 2.6), die bereits in verschiedenen Arbeiten (z.B. [47, 52, 53, 54]) vorgestellt und verwendet worden sind. Mit diesen Basisfunktionen können geometrisch komplizierte Schaltungsstrukturen flexibel und effektiv beschrieben werden. Weiterhin führt die Asymmetrie dazu, dass die Diskretisierungsgröße der Schaltung nicht mehr von der kleinsten geometrischen Abmessung der Struktur festgelegt wird.

Für die mathematische Beschreibung dieser Basisfunktionen sowohl im Orts- als auch im Spektralbereich wird auf [43] und [45] verwiesen.

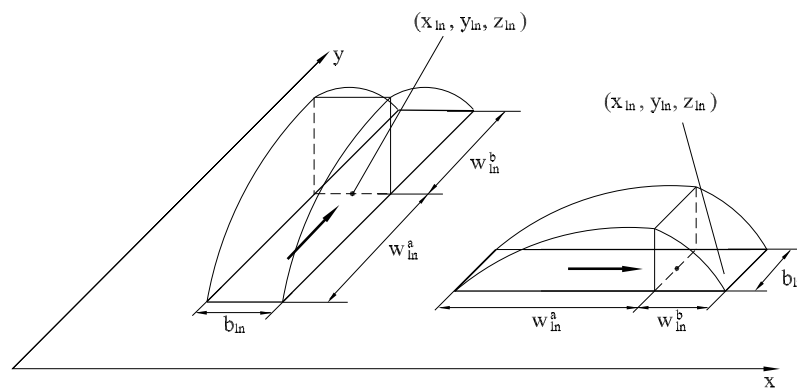


Abbildung 2.6: Asymmetrische stückweise sinusförmige Basisfunktionen mit Segmentlängen w_{ln}^a , w_{ln}^b und Segmentbreite b_{ln}

2.2.2.5 Darstellung der Felder mit Hilfe der Green'schen Funktionen für geschichtete Strukturen

Das gegebene Randwertproblem muss im Allgemeinen für beliebige elektrische bzw. magnetische Quellverteilungen gelöst werden. Zur Formulierung entsprechender Integralgleichungen hat sich eine Beschreibung des Lösungsraumes mittels dyadischer Green'scher Funktionen als sehr vorteilhaft erwiesen. Diese Funktionen ergeben sich aus der Lösung des Feldproblems bei deltaförmiger Anregung. So lassen sich die Felder, hervorgerufen durch elektrische Ströme $\vec{J}(\vec{r})$ oder magnetische Ströme $\vec{M}(\vec{r})$, aus

$$\vec{E}(\vec{r}) = \iiint_V \vec{G}^E(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}(\vec{r}') dv \quad (2.12)$$

bzw.

$$\vec{H}(\vec{r}) = \iiint_V \vec{G}^H(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{M}(\vec{r}') dv \quad (2.13)$$

berechnen. Dabei sind $\vec{G}^E(\vec{r}, \vec{r}')$ und $\vec{G}^H(\vec{r}, \vec{r}')$ die Green'schen Dyaden für das elektrische Feld und für das magnetische Feld.

Zur expliziten Bestimmung der Dyadenelemente wird das Feld eines Elementardipols als Überlagerung zweier 5-Komponenten-Felder dargestellt. Als besonders vorteilhaft hat sich eine Zerlegung der Felder in die transversal magnetischen (TM) und die transversal elektrischen (TE) Komponenten bezüglich der z -Achse herausgestellt (siehe Anhang A). Die Stetigkeitsbedingungen an Schichtgrenzen oder Randbedingungen an optionalen Reflektoren werden von beiden Teilfeldern durch Einführung geeigneter Reflexions- und Transmissionsfaktoren einzeln erfüllt, was zu einer sehr übersichtlichen Konstruktion der Dyadenelemente führt. Im Sinne dieser Aufteilung werden die Komponenten des TM -Feldanteils aus E_z^{TM} und die des TE -Anteils aus H_z^{TE} bestimmt. Da die Schichtgrenzen des Lösungsraumes eben sind, bietet sich für den allgemeinen Feldansatz besonders die Entwicklung der Felder nach ebenen Wellen an (Spektralbereichsdarstellung). Für die Feldkomponenten gilt dann:

$$\vec{E}_z^{TM}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{k_x} \int_{k_y} [A(k_x, k_y)e^{jk_z(z-z')} + B(k_x, k_y)e^{-jk_z(z-z')}] e^{jk_x x} e^{jk_y y} dk_x dk_y \quad (2.14)$$

und

$$\vec{H}_z^{TE}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{k_x} \int_{k_y} [C(k_x, k_y)e^{jk_z(z-z')} + D(k_x, k_y)e^{-jk_z(z-z')}] e^{jk_x x} e^{jk_y y} dk_x dk_y. \quad (2.15)$$

In dieser Darstellung bilden $A(k_x, k_y)$, $B(k_x, k_y)$, $C(k_x, k_y)$ sowie $D(k_x, k_y)$ kontinuierliche Wellenspektren, die Faktoren $e^{\pm jk_z(z-z')}$ können als Übertragungsfunktionen des jeweiligen homogenen Raumes innerhalb einer Schicht, \pm je nach hinunter- oder hinauflaufenden Wellenanteilen, interpretiert werden. Diese Spektren sind über eine zweidimensionale Fouriertransformation

$$\begin{aligned}
F(k_x, k_y, z) &= \int_y \int_x f(x, y, z) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad \circ-\bullet \\
f(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} F(k_x, k_y, z) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y
\end{aligned} \tag{2.16}$$

mit den Größen im Ortsbereich $f(x, y, z)$ verknüpft.

Diese Darstellung hat neben dem physikalisch anschaulichen Zugang zu den Formeln den weiteren Vorteil, dass in dem gemäß Gl. (2.16) eingeführten Spektralbereich geschlossene Ausdrücke für die Green'schen Dyadenelemente angegeben werden können. Dazu unterwirft man Gln. (2.12) und (2.13) der zweidimensionalen Fouriertransformation, wodurch man

$$\vec{E}(k_x, k_y, z) = \int_{z'} \vec{G}^E(k_x, k_y, z, z') \cdot \vec{J}(k_x, k_y, z, z') dz' \tag{2.17}$$

und

$$\vec{H}(k_x, k_y, z) = \int_{z'} \vec{G}^H(k_x, k_y, z, z') \cdot \vec{J}(k_x, k_y, z, z') dz' \tag{2.18}$$

erhält. Die explizite Bestimmung aller Dyadenelemente erfolgt dadurch, dass in jeder der dielektrischen Schichten Ansätze entsprechend Gln. (2.14) und (2.15) gemacht werden. Im Raum unterhalb der Schichtstruktur ($z < d_{m-1}$) dürfen nur in $-z$ -Richtung laufende Anteile, im Raum oberhalb ($z > d_1$) nur in $+z$ -Richtung laufende Anteile angesetzt werden. Außerdem muss unterschieden werden, ob der Aufpunkt über- oder unterhalb des Quellpunktes liegt. Durch Erfüllen der Stetigkeitsbedingung werden die Amplituden $A(k_x, k_y)$, $B(k_x, k_y)$ für die Ansätze in allen Bereichen rekursiv bestimmt. Anschließend wird die Lösung an die Quelle angepasst, in dem diese mit Hilfe der Sommerfeld-Identität [55] ebenfalls in eine spektrale Darstellung gebracht wird. Für eine ausführliche Herleitung der Green'schen Funktionen und eine vollständige Liste aller Dyadenelemente wird auf [43, 45, 44] verwiesen.

2.2.2.6 Aufstellung und Lösung der Integralgleichung für die elektrischen und magnetischen Stromverteilungen

Ausgangspunkt für die Ableitung der Integralgleichung für das elektrische Feld ist, dass das einfallende Feld \vec{E}_e und das von den Strömen auf den Metallisierungen erzeugte Streufeld \vec{E}_s auf den Metallisierungen in jeder Ebene die Randbedingung

$$\vec{E}_s(x, y, z_l)|_{tan} = Z_l^F(x, y, z_l)\vec{J}_l(x, y, z) - \vec{E}_e(x, y, z_l)|_{tan}, \quad l = 1 \dots L \quad (2.19)$$

erfüllen muss.

Z_l^F ist die Flächenimpedanz der l -ten Metallisierungsschicht, für die für dünne Schichten die folgende Gleichung näherungsweise gilt [56]:

$$Z_l^F = \frac{1 + j}{\kappa \delta} \coth \left((1 + j) \frac{t_M}{\delta} \right). \quad (2.20)$$

Hierbei ist κ die Leitfähigkeit und t_M die Dicke der Metallschicht. Die Größe δ steht für die Eindringtiefe:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \kappa}}. \quad (2.21)$$

Bei sehr dünnen Leitern gilt die Näherung

$$\coth \left((1 + j) \frac{t_M}{\delta} \right) \approx \frac{1}{1 + j} \frac{\delta}{t_M} \quad (2.22)$$

und damit

$$Z_l^F \approx \frac{1}{\kappa t_M}. \quad (2.23)$$

Das Streufeld im Ortsbereich lässt sich aus dem Flächenstrom durch

$$\vec{E}_s(x, y, z) = \int_{z'} \int_{y'} \int_{x'} \vec{G}^E(x, y, z, x', y', z') \cdot \vec{J}(x', y', z') dx' dy' dz' \quad (2.24)$$

angeben.

Unterwirft man Gl. (2.24) einer zweidimensionalen Fouriertransformation bezüglich der Koordinaten x und y , so erhält man für das Streufeld in spektraler Darstellung

$$\vec{E}_s(k_x, k_y, z) = \int_{z'} \vec{G}^E(k_x, k_y, z, z') \cdot \vec{J}(k_x, k_y, z') dz'. \quad (2.25)$$

Unterwirft man Gl. (2.5) ebenfalls einer zweidimensionalen Fouriertransformation, dann ergibt sich nach einigen Umformungen für die Flächenstromverteilung im Spektralbereich

$$\begin{aligned} \vec{J}(k_x, k_y, z) &= 4\pi^2 \sum_{l=1}^L \sum_{n=1}^{N_l} J_{ln} \frac{\vec{F}_{ln}(k_x, k_y)}{b_{ln}} \cdot \delta(z - z_l) \\ &\cdot \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta[(k_x - k_{ex})r_{l1x} + (k_y - k_{ey})r_{l1y} - 2\pi p] \\ &\cdot \sum_{q=-\infty}^{\infty} \delta[(k_x - k_{ex})r_{l2x} + (k_y - k_{ey})r_{l2y} - 2\pi q]. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Damit berechnet sich das Streufeld für die Flächenstromverteilung im Spektralbereich als

$$\begin{aligned} \vec{E}_s(k_x, k_y, z) &= 4\pi^2 \sum_{l=1}^L \sum_{n=1}^{N_l} \vec{G}^E(k_x, k_y, z, z' = z_l) J_{ln} \frac{\vec{F}_{ln}(k_x, k_y)}{b_{ln}} \cdot \delta(z - z_l) \\ &\cdot \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta[(k_x - k_{ex})r_{l1x} + (k_y - k_{ey})r_{l1y} - 2\pi p] \\ &\cdot \sum_{q=-\infty}^{\infty} \delta[(k_x - k_{ex})r_{l2x} + (k_y - k_{ey})r_{l2y} - 2\pi q]. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Transformiert man Gl. (2.27) wieder in den Ortsbereich, so erhält man schließlich

$$\begin{aligned} \vec{E}_s(x, y, z) &= \sum_{l=1}^L \frac{1}{|r_{l1x} \cdot r_{l2y} - r_{l2x} \cdot r_{l1y}|} \cdot \sum_{n=1}^{N_l} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_{ln} \\ &\cdot \vec{G}^E[k_x(l, p, q), k_y(l, p, q), z, z' = z_l] \\ &\cdot \frac{\vec{F}_{ln}[k_x(l, p, q), k_y(l, p, q)]}{b_{ln}} \\ &\cdot e^{j[k_x(l, p, q)x + k_y(l, p, q)y]}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

wobei

$$k_x(l, p, q) = k_{ex} + \frac{2\pi}{|r_{l1x} \cdot r_{l2y} - r_{l2x} r_{l1y}|} \cdot (r_{l2y}p - r_{l1y}q) \quad (2.29)$$

und

$$k_y(l, p, q) = k_{ey} - \frac{2\pi}{|r_{l1x} \cdot r_{l2y} - r_{l2x} r_{l1y}|} \cdot (r_{l2x}p - r_{l1x}q) \quad (2.30)$$

die diskreten Wellenzahlen darstellen.

Gl. (2.28) repräsentiert die Spektralbereichsdarstellung des Floquet-Theorems [57]. Demnach lässt sich das Streufeld einer periodischen Struktur in ein diskretes Spektrum von ebenen Wellen entwickeln. Die Ausbreitungsrichtungen dieser Wellen (Floquet-Moden) sind durch die transversalen Wellenzahlen $k_x(l, p, q)$ und $k_y(l, p, q)$ bestimmt.

Setzt man Gl. (2.28) in die Randbedingung (2.19) ein, so führt die Anwendung des Galerkin'schen Verfahrens auf das Gleichungssystem

$$\sum_{l'=1}^L \sum_{n=1}^{N_{l'}} J_{l'n} (Z_{mn}(l, l') - \delta_{ll'} Z_{mn}^{imp}(l)) = U_m^{ein}(l), \quad l = 1 \dots L, \quad m = 1 \dots N_l \quad (2.31)$$

mit

$$Z_{mn}(l, l') = \frac{1}{|r_{l1x} \cdot r_{l2y} - r_{l2x} \cdot r_{l1y}|} \cdot \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \cdot \vec{G}^E[k_x(l', p, q), k_y(l', p, q), z, z' = z_l] \cdot \frac{\vec{F}_{l'n}[k_x(l', p, q), k_y(l', p, q)]}{b_{l'n}} \cdot \frac{\vec{F}_{lm}^*[k_x(l', p, q), k_y(l', p, q)]}{b_{lm}}, \quad (2.32)$$

$$Z_{mn}^{imp}(l) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} e^{j(k_{ex} \Delta x_{lpq} + k_{ey} \Delta y_{lpq})} \int_y \int_x Z^F(x, y, z_l) \frac{\vec{f}_{ln}(x - \Delta x_{lpq}, y - \Delta y_{lpq})}{b_{ln}} \cdot \frac{\vec{f}_{lm}(x, y)}{b_{lm}} dx dy \quad (2.33)$$

und

$$U_m^{ein}(l) = - \int_y \int_x \vec{E}_e(x, y, z_l) \cdot \frac{\vec{f}_{lm}(x, y)}{b_{lm}} dx dy. \quad (2.34)$$

$\delta_{ll'}$ ist das Kronecker-Symbol, für das gilt:

$$\delta_{ll'} = \begin{cases} 1 & : l = l' \\ 0 & : l \neq l'. \end{cases} \quad (2.35)$$

Aufgrund der Periodizität der Struktur gelangt man also zu einem Gleichungssystem, bei dem die Zweifachintegrale im Spektralbereich durch Doppelsummen ersetzt sind, was auf große Vorteile hinsichtlich des analytischen und numerischen Aufwands bei der Realisierung des Verfahrens führt.

Ausgangspunkt für die Herleitung der Integralgleichung für das magnetische Feld ist das im Abschnitt 2.2.2.3 entwickelte Modell für Metallisierungsebenen mit Schlitzstrukturen. Aufgrund der Entkopplung der Metallisierungsebenen wirkt das anregende Feld nur auf die oberste Ebene. Damit lautet die allgemeine Stetigkeitsbedingung

$$\vec{H}_{M_l}^+|_{z_l} + (1 - \delta_{1l})\vec{H}_{M_{l-1}}^-|_{z_l} - (1 - \delta_{Ll})\vec{H}_{M_{l+1}}^-|_{z_l} = -\delta_{1l}\vec{H}_e(x, y, z_l)|_{z_l}. \quad (2.36)$$

$\vec{H}_{M_l}^+$ und $\vec{H}_{M_l}^-$ bezeichnen jeweils das tangentielle magnetische Feld oberhalb und unterhalb der Ebene l , das durch den Flächenstrom \vec{M}_l hervorgerufen wird. Unter Zuhilfenahme des Floquet-Theorems lässt sich diese Gleichung nach Anwendung der Momentenmethode in ein Gleichungssystem überführen:

$$\sum_{l'=1}^L \sum_{n=1}^{N_{l'}} J_{l'n}^m Y_{mn}(l, l') = \delta_{1l} I_m^{ein}(l), \quad l = 1 \dots L, m = 1 \dots N_l \quad (2.37)$$

mit

$$Y_{mn}(l, l') = \frac{1}{|r_{l1x} \cdot r_{l2y} - r_{l2x} \cdot r_{l1y}|} \cdot \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \cdot \vec{G}_{kopp}^H[k_x(l', p, q), k_y(l', p, q), l, l'] \cdot \frac{\vec{F}_{l'n}[k_x(l', p, q), k_y(l', p, q)]}{b_{l'n}} \cdot \frac{\vec{F}_{lm}^*[k_x(l', p, q), k_y(l', p, q)]}{b_{lm}} \quad (2.38)$$

und

$$I_m^{ein}(l) = - \int_y \int_x \vec{H}_e(x, y, z_l) \cdot \frac{\vec{f}_{lm}(x, y)}{b_{lm}} dx dy, \quad (2.39)$$

wobei \vec{G}_{kopp}^H durch

$$\vec{G}_{kopp}^H(k_x, k_y, l, l') = \begin{cases} -(1 - \delta_{1l'}) \vec{G}_{l'}^H(k_x, k_y, z_{l'}, z_{l'-1}) & : l' = l - 1 \\ \vec{G}_{l'}^H(k_x, k_y, z_{l'}, z_{l'}) + \vec{G}_{l'+1}^H(k_x, k_y, z_{l'}, z_{l'}) & : l' = l \\ -(1 - \delta_{1l'}) \vec{G}_{l'+1}^H(k_x, k_y, z_{l'}, z_{l'+1}) & : l' = l + 1 \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases} \quad (2.40)$$

gegeben ist.

Durch Lösung der Gleichungssysteme (2.31) und (2.37) erhält man die elektrischen Flächenströme auf den Metallisierungen aller Schichten bzw. alle magnetischen Flächenströme in den Aperturbereichen. Aus diesen lassen sich mit den Gln. (2.12) und (2.13) die Felder in jedem Aufpunkt inner- und außerhalb der Schichtstruktur bestimmen.

2.2.2.7 Reflektiertes und transmittiertes Feld

Fällt die anregende Welle unter den Winkeln $\vartheta = \vartheta_e$ und $\varphi = \varphi_e$ auf die Schichtstruktur ein (Abbildung 2.7), dann kann für das entsprechende Feld dieser Welle im Bereich $z > d_1$ der folgende Ansatz gemacht werden:

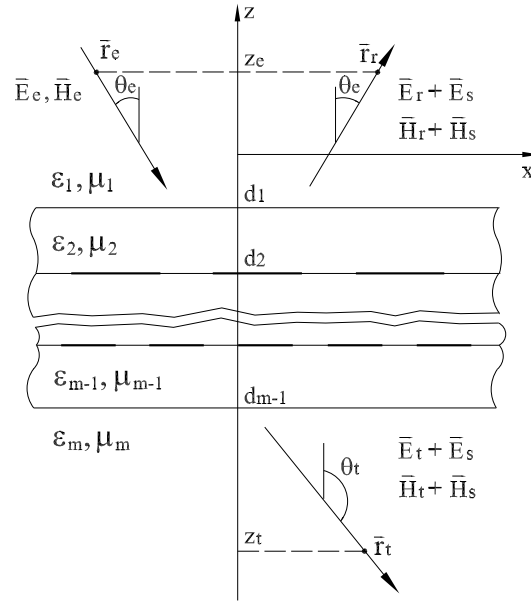


Abbildung 2.7: Ansatz für die Felder oberhalb und unterhalb der Schichtstruktur und Festlegung der Referenzpunkte

$$\vec{E}_e(\vec{r}) = (E_{e\vartheta}\vec{e}_\vartheta + E_{e\varphi}\vec{e}_\varphi)e^{-j\vec{k}_e(\vec{r}-\vec{r}_e)}. \quad (2.41)$$

Hierbei bezeichnen $E_{e\vartheta}$ und $E_{e\varphi}$ die Komponenten des einfallenden Feldes in einem Referenzpunkt $\vec{r} = \vec{r}_e$. Offensichtlich ist $E_{e\vartheta}$ dem TM - und $E_{e\varphi}$ dem TE -Anteil des Feldes (Gl. 2.14 und Gl. 2.15) zuzuordnen. Für beide Anteile muss das Randwertproblem gelöst werden, anschließend wird das Feld im Raum über ($z > d_1$) und im Raum unter ($z < d_{m-1}$) der Schichtstruktur bestimmt. Das gesamte reflektierte TM - bzw. TE -Feld setzt sich jeweils aus dem Streufeld (Gl. 2.28) und dem an der oberen Grenzschicht ($z = d_1$) reflektierten Anteil zusammen. Durch den Bezug der Amplituden des reflektierten TM - bzw. TE -Feldes auf die entsprechenden Anteile des einfallenden Feldes erhält man die jeweiligen Reflexionsfaktoren. Analog ist bei der Bestimmung der Transmissionsfaktoren zu verfahren.

Nach Gl. (2.28) ist die Summation über unendlich viele pq -Floquet-Moden auszuführen. Feldanteile mit einem imaginären k_{z1} bzw. k_{zm} führen zu evaneszenten Feldverläufen, die mit größer werdendem Abstand von den erzeugenden Flächenstromdichten schnell abklingen. Für die Berechnung des Reflexions- bzw. Transmissionsfaktors sind deshalb nur die Floquet-Moden zu berücksichtigen, für die k_{z1} bzw. k_{zm} reell sind. Wenn für die Periodizität

$$|\vec{r}_1| \leq \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{und} \quad |\vec{r}_2| \leq \frac{\lambda_0}{2} \quad (2.42)$$

gilt, ergibt sich aus Gln. (2.29) und (2.30), dass diese Bedingung nur für die Floquet-Mode mit den Indizes $p = q = 0$ und den transversalen Wellenzahlen $k_x(l, p, q) = k_{ex}$ und $k_y(l, p, q) = k_{ey}$ erfüllt wird. Es entfällt dann die Doppelsumme in Gl. (2.28), und man erhält z.B. für das Streufeld im Aufpunkt $\vec{r} = \vec{r}_r$

$$\vec{E}_s(x_r, y_r, z_r) = e^{j(k_{ex}x + k_{ey}y)} \sum_{l=1}^L \frac{1}{|r_{l1x} \cdot r_{l2y} - r_{l2x}r_{l1y}|} \cdot J_{ln} \cdot \vec{G}^E(k_{ex}, k_{ey}, z_r, z_l) \quad (2.43)$$

$$\cdot \frac{\vec{F}_{ln}(k_{ex}, k_{ey})}{b_{ln}}. \quad (2.44)$$

Ähnliches gilt für das Streufeld von Schlitzstrukturen, allerdings ist dort die Summe entweder nur über $l = 1$ (oberste Metallisierungsschicht) zur Berechnung des Reflexionsfaktors oder $l = L$ (unterste Metallisierungsschicht) zur Berechnung des Transmissionsfaktors durchzuführen. Die Bedingung (2.42) besagt, dass eine einfallende Welle nur eine reflektierte bzw. transmittierte Welle erzeugt. Wenn noch weitere Terme der Floquet-Darstellung zu ungedämpft sich ausbreitenden Wellenanteilen führen, spricht man von „grating lobes“. Physikalisch bedeutet das Auftreten solcher „grating lobes“, dass durch eine einfallende Welle mehrere reflektierte bzw. transmittierte Anteile erzeugt werden.

Das am Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik entwickelte Rechenprogramm auf der Basis der SBA gestattet die Analyse des Reflexions- und Transmissionsverhaltens von sehr allgemein aufgebauten ebenen geschichteten Strukturen mit zweidimensionalen periodischen Metallisierungen weitgehend beliebiger Form und für unter einem beliebigen Winkel einfallende Felder. In der vorliegenden Arbeit wird die SBA eingesetzt, um das Reflexions- und Transmissionsverhalten von FSS-Strukturen über relativ breite Frequenzbereiche zu untersuchen. Dabei kann in Hinblick auf die Anwendung typischerweise davon ausgegangen werden, dass die einfallenden Felder nahezu senkrecht auf die Oberfläche treffen, d.h., es kann

$$\vartheta_e = \varphi_e = 0 \quad (2.45)$$

gesetzt werden. Wenn die zweidimensionale periodische Struktur invariant gegenüber einer Drehung um 90° ist, erhält man für den TE - und den TM -Fall identische Ergebnisse sowohl für die jeweiligen Reflexions- als auch für die Transmissionsfaktoren.

2.2.3 Numerische Verfahren

2.2.3.1 Auswahl des numerischen Verfahrens

Mit den zur Zeit überwiegend zur Lösung von elektromagnetischen Randwertproblemen eingesetzten numerischen Lösungsverfahren, dem der Finiten Differenzen (FD) und dem der Finiten Elemente (FE), können prinzipiell nur endlich große Raumbereiche modelliert werden. In vielen Fällen ist es jedoch möglich, durch den Einsatz von „offenen Randbedingungen“ auch Randwertprobleme für unendlich ausgedehnte Lösungsgebiete - wie sie in der vorliegenden Arbeit zu betrachten sind - mit den genannten Verfahren zu bearbeiten. Bei der Anwendung sowohl der FD wie der FE wird der gesamte Lösungsraum diskretisiert, wobei die FE den Vorteil aufweist, dass mit den finiten Elementen beliebig geformte Teilgebiete sehr effizient modelliert werden können. Da die FSS als ebene Strukturen aufgebaut sind, ist es naheliegend, eine rechtwinklige Gitterstruktur als Diskretisierungsgrundlage zu wählen, wodurch kein Vorteil der FE mehr gegenüber der FD besteht. Für letztere steht mit CST Microwave Studio (MWS) ein sehr leistungsfähiges und sehr weit verbreitetes kommerzielles Programmpaket zur Verfügung. Es wurde deshalb entschieden, in der vorliegenden Arbeit dieses Programmpaket einzusetzen, nicht zuletzt, um Erfahrung bei seiner Anwendung zu gewinnen (am Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik der Bergischen Universität wurde auch ein eigener sehr leistungsfähiger FDTD-Code entwickelt und für den Einsatz an der ALiCENext parallelisiert).

Das Programm Microwave Studio zur Berechnung dreidimensionaler elektromagnetischer Felder basiert auf der Finiten Integrationstechnik (FIT) [60, 61], mit der die diskretisierten Maxwell'schen Gleichungen in Integralform im Zeitbereich gelöst werden können. Hierfür ist es zunächst notwendig, das Modell, welches aus Materialien mit unterschiedlichen Leitfähigkeiten, Permittivitäten und Permeabilitäten bestehen kann, sowie den umgebenden Raum (Vakuum) zu diskretisieren. Das Simulationsvolumen wird in ein System aus zwei zueinander dualorthogonalen Gittern unterteilt, das aus einer Vielzahl von Elementarzellen besteht (siehe Abbildung 2.8). Auf den Kanten des primären Gitters werden mit der FIT-Methode die elektrischen Feldstärken $E_{in}(i = x, y, z)$ berechnet. Senkrecht auf den

Flächen, die durch die Seiten des primären Gitterwürfels gebildet werden, stehen die magnetischen Flussdichten B_i , die aus einer numerischen Lösung der zweiten Maxwell'schen Gleichung [62]

$$\oint_{C(F)} \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_F \vec{B} \cdot d\vec{f} \quad (2.46)$$

resultieren. Hierzu wird das Integral über die elektrische Feldstärke durch die Summe der vier diskreten Feldkomponenten auf den Gitterkanten ersetzt. In ähnlicher Weise sind auf den Kanten des dualen Gitters die magnetischen Feldstärken definiert. Die elektrische Flussdichte, die sich aus der ersten Maxwell'schen Gleichung ergibt, steht auch hier senkrecht auf den Gitterflächen. Mit dieser Vorgehensweise erhält man schließlich ein System von sogenannten Maxwell-Gittergleichungen (Maxwell's Grid Equations, MGE's) [63]. Wie bereits erwähnt, erfolgt die Berechnung der Felder auf den Gitterkanten im Zeitbereich. Die Ableitungen bezüglich der Zeit in den Maxwell'schen Gleichungen werden durch zentrale Differenzen ersetzt. Das bedeutet, dass zur Berechnung einer aktuellen Feldgröße sowohl die elektrischen als auch die magnetischen Feldstärken des vorangegangenen Zeitschrittes verwendet werden.

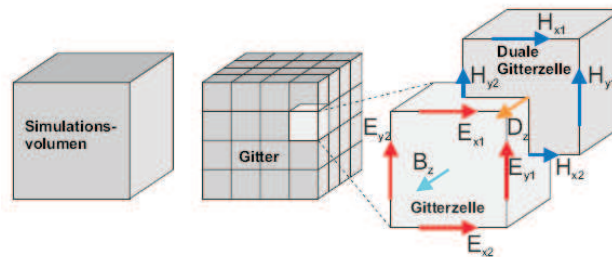


Abbildung 2.8: FIT-Methode [59]

Am Rand des Simulationsvolumens müssen von den elektrischen und magnetischen Feldern definierte Randbedingungen erfüllt werden. Hierfür stehen in MWS elektrische und magnetische Randbedingungen sowie ein offener Rand zur Verfügung. Die Randbedingung Perfectly Matched Layer (PML) [64] stellt einen reflexionsfreien Abschluss des Simulationsvolumens dar. In dem verlustbehafteten PML-Medium wird die Leistung einer einfallenden Welle absorbiert. Darüber hinaus ist es mit Hilfe innovativer Verfahren (Perfect Boundary Approxi-

mation, PBA und Thin Sheet Technique, TST) möglich, die in Abbildung 2.8 angedeuteten Gitterzellen mit unterschiedlichen Materialien zu füllen, womit der Diskretisierungsaufwand bei kleinen und dünnen Strukturen deutlich reduziert wird. Zusammenfassende Darstellungen über die Eigenschaften von Microwave Studio sind in [65] und [66] zu finden.

2.2.3.2 Modell

Es muss zwischen der Modellierung endlich und unendlich großer FSS unterschieden werden. Bei einer endlich großen FSS ist es naheliegend, möglichst auch die wesentlichen Elemente der Anregungsstruktur in das Modell einzubeziehen. Abbildung 2.9 zeigt als Beispiel eine mit einem Rundhohlleiter gespeiste kurze Hornantenne, die eine FSS anstrahlt. Wenn die Metallisierung - wie häufig gegeben - sehr dünn gegenüber der Wellenlänge ist, muss das Gitternetz im Bereich der Metallisierung ausreichend fein gestaltet werden, was durch Kontrollrechnungen mit sehr feiner Unterteilung abgesichert werden muss. Der Lösungsraum muss durch eine Berandung, belegt mit einer offenen Randbedingung (PML), in einem ausreichend großen Abstand begrenzt werden.

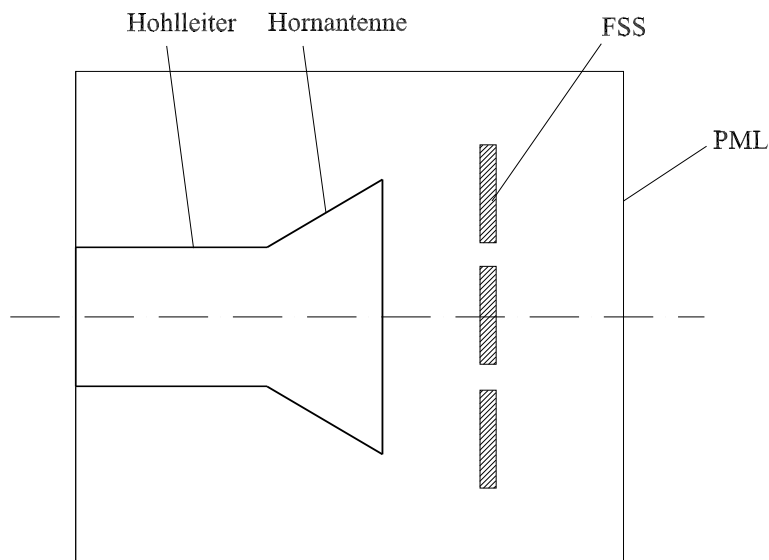


Abbildung 2.9: Modell einer endlich großen FSS, angestrahlt durch eine kurze Hornantenne

2.3 Optimierungsverfahren

2.3.1 Einleitung

Die Dimensionierung sehr komplexer FSS-Strukturen bei vorgegebenen Anforderungen stellt im Allgemeinen ein mehrdimensionales, nichtlineares Problem dar, bei dessen Lösung mehrere Zielfunktionen gleichzeitig beachtet werden müssen. Diese Aufgabenstellung ist vor allem aufgrund der Komplexität der Green'schen Funktionen, die die Verkopplungen der Moden der elektrischen und/oder magnetischen Oberflächenströme wesentlich bestimmen, so komplex, dass die Einflüsse der verschiedenen Strukturparameter auf das Transmissions-/Reflexionsverhalten kaum durchschaubar sind. Mit steigender Anzahl der metallischen Schichten vergrößern sich noch die Schwierigkeiten, Abhängigkeiten zu überblicken und somit einigermaßen gute Parametersätze zu finden. Für diese können zwar mit den genannten numerischen Verfahren oder mit der SBA die Filtereigenschaften sehr zuverlässig berechnet werden, die so ermittelten Reflexions- und Transmissionsverläufe werden jedoch typischerweise nicht die vorgegebene Forderung erfüllen. Die im Abschnitt 3.2.2 verwendeten empirischen Formeln sind nur für einlagige Strukturen gültig und aussagekräftig. Die auf der Filtertheorie basierende Synthesemethode (Abschnitt 3.2.3) liefert zwar ein anschauliches Modell, welches einen groben physikalischen Überblick ermöglicht, sie bietet aber nur eine Näherungslösung für das gesamte Feldproblem, weshalb dieses Verfahren nur für den ersten Entwurf eingesetzt werden kann. Noch komplexer wird die Aufgabenstellung, wenn weitere Komponenten eines zu dimensionierenden Bauteils, wie z.B. die Anregung, im Entwurfsprozess berücksichtigt werden sollen. Um spezifische Anforderungen realisieren zu können, muss eine systematische Optimierung erfolgen.

Zur weiterführenden Parameteroptimierung von FSS-Strukturen wird deshalb in dieser Arbeit ein modernes Optimierungsverfahren - die Particle Swarm Optimization (PSO) - verwendet. Die PSO ist eine relativ neue stochastische Optimierungsmethode, die auf der so genannten Schwarmintelligenz basiert, und auf verschiedenen Gebieten, besonders aber bei der Optimierung nichtlinearer Probleme mit mehreren Zielfunktionen, eingesetzt wird und viel versprechende Ergebnisse geliefert hat. Die PSO wurde durch Kennedy und Eberhart [67] 1995 eingeführt. Nach ihrer rasanten Weiterentwicklung (siehe [68, 69, 70, 71, 72, 73]) in den letzten Jahren hat sich die PSO wegen der einfachen Integrierbarkeit und schnellen Konvergenz für sehr unterschiedliche komplexe Problemstellungen in den Ingenieurwissenschaften durchgesetzt (z.B. [74, 75, 76, 77]). Insbesondere im Bereich der numerischen Feld-

berechnung hat die PSO breite Anwendung gefunden (siehe z.B. [78, 79, 80, 81, 82, 83]).

In diesem Abschnitt wird zunächst eine kurze allgemeine Einführung in Optimierungsverfahren gegeben, danach werden die Schwarmintelligenz und der PSO-Algorithmus näher dargestellt.

2.3.2 Optimierungsproblem

Ein Optimierungsproblem kann wie folgt formuliert werden [84]:

Gegeben sind endlich oder unendlich viele Zustände. Jeder einzelne Zustand ist durch reellwertige Parameter x_1, x_2, \dots, x_n definiert. Die Menge aller Zustände heißt Suchraum S ($S \subset R^n$). Jedem Zustand ist eine reelle Zahl, die Bewertung des Zustandes, zugeordnet. Die entstehende Funktion heißt Fitness-Funktion (Zielfunktion). Gesucht ist ein Zustand, für den die Fitness-Funktion den maximalen Wert annimmt:

$$\begin{aligned} \max \sigma &= F(\vec{x}) \\ \vec{x} &\in S \subset R^n, \end{aligned} \tag{2.47}$$

wobei $\vec{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ den n -dimensionalen Zustandsvektor und $\sigma = F(\vec{x})$ die Fitness-Funktion bezeichnen. Die hier aufgeführten Zustände (\vec{x}) sind so auszuwählen, dass sie Nebenbedingungen - falls existent - erfüllen. Hierzu unterscheidet man Gleichheitsnebenbedingung der Form

$$S = \{ \vec{x} \mid g_i(\vec{x}) = 0, \quad i = 1, \dots, m \} \tag{2.48}$$

und Ungleichheitsnebenbedingung der Form

$$S = \{ \vec{x} \mid g_i(\vec{x}) \geq 0, \quad i = 1, \dots, m \}, \tag{2.49}$$

wobei $g_i(\vec{x})$ die Funktion der Nebenbedingung darstellt. Ebenso besteht die Möglichkeit des Setzens von Schranken (untere x_u , obere x_o) für die einzelnen Parameter x_i

$$x_u \leq x_i \leq x_o. \quad (2.50)$$

Das Maximierungsproblem kann unmittelbar auf ein Minimierungsproblem ($\sigma = -F(\vec{x})$) zurückgeführt werden, so dass Gln. (2.47 - 2.50) ein allgemeingültiges Optimierungsproblem beschreiben.

Wenn $F(\vec{x})$ und $g_i(\vec{x})$ lineare Funktionen sind, ist das Optimierungsproblem linear; falls mindestens eine der Funktionen $F(\vec{x})$ und $g_i(\vec{x})$ nicht linear ist, spricht man von einer nicht-linearen Optimierungsaufgabe. In der nichtlinearen Optimierung wird typischerweise keine Konvexität, dafür Differenzierbarkeit aller vorkommenden Funktionen vorausgesetzt, was zur Folge hat, dass man bei der Anwendung von Lösungsverfahren nur erwarten kann, lokale Maximumstellen zu erhalten, eventuell auch nur stationäre Punkte.

2.3.3 Übersicht über Optimierungsverfahren

Numerische Optimierungsverfahren wurden zum Teil vor der Entwicklung moderner Computer entwickelt. Dies gilt insbesondere für die konventionellen Verfahren, welche die lokalen Optima von reellwertigen Funktionen mit einer oder mehreren Variablen, mit oder ohne Nebenbedingungen suchen. Diese gradientenbasierten Optimierungsalgorithmen sind gut ausgearbeitet und in einfachen Situationen sehr leistungsfähig, erweisen sich aber für komplizierte Aufgabenstellungen, welche im Ingenieurwesen auftreten, als ineffizient oder sogar unbrauchbar. Insbesondere bei Optimierungsproblemen mit vielen lokalen Optima und bei komplizierten Problemen, bei welchen die Zielfunktion viele Unstetigkeiten aufweist, ist der Einsatz von stochastischen Verfahren ratsam. Kennzeichnend für diese Verfahren ist ein Gemisch von zielgerichteter Suche und Zufallssuche und eine mehr oder weniger deutliche Inspiration durch Optimierungsvorgänge, die anscheinend in der Natur anzutreffen sind. Diese Methoden benötigen keine Gradienteninformation und sind nicht auf eine lokale Lösung beschränkt [85, 86].

Die meisten heute gebräuchlichen stochastischen Verfahren basieren auf Prinzipien, die man gewissermaßen der Natur nachgebildet hat. Dazu gehören physikalische, aber vor allem biologische Beobachtungen. Statt der analytischen Vorgabe, die ein deterministisches Vorgehen erlaubt, dabei aber die Anwendungen einschränkt, werden moderne Computer eingesetzt, die letztlich unter der Kontrolle von aus der Evolution abgeschauten Regeln so lange „herumprobieren“, bis ein Optimum gefunden wird. Stochastische Verfahren stellen an

den Suchraum keine Forderungen wie Stetigkeit oder Differenzierbarkeit und können auch bei einer großen Parameteranzahl und mehreren Bewertungskriterien eingesetzt werden. Bei diesen Verfahren werden zufällige Parametervektoren im mehrdimensionalen Suchraum mittels Zufallsgenerator erzeugt. In jedem Schritt der Optimierung wird der Parametervektor zufällig geändert. Falls sich der Fitness-Funktionswert des neuen Parametervektors bei einer Maximumsuche vergrößert, wird dieser akzeptiert. Allerdings wird eine Erhöhung des Fitness-Funktionswertes nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit angenommen. Zu Beginn einer Optimierung werden so fast alle Änderungen zugelassen. Im weiteren Verlauf der Optimierung und der Verbesserung des Fitness-Funktionswertes werden nur noch kleinere Modifikationen des Parametervektors angenommen. Da auch eine Verschlechterung des Fitness-Funktionswertes unter bestimmten Voraussetzungen akzeptiert wird, kann auch ein lokales Optimum wieder verlassen werden. In den letzten drei Jahrzehnten wurden äußerst leistungsfähige Verfahren entwickelt. Die wichtigsten dieser Verfahren sind [84]:

- **Simulated Annealing (SA)**

Bildet den physikalischen Prozess der Abkühlung von Flüssigkeit und ihre zufällige Kristallisation, je nach Abkühlungsgeschwindigkeit, nach. Es entsteht ein Suchalgorithmus mit eingebauter Wahrscheinlichkeitsverteilung.

- **Neuronale Netze (NN)**

Es wird eine neuronale Struktur in einem Computerprogramm nachgeahmt. Dabei wird normalerweise weniger die Evolution des Gehirns als dessen Lernfähigkeit simuliert.

- **Genetischer Algorithmus (GA)**

Ensteht aus der Idee, die natürliche Evolution nachzubilden. Implementierung unterschiedlicher evolutionärer Vorgänge wie: Selektion, Überleben des Fittesten, Mutation, Reproduktion, Rekombination in mathematischen Algorithmen, die auf eine Population von Individuen angewandt werden.

- **Particle Swarm Optimization (PSO)**

Bildet den Flug eines Vogelschwarms im Suchraum nach. Jedes Individuum (Partikel) sucht für sich selbst das Optimum, bekommt aber immer die Information über das beste Individuum und wählt seine Flugrichtung mit Hilfe dieser beiden besten Werte und zufälligen Anteilen in jedem Iterationsschritt neu aus.

Die in dieser Arbeit verwendete PSO kann als ein Verfahren gesehen werden, das Elemente der bahnorientierten Suche (z.B. Gradientenverfahren [85, 87, 88]) und populationsbasierter Suche (z.B. genetischer Algorithmus [89, 90, 91]) zusammenbringt.

2.3.4 Einführung in die PSO (Particle Swarm Optimization)

2.3.4.1 Artificial Life als Hintergrund

Die Wurzeln der Particle Swarm Optimization (PSO) liegen vor allem in der Artificial Life-Forschung, speziell die der Vögel- und Fischeschwärme. Der Begriff Artificial Life verbindet im Allgemeinen Rechnerprobleme und biologische Techniken, einerseits zum Simulieren von biologischen Gruppen durch Rechnerprogramme, und andererseits zum Einsetzen von biologischen Techniken bei Rechnerproblemen. Eine wichtige Rolle spielt hier das soziale System, das Teilen gesammelter Informationen zwischen den Organismen.

Nach Eberhart und Kennedy [92] gibt es drei grundlegende Prinzipien, die das Verhalten von Organismen in einem sozialen System charakterisieren: Auswertung, Vergleich und Imitation.

1. Alle lebenden Organismen werten die momentane Situation aus. Ein Lernprozess kann nur stattfinden, wenn die Umwelt analysiert wird und wenn schlechte Erfahrungen von guten unterschieden werden.
2. Organismen in Schwärmen von Partikeln und in sozialen Systemen beschäftigen sich oft damit, sich mit den anderen zu vergleichen. Dabei werden Verhaltensformen definiert.
3. Zuletzt kommt das Prinzip der Imitation, das Nachmachen des Verhaltens anderer, möglicherweise erfolgreicherer Individuen.

Diese drei Aspekte können in Algorithmen eingesetzt werden, um komplexe soziale Modelle zu kreieren.

Um das Verhalten eines Schwarms zu konkretisieren, kann man folgende fünf Prinzipien betrachten [93]:

1. Prinzip der Nachbarschaft: Eine Population kann einfache Bewertungen in Raum und Zeit realisieren.

2. Prinzip der Qualität: Eine Population ist in der Lage, auf Qualitätsparameter der Umgebung zu reagieren.
3. Prinzip der unterschiedlichen Reaktionen: Eine Population soll ihre Aktivitäten nicht nur in übertrieben engen Möglichkeitsgrenzen ausüben.
4. Prinzip der Stabilität: Eine Population soll nicht die Art ihres Verhaltens mit jeder Veränderung der Umgebung ändern.
5. Prinzip der Adaptivität: Eine Population soll in der Lage sein, ihr Verhalten zu optimieren, wenn es sich für die Lösung des Problems lohnt.

Prinzipien 4 und 5 sind gegensätzlich, wichtig ist hier, eine Balance zu finden, so dass die Population sich nicht zu konservativ verhält, sich aber auch nicht ständig verändert.

2.3.4.2 Grobe Definition der PSO

Ein mögliches Szenario (siehe Abbildung 2.10) ist eine Gruppe von gleichmäßig verteilten Vögeln, die auf der Suche nach Futter ist. Das Futter befindet sich an einem einzigen Platz, die Vögel suchen danach und benutzen dabei die schon gesammelten Informationen.

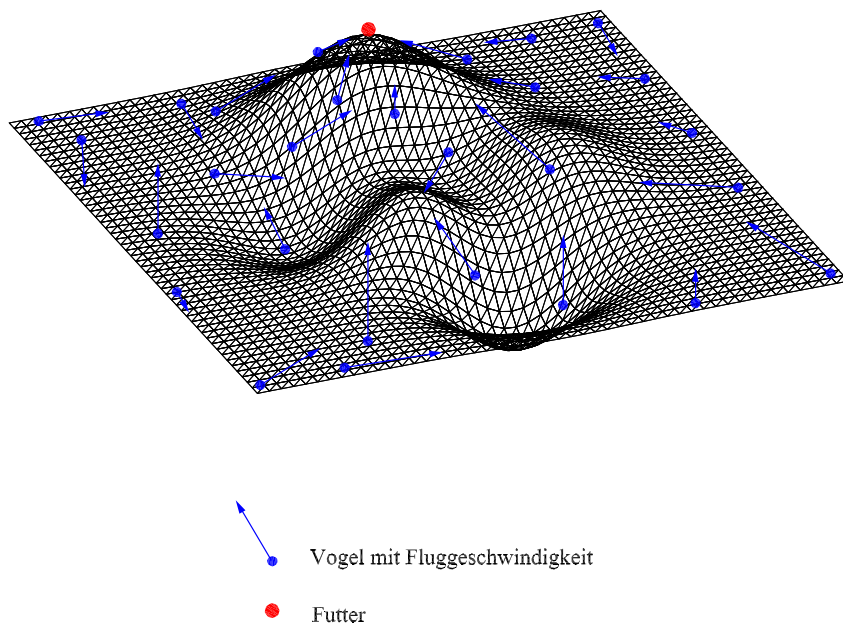


Abbildung 2.10: Gruppe von gleichmäßig verteilten Vögeln auf der Suche nach Futter

Bei der Aktualisierung der Positionen der einzelnen Vögel wird in jedem Zeitschritt nach dem Optimum (Futter) gesucht, bis alle Vögel das Futter finden und sich in der Nähe des Futters aufhalten. Mit anderen Worten: Das Optimierungsproblem wird zur Konvergenz gebracht.

In der PSO wird jeder Vogel als ein Partikel bezeichnet, welches folgende Eigenschaften aufweist:

- Jedem Partikel wird ein Fitness-Wert zur Beurteilung der aktuellen Position zugewiesen. Der Fitness-Wert wird mit Hilfe einer problemangepassten Funktion, der Fitness-Funktion, bestimmt.
- Jedes Partikel hat ein Gedächtnis, und seine bisherige beste Position und deren Fitness-Wert werden gespeichert. Diese Position nennt sich *pbest* (particle best solution). Zusätzlich erfährt das Partikel die beste Position des gesamten Schwarms - die so genannte *gbest* (global best solution).
- Bei jeder Festlegung der Bewegung ist das Partikel bereit, die beiden Positionen - *pbest* und *gbest* - zu berücksichtigen bzw. zu verfolgen.
- Jedes Partikel besitzt eine Geschwindigkeit zur Steuerung der nächsten Bewegung.

Die Initialisierungsmenge von Partikeln wird zufällig im Suchraum verteilt, und danach wird das Verhalten schrittweise simuliert. Die Gleichungen zur Berechnung der aktuellen Geschwindigkeit und Position von Partikeln werden im nächsten Abschnitt genauer diskutiert.

2.3.5 PSO-Algorithmus

2.3.5.1 Basis-PSO

Jedes Partikel in der PSO ist definiert durch

- $\vec{x}_i = (x_{i1}, x_{i2}, \dots, x_{in})$: aktuelle Position des *i*-ten Partikels im *n*-dimensionalen Suchraum
- $\vec{v}_i = (v_{i1}, v_{i2}, \dots, v_{in})$: aktuelle Geschwindigkeit des *i*-ten Partikels
- $\vec{p}_{best,i} = (p_{best,i1}, p_{best,i2}, \dots, p_{best,in})$: persönliche beste Position des *i*-ten Partikels (beste gefundene Lösung)

Es sei $f(\vec{x})$ die Fitness-Funktion eines Maximierungsproblems. Die nächste persönlich beste Position ergibt sich aus

$$\vec{p}_{best,i}(t+1) = \begin{cases} \vec{p}_{best,i}(t) & : f(\vec{x}_i(t+1)) \leq f(\vec{p}_{best,i}(t)) \\ \vec{x}_i(t+1) & : f(\vec{x}_i(t+1)) > f(\vec{p}_{best,i}(t)) \end{cases} \quad (2.51)$$

Es sei N die Anzahl der Partikel im gesamten Schwarm. Die beste Position des gesamten Schwarms ist durch

$$\vec{g}_{best}(t) \in \{\vec{p}_{best,1}(t), \vec{p}_{best,2}(t), \dots, \vec{p}_{best,N}(t)\} \mid f(\vec{g}_{best}(t)) = \max \{f(\vec{p}_{best,1}(t)), f(\vec{p}_{best,2}(t)), \dots, f(\vec{p}_{best,N}(t))\} \quad (2.52)$$

gegeben.

Nach obigen Definitionen erfolgt das Update der Geschwindigkeit und der Position der Basis-PSO nach den Gleichungen

$$\vec{x}_i(t+1) = \vec{x}_i(t) + \vec{v}_i(t+1) \Delta t \quad (2.53)$$

und

$$\vec{v}_i(t+1) = \vec{v}_i(t) + c_1 r_1 (\vec{p}_{best,i}(t) - \vec{x}_i(t)) + c_2 r_2 (\vec{g}_{best}(t) - \vec{x}_i(t)). \quad (2.54)$$

Δt ist der diskrete Zeitschritt. $r_1 \sim U(0, 1)$ und $r_2 \sim U(0, 1)$ sind zwei voneinander unabhängige zufällige Zahlen. c_1 und c_2 sind die so genannten Lern-Konstanten, deren Werte üblicherweise aus dem Intervall $[0, 4]$ gewählt werden. Aus Gl. (2.54) ist ersichtlich, dass c_1 und c_2 bewirken, wie weit die momentane Geschwindigkeit $\vec{v}_i(t)$ durch $\vec{p}_{best,i}(t)$ und $\vec{g}_{best}(t)$ verändert wird, sie beschreiben also den jeweiligen Einfluss eigener und anderer Erfahrungen.

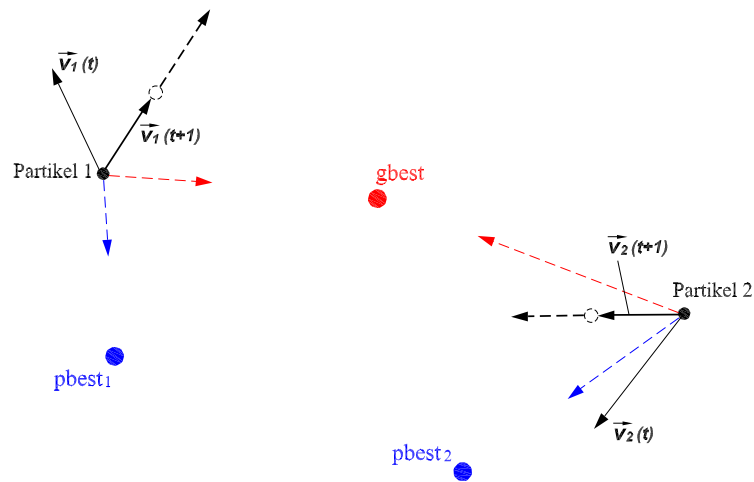


Abbildung 2.11: Zweidimensionale Darstellung der Geschwindigkeitsberechnung

Abbildung 2.11 zeigt in einer zweidimensionalen Darstellung anschaulich die Geschwindigkeitsberechnung von zwei Partikeln 1 und 2. Die ursprüngliche Geschwindigkeit eines Partikels, z.B. $\vec{v}_1(t)$ des Partikels 1, wird sowohl von $pbest_1$ als auch von $gbest$ abgelenkt und bewegt sich mit der resultierenden Geschwindigkeit $\vec{v}_1(t+1)$. Diese ist nun die Geschwindigkeit im nächsten Zeitschritt.

Insgesamt lässt sich der Pseudocode für die PSO folgendermaßen schreiben:

```

for each particle
    initialize particle
end
do
    for each particle
        calculate fitness value
        if fitness value is better than pbest
            set current value as the new pbest
        end
    choose the particle with the best fitness value of all the particles
    as gbest
    for each particle
        update particle velocity according eq. (2.54)
        update particle position according eq. (2.53)
    end
while maximum iterations or minimum error criteria is not attained

```

Der erste Schritt ist die Initialisierung der Startposition und der Geschwindigkeit jedes Partikels. Diese erfolgt durch einen Zufallsgenerator, so dass alle Partikel gleichmäßig im gesamten Lösungsraum verteilt sind. Im zweiten Schritt wird die aktuelle Position durch die Fitness-Funktion bewertet, und für jedes Partikel wird ein *pbest* gefunden. Der nächste Schritt ist die Wahl bzw. die Aktualisierung der besten Position *gbest* des gesamten Schwarms. Dann folgen das Update der Geschwindigkeit nach Gl. (2.54) und das Update der Position nach Gl. (2.53). Anschließend springt der Algorithmus zurück zum Schritt 2, bis die maximale Iteration erreicht wird oder das letzte *gbest* ein zufriedenstellendes Ergebnis liefert. *gbest* ist nach jedem Durchlauf der Schleife die beste Position des gesamten Schwarms in allen bisherigen Zeitschritten, und *gbest* des letzten Zeitschritts repräsentiert also die optimierte Lösung des Problems.

Es ist noch notwendig, eine maximale Geschwindigkeit \vec{v}_{max} für die Beschränkung der Bewegung zu definieren, d.h., wenn die j -te Komponente der Geschwindigkeit des i -ten Partikels

$$|v_{ij}| > |v_{max,j}|, \quad (2.55)$$

dann wird

$$v_{ij} = v_{max,j}. \quad (2.56)$$

\vec{v}_{max} wird durch

$$\vec{v}_{max} = c_v \cdot (\vec{x}_{max} - \vec{x}_{min}), \quad 0.1 \leq c_v \leq 1.0 \quad (2.57)$$

festgelegt, wobei \vec{x}_{max} und \vec{x}_{min} mit den jeweiligen maximalen und minimalen Vektorelementen die obere und untere Grenze des Lösungsraums darstellen.

Für eine einfache Diskussion wird die Gl. (2.54) zum Update der Geschwindigkeit als

$$\vec{v}_i(t+1) = G_1 + G_2 + G_3 \quad (2.58)$$

umgeschrieben, wobei

$$G_1 = \vec{v}_i(t), \quad (2.59)$$

$$G_2 = c_1 r_1 (\vec{p}_{best,i}(t) - \vec{x}_i(t)) \quad (2.60)$$

und

$$G_3 = c_2 r_2 (\vec{g}_{best}(t) - \vec{x}_i(t)). \quad (2.61)$$

Die rechte Seite der Gl. (2.58) besteht aus drei Teilen: Der erste Teil ist die ursprüngliche Geschwindigkeit; der zweite und der dritte Teil sind Korrekturen zur ursprünglichen Geschwindigkeit, wobei G_2 die bisherige beste Position (p_{best}) und G_3 die gruppenbeste Position (g_{best}) berücksichtigen. Je nachdem, ob G_2 oder G_3 in Gl. (2.58) vorhanden ist, liefert die Gleichung zwei unterschiedliche Modelle.

Bei Vorhandensein von G_2 , d.h.

$$\vec{v}_i(t+1) = G_1 + G_2, \quad (2.62)$$

bildet die Gleichung ein „kognitives“ Modell. Es werden nur eigene Erfahrungen und der eigene Zustand an der Entscheidungsfindung beteiligt. Die Suchfunktion des gesamten Schwarms wird aufgrund der fehlenden Kommunikation zwischen den einzelnen Partikeln negativ beeinträchtigt. Der Mangel an Informationsaustausch führt dazu, dass ein Schwarm, bestehend aus N Partikeln, zu einer einfachen Gruppe aus N isolierten Individuen wird. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Optimum gefunden wird, ist klein.

Das zweite Modell ist das „soziale“ Modell, bei dem

$$\vec{v}_i(t+1) = G_1 + G_3 \quad (2.63)$$

ist. An der Entscheidungsfindung sind nur Gruppenerfahrungen und der eigene Zustand beteiligt, der eigene Zustand wird aber nicht angepasst. In dieser Situation können die Partikel rasch von einem Suchgebiet zu einem anderen gelangen. Dies kann für manche einfache Probleme bedeuten, dass die Optimierung noch schneller konvergiert als beim vollständigen Modell (Gl. 2.58). Für multidimensionale Optimierungsaufgaben mit mehreren Extremwerten hat das „soziale“ Modell den Nachteil, dass die Optimierung leicht zu einem lokalen Optimum konvergiert.

Als nächstes werden die Einflüsse von G_1 , G_2 und G_3 auf die Suchfähigkeit der Partikel untersucht.

Dazu wird zuerst nur G_1 in Gl. (2.58) in Betracht gezogen, so dass

$$\vec{v}_i(t+1) = G_1. \quad (2.64)$$

Nach Gl. (2.64) bleibt die Geschwindigkeit eines Partikels konstant. Das Partikel wird mit dieser Geschwindigkeit, ohne abgelenkt zu werden, bis zur Grenze des Suchraums „fliegen“. Die Partikel besitzen somit zwar eine globale Suchfähigkeit, es ist für sie unter diesen Umständen aber fast unmöglich, das Optimum zu finden.

Beim fehlenden G_1 geht Gl. (2.58) in

$$\vec{v}_i(t+1) = G_2 + G_3 \quad (2.65)$$

über. G_2 und G_3 wirken ausschließlich als evolutionäre Veränderungen der Geschwindigkeit, was aber dazu führt, dass die Partikel kein Gedächtnis für die eigene Geschwindigkeit haben. Angenommen dass sich ein j -tes Partikel schon ganz am Anfang auf der global besten Position befindet. Nach Gl. (2.65) wird es dann aufhören, seine Geschwindigkeit zu verändern. Für die anderen Partikel gilt

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \vec{x}_i(t) = \vec{g}_{best}. \quad (2.66)$$

Der Suchkreis schrumpft zu einem kleinen Gebiet um die beste Position, was bedeutet, dass die Updategleichung nur mit G_2 und G_3 im Allgemeinen eine starke lokale Suchfähigkeit zeigt.

Es lässt sich nach obiger Analyse schließen, dass G_1 eine globale Erforschung des ganzen Suchraums unterstützt, während mit G_2 und G_3 die lokale Suche gewährleistet wird.

2.3.5.2 Einführung des Dämpfungsgewichts

Seit ihrer Erfindung hat die PSO in den letzten Jahren eine schnelle Weiterentwicklung erlebt. Basierend auf der Basis-PSO hat es zahlreiche modifizierte Versionen zur Verbesserung des Suchverhaltens für unterschiedliche Aufgabenstellungen gegeben. Für eine detaillierte Darstellung verschiedener Modifikationen wird hier auf die weiterführende Literatur hingewiesen [94, 95, 96].

Für eine wichtige Modifikation der PSO wird ein Dämpfungsgewicht eingeführt, dessen Wert die Geschwindigkeit eines Partikels steuert und damit die Konvergenz gegenüber der Basisversion verbessert. Mit dem Dämpfungsgewicht $\nu(t)$ sehen die Formeln für die PSO folgendermaßen aus:

$$\begin{cases} \vec{x}_i(t+1) = \vec{x}_i(t) + \vec{v}_i(t+1) \Delta t \\ \vec{v}_i(t+1) = \nu(t) \vec{v}_i(t) + c_1 r_1 (\vec{p}_{best,i}(t) - \vec{x}_i(t)) + c_2 r_2 (\vec{g}_{best}(t) - \vec{x}_i(t)). \end{cases} \quad (2.67)$$

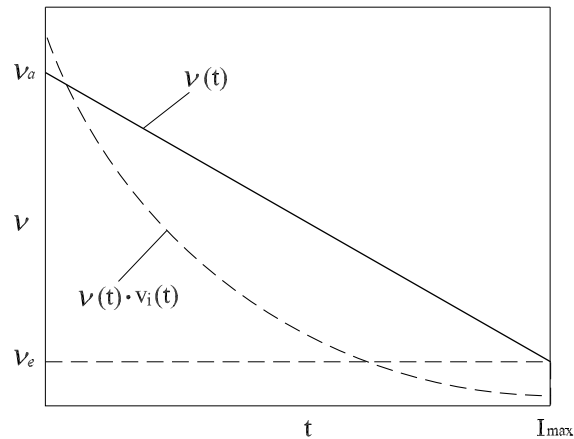


Abbildung 2.12: Linearer Verlauf des Dämpfungsgewichts bezüglich diskreter Zeitschritte (durchgezogene Linie) und der resultierende Einfluss von $\nu(t) \cdot \vec{v}_i(t)$ (gestrichelte Kurve)

$\nu(t)$ kontrolliert die Auswirkung der vorherigen Geschwindigkeit auf die neue Geschwindigkeit und damit die Abstimmung zwischen der globalen und der lokalen Suche. Ein großer Wert für ν unterstützt vor allem die globale, ein kleiner die lokale Suche.

Es ist naheliegend, dass die Funktion $\nu(t)$ einen Abstieg vom Anfangswert bis zum Endwert bezüglich der Iterationsschritte bewerten soll. In Abbildung 2.12 ist ein typischerweise linear absteigender Verlauf nach der Funktion

$$\nu(t) = \nu_a - \frac{(\nu_a - \nu_e)}{I_{max}} t. \quad (2.68)$$

dargestellt. In der Darstellung ist der resultierende Einfluss von $\nu(t) \cdot \vec{v}_i(t)$ ersichtlich. ν_a und ν_e sind jeweils der Anfangs- und Endwert des Dämpfungsgewichts. I_{max} ist die maximale Anzahl der Iterationsschritte. Der Wert von $\nu(t)$ soll im Intervall $(0, 1]$ liegen. Bei $\nu = 1$ handelt sich um die Basisversion der PSO.

2.3.5.3 Wahl der PSO-Parameter

Für eine systematische Vorgehensweise zur Festlegung der PSO-Parameter muss die Abhängigkeit des Optimierungsproblems von den Optimierungsparametern bekannt sein. Wie schon im Abschnitt 2.3.1 festgestellt wurde, sind im Rahmen der vorliegenden Arbeit nichtlineare Optimierungsprobleme zu behandeln, bei denen der Einfluss der einzelnen Optimierungsparameter auf das Ergebnis weder durch physikalische Überlegung noch mit Hilfe

des verwendeten Lösungsverfahrens (SBA) auch nur qualitativ abgeschätzt werden kann. Die Beschaffung von aussagekräftigen Informationen durch systematisches Berechnen für den gesamten Parameterraum würde sehr umfangreiche Rechnungen vorab erfordern. Es wurde deshalb entschieden, zunächst auf Erfahrungswerte aus der Literatur zurückzugreifen, um so für die weiteren Überlegungen ausreichend gute Parametersätze zu ermitteln. Auf der Basis der Ausführungen in [94, 97, 98] wurden folgende PSO-Parameter festgelegt:

Die Anzahl der Partikel wird zu

$$N = 50 \quad (2.69)$$

gesetzt.

Das Dämpfungsgewicht ν in Gl. (2.68) wird

$$\nu_o = 0.9 \text{ und } \nu_u = 0.3, \quad (2.70)$$

so dass am Anfang eine weitgehend globale, am Ende eine weitgehend lokale Suche stattfindet.

Die beiden Lern-Konstante c_1 und c_2 werden zu

$$c_1 = c_2 = 2.0 \quad (2.71)$$

festgelegt.

Die maximale Geschwindigkeit \vec{v}_{max} wird durch

$$\vec{v}_{max} = 0.5 (\vec{x}_{max} - \vec{x}_{min}) \quad (2.72)$$

gegeben, d.h., in Gl. (2.57) wird $c_v = 0.5$ gesetzt.

2.3.5.4 Testfunktion - Schwefel'sche Funktion

Anhand einer Testfunktion - der Schwefel'schen Funktion - sollen die Ausführungen zur PSO näher verdeutlicht werden.

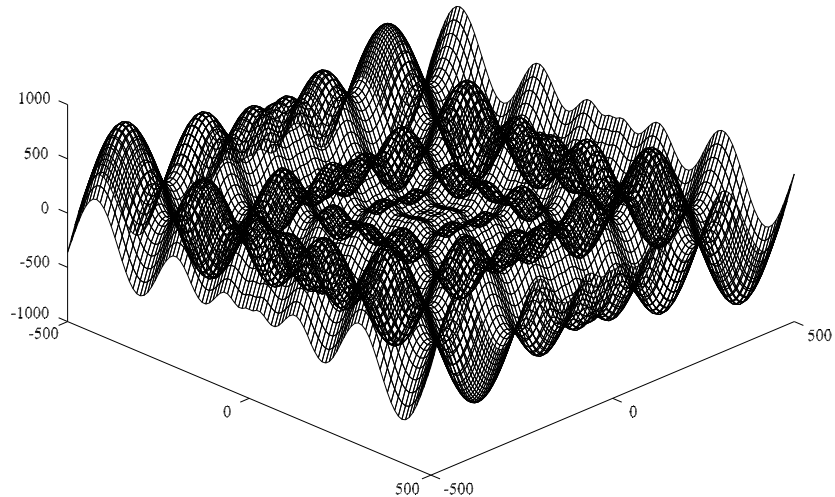


Abbildung 2.13: Zweidimensionale Schwefel'sche Funktion

Die Schwefel'sche Funktion ist durch

$$f(x) = \sum_{i=1}^n (-x_i) \cdot \sin\left(\sqrt{|x_i|}\right) \quad (2.73)$$

gegeben, wobei

$$-500 \leq x_i \leq 500. \quad (2.74)$$

Die Funktion besitzt ein globales Maximum

$$f_{max} = n \cdot 418.9829 \quad (2.75)$$

bei

$$x_i = -420.9687, \quad i = 1 : n. \quad (2.76)$$

Wie aus der zweidimensionalen Darstellung in Abbildung 2.13 zu ersehen ist, weist die Schwefel-Funktion neben dem globalen Maximum noch mehrere Nebenmaxima auf, was bei Anwendung einer klassischen Optimierungsmethode, wie z.B. der Gradientenmethode, dazu führen würde, dass die Optimierung (Suche nach dem globalen Maximum) zu einem der Nebenmaxima konvergiert.

Die PSO liefert für die Lösung dieses Problems sehr zuverlässige Ergebnisse. Diese werden in den Abbildungen 2.14 und 2.15 und in der Tabelle 2.1 präsentiert. Die Parameterwahl erfolgte nach Abschnitt 2.3.5.3. In Abbildung 2.14 ist das Konvergenzverhalten des PSO-Algorithmus dargestellt. Die durchgezogene Kurve zeigt den Verlauf des Fitness-Wertes g_{best} nach jeder Iteration, d.h., den Verlauf der gesamten besten Lösung nach jedem Zeitschritt. Schon nach 55 Iterationen ist das theoretische Maximum

$$f_{max} = 837.9658 \quad (2.77)$$

von g_{best} fast erreicht (vgl. Tabelle 2.1), während der durchschnittliche Fitness-Wert von allen $N = 50$ Partikeln (siehe gestrichelte Kurve) noch deutlich unter diesem Wert liegt. Dies bietet dem gesamten Schwarm die Möglichkeit, weiter nach einer eventuell vorhandenen, besseren Lösung zu suchen. Nach etwa 200 Iterationsschritten konvergiert auch der durchschnittliche Fitness-Wert, d.h., alle anderen Partikel sind von g_{best} mitgezogen worden und befinden sich in der Nähe des globalen Maximums bei

$$x_1 = x_2 = -420.9687. \quad (2.78)$$

Dieser Iterationsprozess ist in Abbildung 2.15 durch das Auftragen der Verteilung aller Partikel im gesamten Suchraum nach unterschiedlichen Iterationsschritten anschaulich dargestellt. Die Optimierung wird dadurch gewährleistet, dass zum Anfang der Suche durch eine zufällige Verteilung und globale Bewegung aller Partikel ((a) bis (d)) der gesamte Lösungsraum durchgesucht wird und am Ende durch die Beschränkung der Geschwindigkeit eine lokale Suche in der unmittelbaren Umgebung des Maximums stattfindet ((e) bis (f)).

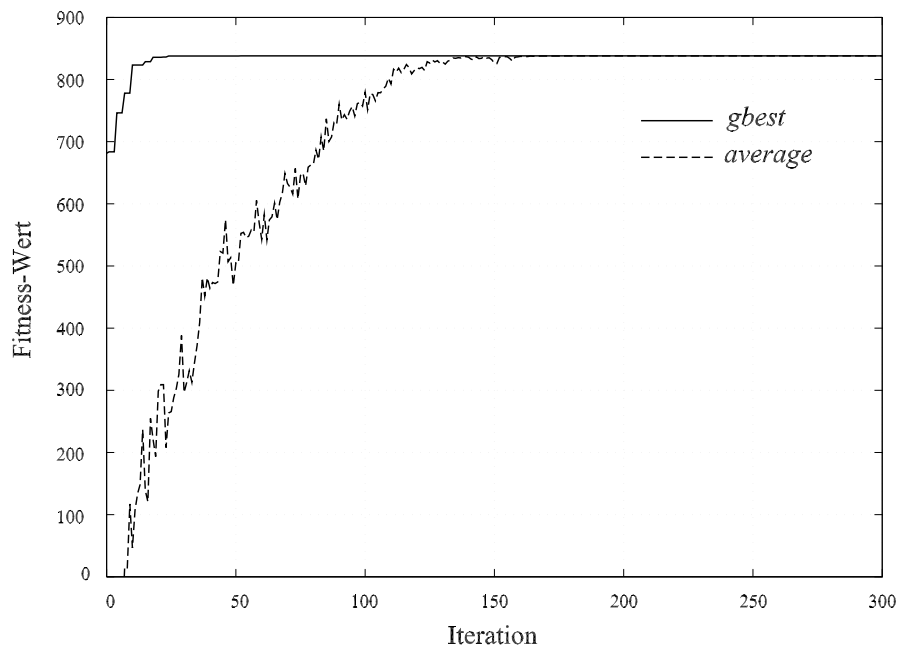
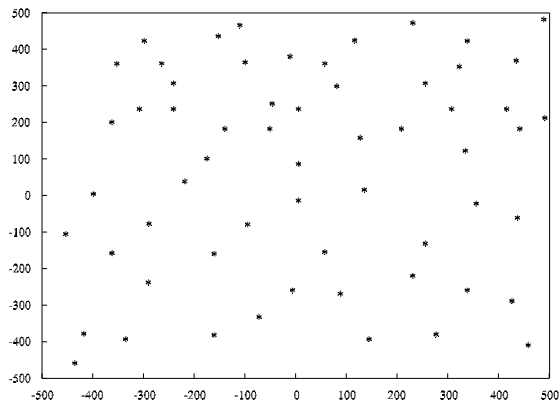


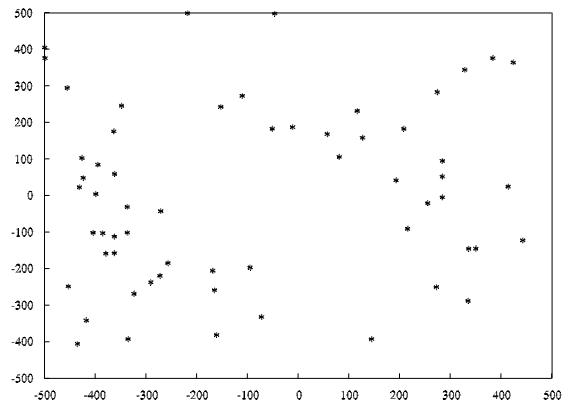
Abbildung 2.14: Konvergenzverhalten des PSO-Algorithmus für die Suche nach dem Maximum der zweidimensionalen Schwefel'schen Funktion

Iteration	Fitness-Wert (<i>gbest</i>)	Iteration	Fitness-Wert (<i>gbest</i>)
0	681.397034	80	837.961060
5	746.384644	100	837.965576
10	823.406250	150	837.965759
20	835.783325	200	837.965759
50	837.883545	300	837.965759

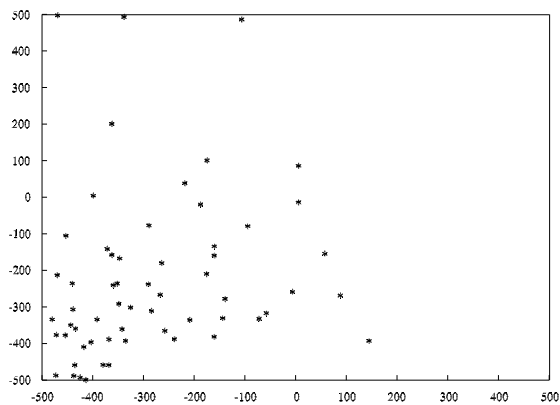
Tabelle 2.1: Fitness-Werte von *gbest*



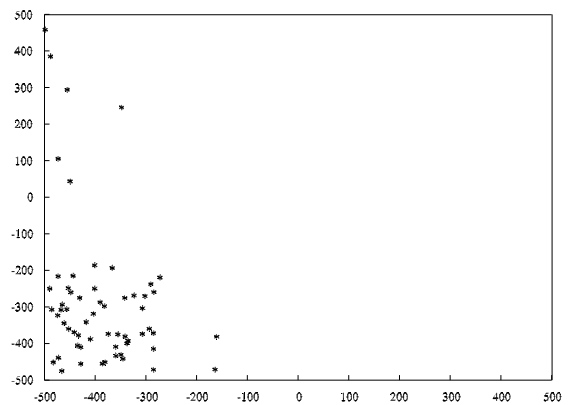
(a)



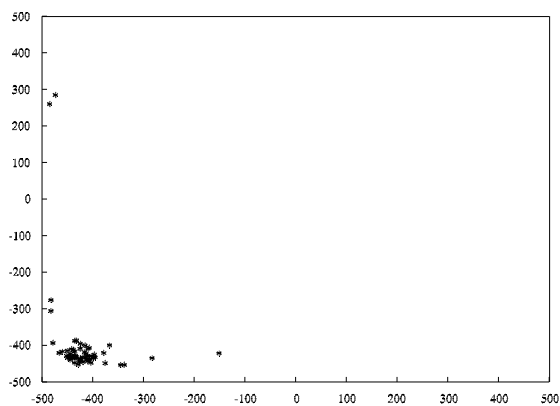
(b)



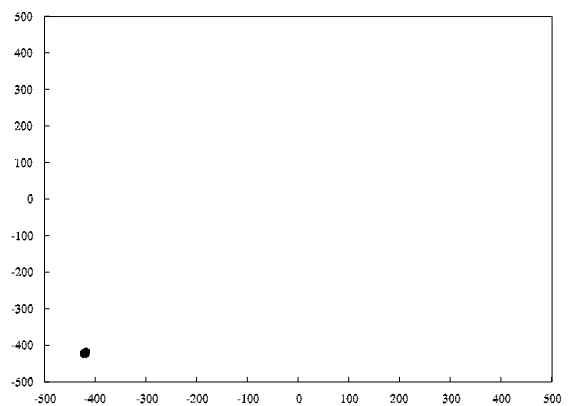
(c)



(d)



(e)



(f)

Abbildung 2.15: Verteilung der Partikel im Suchraum nach (a) 0ter Iteration (b) 5ter Iteration (c) 10ter Iteration (d) 20ster Iteration (e) 100ster Iteration (f) 300ster Iteration

Kapitel 3

FSS als Filter für den mm- und Submm-Wellenbereich

3.1 Anforderungen an die Filter

Die stark frequenzabhängige Absorption der (Sub)millimeter-Strahlung aus dem Weltall in der Atmosphäre - hauptsächlich durch Wasserdampf - ist das größte Problem für die (Sub)millimeterwellen-Astronomie. Die Spektralbereiche, die relativ ungehindert die Atmosphäre durchdringen, werden atmosphärische Transmissionsfenster genannt. Zur Fernerkundung können nur bestimmte atmosphärische Transmissionsfenster genutzt werden. Abbildung 3.1 zeigt die Durchlässigkeit der Atmosphäre im (Sub)millimeter-Wellenbereich, die durch den Transmissionsgrad gekennzeichnet wird. Die Transmissionswerte sind für $\text{p}_{\text{wv}}^1 = 3 \text{ mm}$ gemessen worden.

Sensoren für die astronomische Fernerkundung werden so dimensioniert, dass die empfangenen Spektralbereiche in diesen Fenstern liegen, was vor allem durch die Auslegung der entsprechenden FSS-Filter erreicht wird.

¹p_{wv} ist die Abkürzung für „precipitable water vapour“, d.h. kondensierbarer Wasserdampfgehalt.

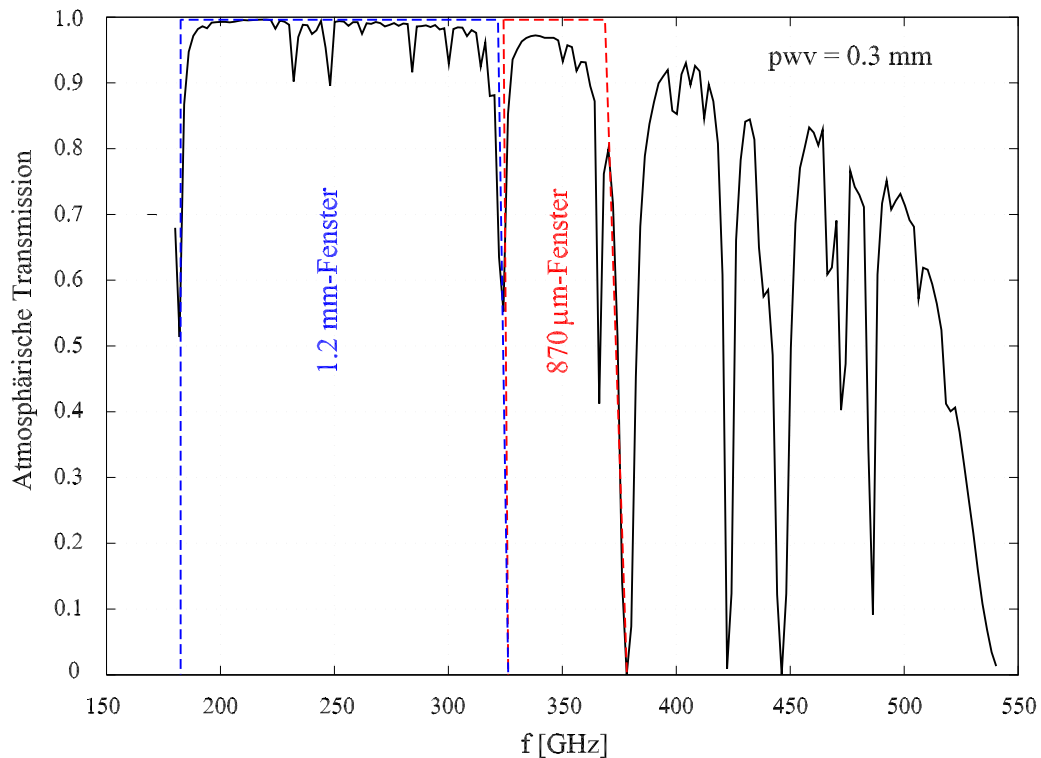


Abbildung 3.1: Atmosphärische Transmission im (Sub)mm-Wellenbereich und das 870 μm (Wellenlänge)-Fenster sowie das 1.2 mm-Fenster

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde u.a. ein Filtersystem für das so genannte 870 μm -Fenster entworfen, das im Bolometersystem des APEX-Teleskops³ (Abbildung 3.2) eingesetzt werden soll. Aus Abbildung 3.1 lassen sich die Anforderungen für ein entsprechendes ideales Bandpassfilter ablesen:

1. Transmission = 0 für $f < 324 \text{ GHz}$
2. Transmission = 1.0 für $324 \text{ GHz} < f < 370 \text{ GHz}$
3. Transmission = 0 für $f > 379 \text{ GHz}$

³Das 12 m-Teleskop des Atacama Pathfinder Experiments (APEX) nahm im September 2005 auf einem in 5000 Meter Höhe gelegenen Standort in der chilenischen Atacama-Wüste den regulären Beobachtungsbetrieb auf. APEX ist von der Bolometergruppe des Max-Planck-Instituts für Radioastronomie (MPIfR), Bonn, geplant und von der Max-Planck-Gesellschaft (MPG) finanziert worden.



Abbildung 3.2: APEX-12 m-Radioteleskop (Bild: MPIfR Bonn [99])

Das reale Filter soll einerseits eine möglichst hohe Transmission im Durchlassbereich innerhalb des $870 \mu\text{m}$ -Fensters aufweisen, andererseits soll es wegen der thermischen Strahlung, die mit höheren Frequenzen quadratisch ansteigt, einen breiten Sperrbereich mit guter Unterdrückung bis ca. 750 GHz besitzen. Außerdem ist eine hohe Flankensteilheit an beiden Kanten bei den Frequenzen von 324 GHz und 375 GHz für das „Abschneiden“ des Fensters erforderlich.

3.2 Entwurf mit Hilfe von Ersatzschaltbildern

3.2.1 Einführung

Die Untersuchungen zu Ersatzschaltbildern unterschiedlicher, meist einlagiger FSS gehen auf die Arbeiten von Marcuvitz [100, 101] und Ulrich [22, 23] zurück. Offensichtlich handelt es sich um die Anwendung eines Näherungsverfahrens zur Analyse der Eigenschaften von FSS, das jedoch wichtige Erkenntnisse über die physikalischen Vorgänge zu gewinnen gestattet und das vor allem wegen der einfachen Implementierung und schnellen Durchführung beim ersten Entwurf von FSS-Filtern für sehr unterschiedliche Anwendungen eingesetzt wird [22, 23, 25, 102, 103]. Im Folgenden werden zunächst die Ersatzschaltbilder

für die wichtigen Metallisierungsgeometrien diskutiert. Anschließend wird ein Syntheseverfahren für Bandsperren und Bandpässe, die aus mehrfach geschichteten Strukturen bestehen, vorgestellt.

3.2.2 Ersatzschaltbilder typischer Filtergeometrien

3.2.2.1 Einlagige kapazitive und induktive Filterstrukturen

Die Streifenfilter wurden erstmals von Marcuvitz [100] und Wait [101] eingeführt. In Abbildung 3.3 sind zwei zueinander komplementäre Typen der Streifenfilter und deren Ersatzschaltbilder dargestellt: Wenn das elektrische Feld \vec{E} der einfallenden Welle parallel zu der Längsrichtung der Streifen polarisiert ist, lässt sich das Filter durch eine parallele Induktivität beschreiben. Das Filter wird deshalb als induktives Streifenfilter bezeichnet. Die normierte Reaktanz ist durch die empirische Formel [102]

$$\frac{X(f)_{ind}}{Z_0} = \frac{gf}{c_0} \ln \left(\frac{1}{\sin \left(\frac{\pi a}{2g} \right)} \right) \quad (3.1)$$

gegeben, wobei $Z_0 = 120\pi\Omega$ der Wellenwiderstand des freien Raums, a die Breite des Streifens, und g die Gitterkonstante (Periodizität) bezeichnen. c_0 ist die Lichtgeschwindigkeit im freien Raum.

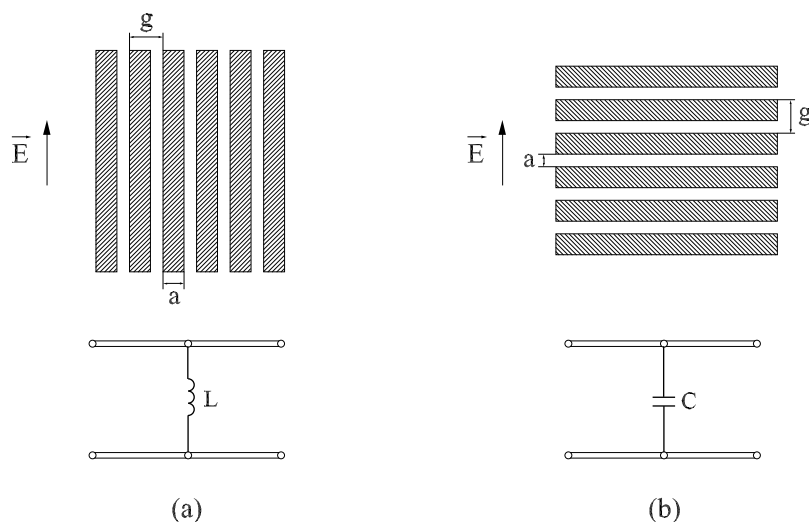


Abbildung 3.3: (a) Induktives Streifenfilter, (b) Kapazitives Streifenfilter und die jeweiligen Ersatzschaltbilder

Für den zweiten Fall, dass \vec{E} senkrecht zur Längsrichtung steht, kann das Filter durch eine parallele Kapazität repräsentiert werden, für die gilt [102]:

$$\frac{X(f)_{kap}}{Z_0} = -2 \left(\frac{4gf}{c_0} \ln \left(\frac{1}{\sin \left(\frac{\pi a}{2g} \right)} \right) \right)^{-1}, \quad (3.2)$$

wobei a in diesem Fall die Spaltbreite zwischen zwei benachbarten metallischen Streifen angibt. Analog spricht man von einem kapazitiven Streifenfilter.

Aus den Ersatzschaltbildern ist ersichtlich, dass die induktiven und kapazitiven Streifenfilter jeweils Hochpass- und Tiefpasscharakteristiken aufweisen. Die Gln. (3.1) und (3.2) sind nur gültig für freistehende Streifenfilter, d.h., die Metallisierungsschicht befindet sich nicht auf einem dielektrischen Träger. Bei der Berechnung von Reflexions-/Transmissionskoeffizienten mit Hilfe der Leitungstheorie wird deshalb der Leitungswiderstand zu $Z_0 = 377 \Omega$ angenommen. Für den Fall, dass die Metallisierung zwischen zwei Dielektrika mit den relativen Dielektrizitätszahlen ε_{r2} und ε_{r3} (siehe Abbildung 2.1) eingebettet ist, ändert sich die Induktivität (Gl. 3.1) nicht; die kapazitive Reaktanz (Gl. 3.2) korrigiert sich zu [102]

$$\frac{X(f)_{kap}}{Z_0} = \frac{2}{\varepsilon_{r2} + \varepsilon_{r3}} \left(\frac{4gf}{c_0} \ln \left(\frac{1}{\sin \left(\frac{\pi a}{2g} \right)} \right) \right)^{-1}. \quad (3.3)$$

Der Hauptnachteil der Streifenfilter liegt daran, dass die Struktur bezüglich der einfallenden Welle polarisationsabhängig ist, d.h. die Filter zeigen Tiefpass- bzw. Hochpasseigenschaften nur für die Wellen, bei denen der E -Vektor des einfallenden Feldes parallel bzw. senkrecht zu den Streifen steht. Aus diesem Grund finden die Streifenfilter in der Praxis weniger Anwendung. Um eine weitgehend polarisationsunabhängige Struktur zu erhalten, ist es naheliegend, an Stelle der Streifen, d.h. einer eindimensionalen periodischen Struktur, Quadrate, d.h. eine zweidimensionale periodische Struktur, in einem quadratischen Gitternetz anzuordnen. Man erhält dann die in Abbildung 3.4 (a) gezeigte „Patch“-Struktur (siehe Abbildung 2.2), die wieder nur durch zwei Parameter definiert ist. Schon bei früheren experimentellen Untersuchungen zeigte sich, dass solche Strukturen Tiefpasscharakter haben [22, 23, 25].

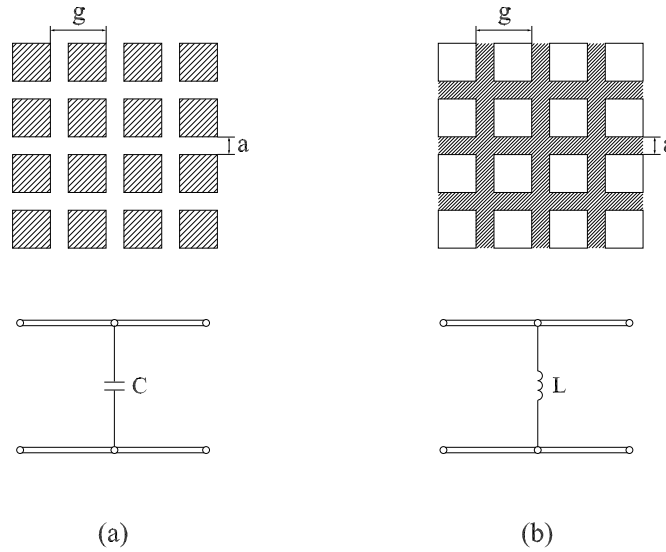


Abbildung 3.4: (a) Kapazitives Meshfilter, (b) Induktives Meshfilter und die jeweiligen Ersatzschaltbilder

Das Ersatzschaltbild ist also wieder eine Kapazität, und die übliche Bezeichnung für diese Filter ist kapazitives Meshfilter. Die in Abbildung 3.4 (b) gezeigte, zur „Patch“-Struktur komplementäre Apertur-Struktur führt analog zu einer Induktivität im Ersatzschaltbild und wird deshalb oft als induktives Meshfilter bezeichnet. Die Näherungsgleichungen

$$\frac{X(f)_{ind}}{Z_0} = - \left(\omega'_0 \ln \left(\frac{1}{\sin \left(\frac{\pi a}{2g} \right)} \right) \right) \quad (3.4)$$

und

$$\frac{X(f)_{kap}}{Z_0} = \frac{2}{\varepsilon_{r2} + \varepsilon_{r3}} \left(4\omega'_0 \ln \left(\frac{1}{\sin \left(\frac{\pi a}{2g} \right)} \right) \right)^{-1}, \quad (3.5)$$

die in [22, 25] angegeben werden, sind sehr ähnlich zu denen für die Streifenfilter (Gl. 3.1 und Gl. 3.3). Für ω'_0 gilt:

$$\omega'_0 = \omega_0 \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_{r2} + \varepsilon_{r3}}}, \quad (3.6)$$

wobei ω_0 eine normierte Frequenz ist, deren Wert um 1 liegt. Der Gültigkeitsbereich dieser Gleichungen ist

$$0 < f \leq \frac{c_0}{g} \omega'_0. \quad (3.7)$$

In [102] werden diese Gleichungen im Wesentlichen um einen Term

$$\left(\frac{gf}{c_0 \omega'_0} - \frac{c_0 \omega'_0}{gf} \right) \text{ bzw. } \left(\frac{gf}{c_0 \omega'_0} - \frac{c_0 \omega'_0}{gf} \right)^{-1} \quad (3.8)$$

erweitert, der den Gültigkeitsbereich zu höheren Frequenzen erweitert, wie durch experimentelle Ergebnisse belegt wurde. Dieser Term legt die Interpretation nahe, dass bei

$$\frac{gf}{c_0 \omega'_0} - \frac{c_0 \omega'_0}{gf} = 0 \quad (3.9)$$

eine Resonanz vorliegt, was wohl damals auch vermutet wurde. Numerische Simulationen mit der SBA zeigten jedoch ganz offensichtlich, dass es sich bei $f = \frac{c_0}{g} \omega'_0$ nicht um eine Resonanz handelt, sondern dass die experimentell gefundene Nullstelle im Transmissions- bzw. Reflexionsverhalten durch „grating lobes“ erzeugt wird. Es ist jedoch auch durch Simulationen belegt, dass die Gleichungen brauchbare Näherung bis ca.

$$f \leq \frac{c_0}{g} \omega'_0 \text{ mit } \omega'_0 = 0.95 \quad (3.10)$$

darstellen.

3.2.2.2 Einlagige resonante Strukturen

Bandpässe oder Bandsperren erhält man, wenn man die Metallisierungen aus resonanten Apertur- oder „Patch“-Strukturen aufbaut. Die einfachste Grundform sind zweidimensional periodisch angeordnete Dipol- und Schlitzstrukturen (Abbildung 3.5), deren Ersatzschaltbilder Reihen- oder Parallelschwingkreise sind. Offensichtlich sind diese Strukturen stark polarisationsabhängig. Es ist deshalb naheliegend, die Dipole durch Kreuzdipole und entsprechend die Schlitz durch Kreuzschlitze zu ersetzen (Abbildung 3.6).

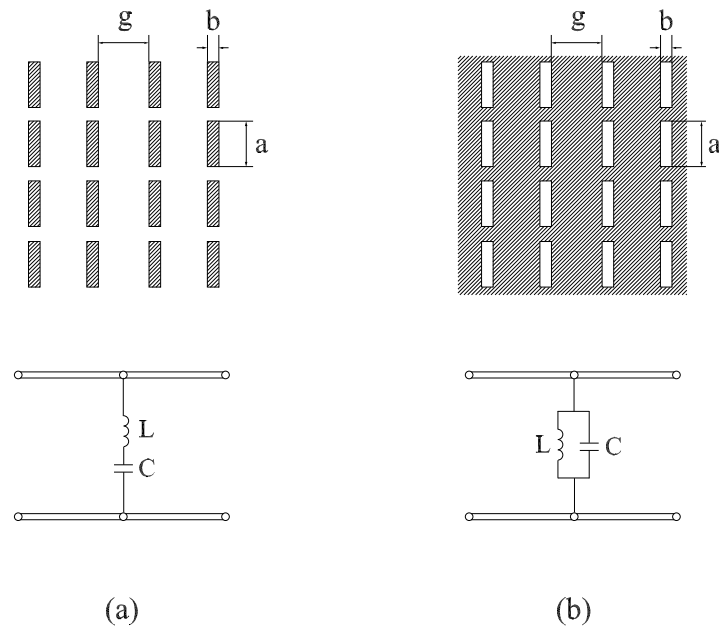


Abbildung 3.5: Einlagige (a) Dipol-, (b) Schlitzstruktur im quadratischen Gitternetz und die jeweiligen Ersatzschaltbilder

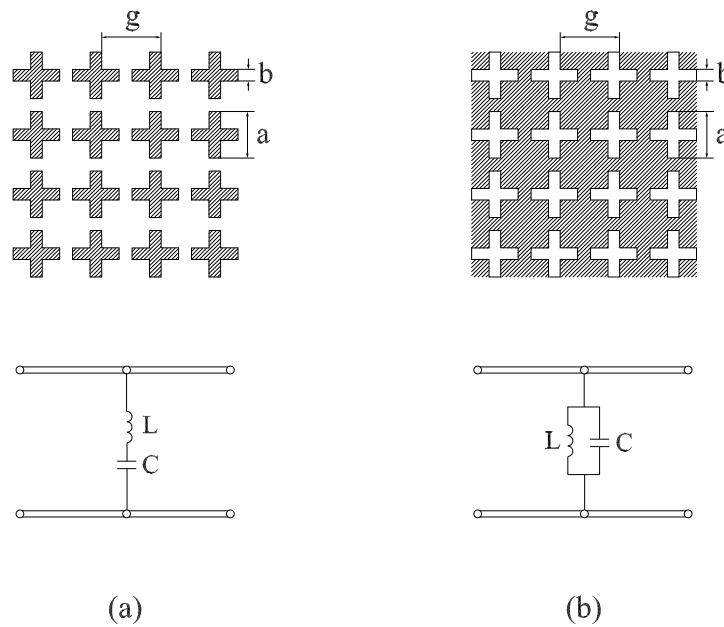


Abbildung 3.6: Einlagige (a) Kreuzdipol-, (b) Kreuzschlitzstruktur im quadratischen Gitternetz und die jeweiligen Ersatzschaltbilder

Näherungsgleichungen für die Admittanzwerte findet man in [29, 104]:

$$\frac{Y(f)_{\text{Kreuzschlitz}}}{Y_0} = \frac{1}{a_1 - j \frac{gA_1}{\lambda_r \Omega(f)}} \quad (3.11)$$

$$\frac{Y(f)_{\text{Kreuzdipol}}}{Y_0} = \frac{1}{a_1 + j \frac{gA_1}{\lambda_r \Omega(f)}}. \quad (3.12)$$

λ_r ist die Resonanzwellenlänge, für die folgende Abschätzungsformel angewendet wird:

$$\lambda_r = \sqrt{\frac{\varepsilon_{r2} + \varepsilon_{r3}}{2}} (2a - b). \quad (3.13)$$

ε_{r2} und ε_{r3} sind wieder die relativen Dielektrizitätszahlen der die Metallisierung umgebenden Schichten (siehe Abbildung 2.1). Die Funktion $\Omega(f)$ wird normierte Frequenz genannt, es gilt:

$$\Omega(f) = \frac{\lambda_r f}{c_0} - \frac{c_0}{\lambda_r f}. \quad (3.14)$$

In Gln. (3.11) und (3.12) ist a_1 ein Parameter, mit dem die metallischen Verluste, und A_1 ein Parameter, mit dem die Bandbreite des Resonators erfasst wird. Die Werte von a_1 und A_1 können mit Hilfe von Experimenten oder numerischen Simulationen bestimmt werden. In [104] sind die Werte

$$a_1 = 0.0001, \quad A_1 = 0.53 \quad (3.15)$$

angegeben, die durch eine Ausgleichsrechnung mit Hilfe von numerischen Simulationen gewonnen wurden. Für den Fall, dass metallische Verluste nicht berücksichtigt werden, kann der Wert für a_1 auf Null gesetzt werden. Diese Werte werden in der vorliegenden Arbeit übernommen, da mit ihnen gute Übereinstimmungen zwischen den entsprechenden ESB-Modellen und den SBA-Berechnungen erzielt werden konnten (siehe auch nächster Abschnitt, Abbildung 3.10). Der Gültigkeitsbereich der Gln. (3.11) und (3.12) ist mit

$$0 < f \leq 2f_r \quad \text{mit} \quad f_r = \frac{c_0}{\lambda_r} \quad (3.16)$$

angegeben.

Den in diesem Abschnitt bisher aufgeführten resonanten Strukturen liegt ein quadratisches Gitter zugrunde, d.h., die Verschiebungsvektoren \vec{r}_{l1} und \vec{r}_{l2} (mit $l = 1$ für einlagige Strukturen) in Abbildung 2.3 stehen senkrecht aufeinander und sind gleich lang. In Verbindung mit Kreuzdipol- bzw. Kreuzschlitzstrukturen werden häufig auch Gitternetze verwendet [105, 106], bei denen der Winkel zwischen \vec{r}_{l1} und \vec{r}_{l2} 45° beträgt und

$$|\vec{r}_{l1}| = \sqrt{2} |\vec{r}_{l2}| \quad (3.17)$$

gilt (siehe Abbildung 3.7).

Für diese oft als flächenzentrierte Strukturen bezeichneten FSS gibt es keine brauchbaren Näherungsgleichungen für den Zusammenhang zwischen den konzentrierten Bauelementen eines Ersatzschaltbildes und der Metallisierungsgeometrie. Bei der Dimensionierung wird deshalb meist von einem quadratischen Gitternetz und damit von den Gln. (3.11 - 3.14) ausgegangen und die Änderung durch die Flächenzentrierung numerisch oder experimentell bestimmt.

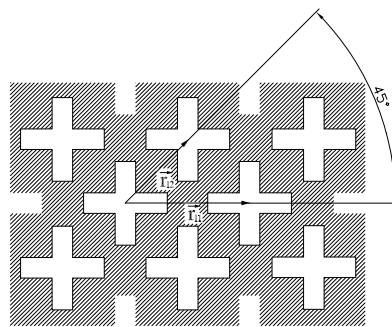


Abbildung 3.7: Flächenzentrierte Kreuzschlitzstruktur

3.2.2.3 Berechnung der Reflexions-/Transmissionskoeffizienten

Die Berechnung der Reflexions-/Transmissionskoeffizienten für die einlagigen Filter erfolgt mit Hilfe einfacher Gleichungen der Leitungstheorie.

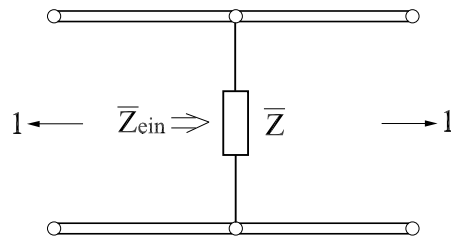


Abbildung 3.8: Ersatzschaltbild eines einlagigen freistehenden Filters

Abbildung 3.8 zeigt ein allgemeines Ersatzschaltbild eines einlagigen freistehenden Gitters mit der normierten Impedanz

$$\bar{Z} = \frac{Z(f)}{Z_0}. \quad (3.18)$$

Der normierte Leitungswiderstand ist

$$\bar{Z}_L = 1, \quad (3.19)$$

und damit errechnet sich die Eingangsimpedanz zu

$$\bar{Z}_{ein} = 1 \parallel \bar{Z} = \frac{\bar{Z}}{1 + \bar{Z}}. \quad (3.20)$$

Daraus ergibt sich der Reflexionskoeffizient

$$r = \frac{\bar{Z}_{ein} - 1}{\bar{Z}_{ein} + 1} \quad (3.21)$$

und schließlich der leistungsbezogene Transmissionsfaktor für den verlustlosen Fall

$$|t|^2 = 1 - |r|^2. \quad (3.22)$$

In Abbildungen 3.9 und 3.10 sind die Transmissionseigenschaften einer einlagigen kapazitiven Struktur in einem quadratischen Gitternetz und einer einlagigen Kreuzschlitzstruktur in

einem quadratischen Gitternetz im Submillimeterwellenbereich dargestellt. Die durchgezogenen Kurven sind mit Hilfe des Ersatzschaltbildmodells berechnet. Die exakte Rechnung (gestrichelte Linien) erfolgt mit der Methode der im Kapitel 2 beschriebenen Spektralbereichsanalyse (SBA). Der direkte Vergleich zeigt, dass das Ersatzschaltbildmodell für einlagige FSS in den angegebenen Gültigkeitsbereichen recht zuverlässige Ergebnisse liefert.

Die jeweiligen komplementären Strukturen - die induktive Struktur und die Kreuzdipolstruktur - lassen sich leicht durch Anwendung des Babinet'schen Prinzips [107] ineinander überführen mit

$$t_{kap} = -r_{ind} \quad (3.23)$$

und

$$r_{kap} = -t_{ind} . \quad (3.24)$$

Diese Beziehungen gelten allerdings nur für einlagige Filter, die im Freiraum stehen. In Anwesenheit eines dielektrischen Materials ist der normierte Leitungswellenwiderstand noch durch

$$\bar{Z}_L = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (3.25)$$

zu ersetzen.

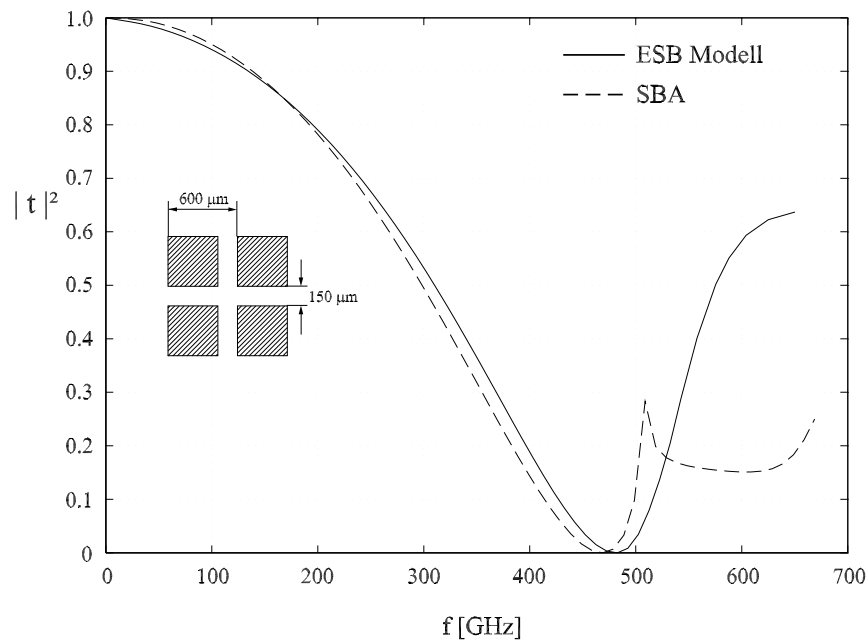


Abbildung 3.9: Transmissionsverhalten einer einlagigen kapazitiven Struktur im quadratischen Gitternetz, berechnet mit Hilfe eines ESB-Modells und mit der SBA

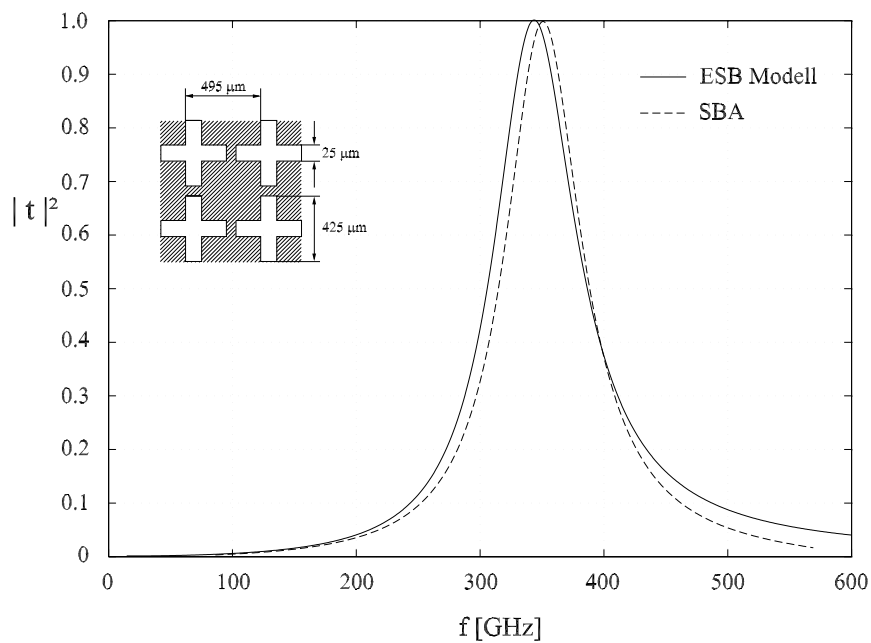


Abbildung 3.10: Transmissionsverhalten einer einlagigen Kreuzschlitzstruktur im quadratischen Gitternetz, berechnet mit Hilfe eines ESB-Modells und mit der SBA

3.2.3 Syntheseverfahren für Bandpässe/Bandsperren

3.2.3.1 Konzept

Für die Realisierung von Filtern mit bestimmten Eigenschaften (steile Flanken, große Bandbreite, ...) kann auf sehr unterschiedliche Filterarchitekturen zurückgegriffen werden. Da die hier betrachteten Filter für den Einsatz in Antennensystemen aus FSS mit der in Abbildung 2.1 gegebenen Struktur aufgebaut sein sollen, scheidet alle Architekturen aus, bei denen definierte Verkopplungen zwischen nicht unmittelbar benachbarten Resonanzstrukturen realisiert werden müssen. Damit stehen nur Filter des in Abbildung 3.11 dargestellten Typs zur Verfügung, die aus einer Kaskadierung von gekoppelten Resonatoren ohne Nebenkopplungen bestehen. Für Filter nach Abbildung 3.11 stehen leistungsfähige Syntheseverfahren zur Verfügung, die als Ergebnis Designparameter für Resonanzschwingkreise aus konzentrierten Bauelementen, verknüpft durch $\lambda/4$ -Leitungsstücke als Impedanzinverter, liefern. Es ist naheliegend, diese Resonanzschwingkreise mit Hilfe der im Abschnitt 3.2.2 angegebenen Gleichungen in Metallisierungsgeometrien umzusetzen und die $\lambda/4$ langen Leitungsstücke durch eine entsprechende Dimensionierung der dielektrischen Trägerschichten zu realisieren. In den folgenden Abschnitten werden das Syntheseverfahren und die prinzipielle Umsetzung von Filtern aus konzentrierten Bauelementen und $\lambda/4$ -Leitungsstücken in FSS-Strukturen erläutert.

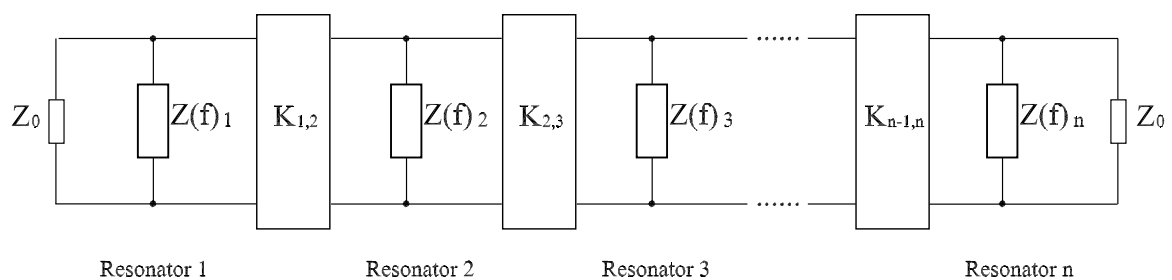


Abbildung 3.11: Ersatzschaltbild einer Filterstruktur aus n gekoppelten Resonatoren (Kopplfaktor $K_{n-1,n}$ zwischen Resonatoren $n - 1$ und n) ohne Nebenkopplungen

3.2.3.2 Syntheseverfahren für Filterstrukturen aus gekoppelten Resonatoren ohne Nebenkopplungen

Grundlagen

Allgemeine Hochfrequenzfilter werden als lineare Zweitore mit speziellen Anforderungen an den Frequenzgang der Streuparameter beschrieben. Die Approximation und Synthese von Filterfunktionen ist eine in der Literatur sehr ausführlich behandelte Problemstellung (z.B. [108] und [109]). Der Entwurf gliedert sich im Allgemeinen in folgende Schritte: Zunächst wird ein vorgegebenes Toleranzschema der allgemein komplexwertigen Übertragungsfunktion mit Hilfe von realisierbaren Funktionen angenähert, oder es werden lediglich Anforderungen an den Betrag der Übertragungsfunktion in bestimmten Frequenzbereichen gestellt. Kriterien für die Realisierbarkeit der Betriebsübertragungsfunktion

$$F(s) = \frac{1}{S_{21}(s)} \quad (3.26)$$

und der charakteristischen Funktion

$$K(s) = \frac{S_{11}(s)}{S_{21}(s)} \quad (3.27)$$

gehen dabei aus allgemeingültigen Eigenschaften von Zweipol- und Vierpolfunktionen hervor. Aus der Approximation folgt dann die realisierbare Streumatrix eines Zweitores, die die vorgegebenen Anforderungen erfüllt. Bei der anschließenden Synthese wird ein Netzwerk aus konzentrierten Bauelementen aufgebaut, das durch die gefundenen Betriebsparameter beschrieben wird. Hierzu stehen einige Syntheseverfahren zur Verfügung [110].

In Filterkatalogen wird eine große Zahl von berechneten Filtern zusammengestellt. Sie bieten die Möglichkeit, rasch den erforderlichen Schaltungsaufwand bei gegebenen Forderungen abzuschätzen und verschiedene Lösungen hinsichtlich praktischer Gesichtspunkte zu erkennen. Außerdem kann man aus den tabellierten Daten bestimmter normierter Standard-Tiefpässe durch geeignete Transformationen eine Vielzahl weiterer Filterarten, wie Hochpässe, Bandpässe, Bandsperren usw. in einfacher Weise berechnen. In dieser Arbeit werden die Filtertabellen nach Saal [109] verwendet.

Äquivalenter Tiefpass

Die eigentliche Filtersynthese wird im äquivalenten Tiefpassbereich durchgeführt. Die so gefundene Schaltung wird mit Hilfe der Frequenztransformation in den Bandpass-/Bandsperrbereich überführt und anschließend durch Schaltungsumwandlung in eine realisierbare Form, beispielsweise aus gekoppelten Resonatoren, gebracht. Im Tiefpassbereich können z.B. charakteristische Funktionen vom Typ Butterworth (Potenzfunktion) und Tschebyscheff (Tschebyscheff-Polynom) nachgebildet werden (Polynomtiefpässe). Die Übertragungsdämpfung dieser Schaltungen der Ordnung n (n beschreibt die Anzahl der Energiespeicher im Tiefpassbereich bzw. die Anzahl verkoppelter Resonatoren im Bandpass-/Bandsperrbereich) besitzt in diesen Fällen maximal n Nullstellen, jedoch keine Polstellen. Wegen der besseren Selektivität werden in dieser Arbeit Tschebyscheff-Tiefpässe angesetzt. Abbildung 3.12 zeigt ein Beispiel eines solchen Referenz-Tiefpasses der 3. Ordnung. Dabei bezeichnet man die normierten Größen \tilde{g}_i ($i = 1, \dots, 3$) als Filterkoeffizienten. Aus der Forderung einer minimalen Reflexionsdämpfung im Durchlassbereich lassen sich den Filterkoeffizienten mit Hilfe der Filtertabellen direkt Werte zuweisen. Sie können deshalb als bekannt vorausgesetzt werden.

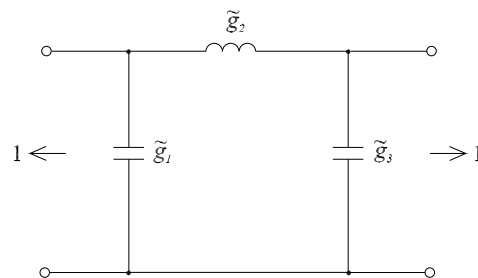


Abbildung 3.12: *Tschebyscheff-Tiefpass der 3. Ordnung nach C0308T*

Die ersten beiden Ziffern in der Filterbezeichnung (in diesem Fall 03) stehen für die Ordnungszahl des Filters, während die letzten beiden (in diesem Fall 08) den maximalen Reflexionsfaktor (in Prozent) im Durchlassbereich wiedergeben.

Die Filterkoeffizienten des Referenz-Tiefpasses sind wie folgt:

$$\tilde{g}_1 = 0.775111 \quad \tilde{g}_2 = 1.068678 \quad \tilde{g}_3 = 0.775111 \quad (3.28)$$

Aus den Zahlenwerten lässt sich schließen, dass die Filterkoeffizienten eine gewisse Geometrie aufweisen (hier: $\tilde{g}_1 = \tilde{g}_3$). Diese Eigenschaft ist für die Tschebyscheff-Tiefpassfilter

allgemein gültig und kann unmittelbar in die Realisierung der FSS übertragen werden.

In der Praxis kommt häufig ein anderer Filtertyp - das Cauer-Filter - wegen der noch höheren Flankensteilheit zum Einsatz. Die auf die Selektivität optimierte Schaltung wird im Tiefpassbereich mit Hilfe von speziellen gebrochen rationalen Funktionen beschrieben (elliptische Funktionen). Die Übertragungsdämpfung besitzt in diesem Fall sowohl Nullstellen im Durchlassbereich als auch Polstellen im Sperrbereich des Filters. Zur Überführung in eine Struktur aus gekoppelten Resonatoren werden jedoch die Nebenkopplungen (siehe auch Abschnitt 3.2.3.1) benötigt, was mit den FSS-Strukturen nicht ausführbar ist.

Transformation durch Impedanzinverter

Der Impedanzinverter ist ein Zweitor (Abbildung 3.13) und kann mit Hilfe seiner Admittanzmatrix definiert werden.

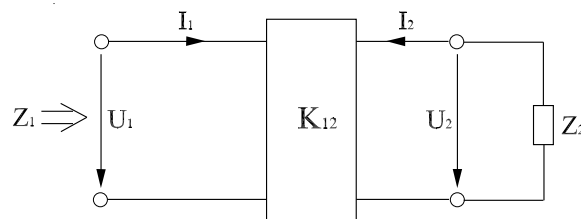


Abbildung 3.13: *Impedanzinverter als Zweitor*

Dazu schreibt man:

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \frac{j}{K_{12}} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix}. \quad (3.29)$$

K_{12} ist die Inversionskonstante mit der Dimension eines Widerstands, der die Eigenschaft

$$Z_1 = \frac{K_{12}^2}{Z_2} \quad (3.30)$$

besitzt, wodurch die Impedanzinversion erkennbar wird.

Die normierte Darstellung von Gl. (3.30) lautet:

$$\bar{Z}_1 = \frac{\bar{K}^2}{\bar{Z}_2}, \quad (3.31)$$

wobei

$$\bar{Z}_i = \frac{Z_i}{R_0} \quad \text{und} \quad \bar{K} = \frac{K}{R_0} \quad (3.32)$$

jeweils die normierte Impedanz und die normierte Inversionskonstante mit R_0 als Bezugswiderstand (in dieser Arbeit gleich dem Wellenwiderstand Z_0 des Freiraums) angeben.

Mit Hilfe des Impedanzinverters kann eine Längsinduktivität in der Filterschaltung zu einer Querkapazität umgewandelt werden. Abbildung 3.14 zeigt diese Schaltungsumwandlung.

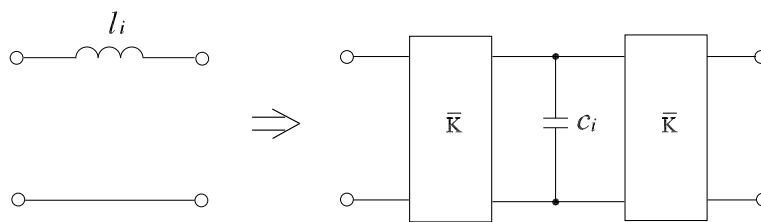


Abbildung 3.14: Schaltungsumwandlung mit Hilfe des Impedanzinverters

Der Wert der Querkapazität ergibt sich zu

$$c_i = \frac{l_i}{\bar{K}^2}. \quad (3.33)$$

Ausgehend von der Schaltung in Abbildung 3.12 erhält man nach der Transformation durch Impedanzinverter folgende Schaltung, die nur aus parallel geschalteten Kapazitäten und Impedanzinvertern besteht (Abbildung 3.15). Die Werte der Kapazitäten sind durch

$$c_1 = \tilde{g}_1, \quad c_2 = \frac{\tilde{g}_2}{\bar{K}^2} \quad \text{und} \quad c_3 = \tilde{g}_3 \quad (3.34)$$

gegeben.

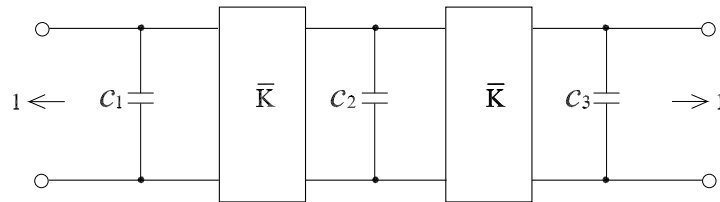


Abbildung 3.15: Schaltung aus Querkapazitäten und Impedanzinvertern

Frequenztransformation

Aus den in den Tabellen angegebenen Daten für Tiefpassfilter (als Referenz-Tiefpässe) können durch Frequenz- und daraus resultierende Schaltelemente-Transformationen die entsprechenden Daten für Hochpässe, Bandpässe und Bandsperren berechnet werden.

Im Folgenden wird die Schaltung in Abbildung 3.15, ein Tiefpassfilter, mit Hilfe der jeweiligen Frequenztransformation in einen Bandpass und in eine Bandsperre überführt.

Die Vorschrift für die Tiefpass/Bandpass-Transformation lautet:

$$f_{BP} = \tilde{a} \left(f_T - \frac{1}{f_T} \right). \quad (3.35)$$

Der Index T steht für den äquivalenten Tiefpass, und BP für den transformierten Bandpass. \tilde{a} ist durch

$$\tilde{a} = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (3.36)$$

gegeben. f_0 ist die Mittenfrequenz nach

$$f_0 = \sqrt{f_1 f_2}, \quad (3.37)$$

und Δf ist die Bandbreite des Bandpassfilters, für die gilt

$$\Delta f = f_2 - f_1, \quad (3.38)$$

wobei f_1 und f_2 den Durchlassbereich (für Bandsperrefilter den Sperrbereich) begrenzen.

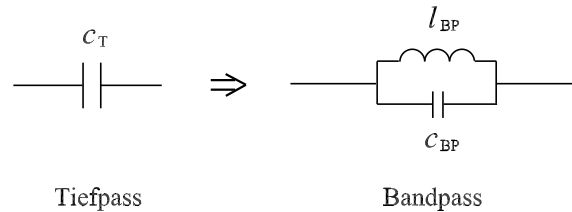


Abbildung 3.16: Transformation der Kapazität eines Tiefpasses in die Bandpassbauelemente

Daraus folgt die Transformationsvorschrift

$$c_{BP} = \frac{1}{l_{BP}} = \tilde{a} c_T, \quad (3.39)$$

mit der die Kapazität eines Tiefpasses zu einem Parallelschwingkreis eines Bandpasses transformiert wird (siehe Abbildung 3.16).

Die Beziehung einer Tiefpass/Bandsperre-Transformation lautet

$$f_{BS} = \frac{1}{\tilde{a} \left(f_T - \frac{1}{f_T} \right)}, \quad (3.40)$$

und damit

$$c_{BS} = \frac{1}{l_{BS}} = \frac{c_T}{\tilde{a}}. \quad (3.41)$$

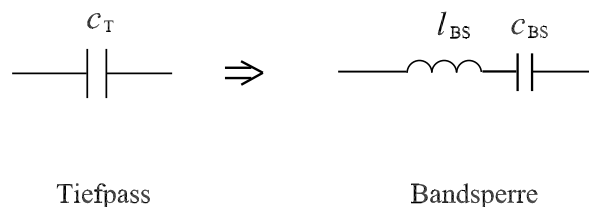


Abbildung 3.17: Transformation der Kapazität eines Tiefpasses in die Bandsperrebauelemente

Nach Abbildung 3.17 wird die Kapazität eines Tiefpasses bei einer Tiefpass/Bandsperre-Transformation zu einem Serienschwingkreis transformiert.

Mit Hilfe der Frequenztransformation werden nun die Schaltungen in Abbildung 3.15 jeweils in den Bandpass-/Bandsperrebereich transformiert. Da das Verhalten des Impedanzinverters frequenzunabhängig ist, ist dieser bezüglich der Frequenztransformation invariant. Deshalb wird die Transformation nur auf c_1 bis c_3 angewendet. Die Werte der transformierten Bauelemente lassen sich mit Hilfe der Gln. (3.35 - 3.41) bestimmen. Schließlich ergeben sich folgende Schaltungen für Bandpass- und Bandsperrefilter (Abbildung 3.18):

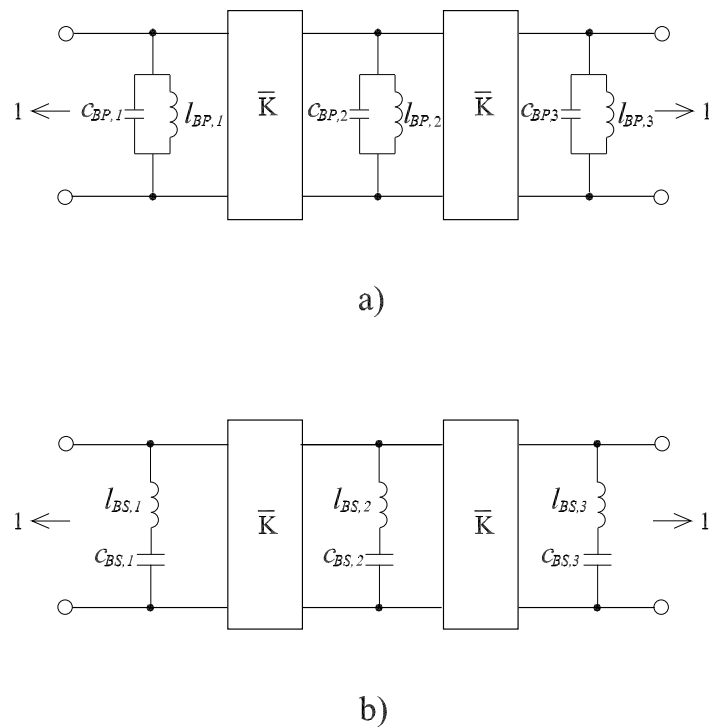


Abbildung 3.18: a) Bandpass- und b) Bandsperreschaltung nach der Frequenztransformation

Approximation des Impedanzinverters durch eine $\lambda/4$ -Leitung

Wie in Abbildung 3.19 zu ersehen ist, weist eine $\lambda/4$ -Leitung die Eigenschaft eines Impedanzinverters auf und kann deshalb für die Realisierung des Impedanzinverters in Abbildung 3.18 eingesetzt werden. Man erhält nun das Bandpass- oder Bandsperrefilter in der Endform aus parallel geschalteten Serien- oder Parallelschwingkreisen, die miteinander durch

$\lambda/4$ -Leitungen verbunden sind, wobei sich λ auf die Mittenfrequenz f_0 bezieht. Die beiden Filterschaltungen sind in Abbildung 3.20 dargestellt.

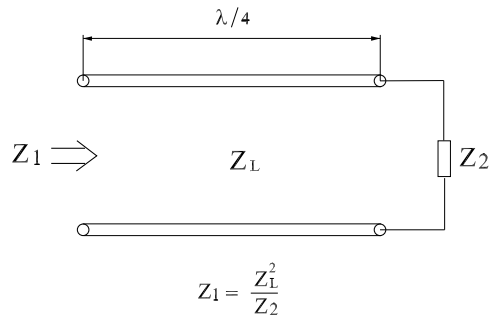


Abbildung 3.19: Transformationseigenschaft einer $\lambda/4$ -Leitung

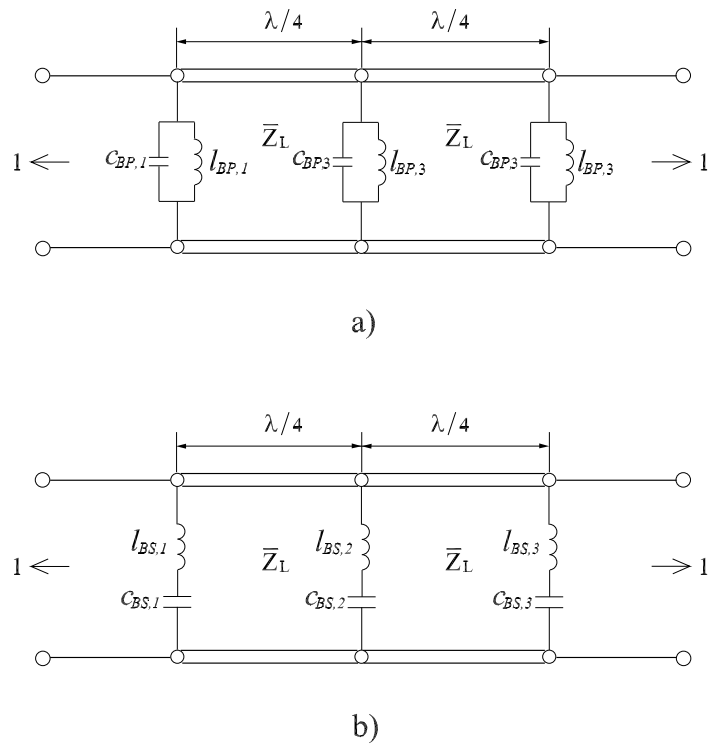


Abbildung 3.20: a) Bandpass- und b) Bandsperreschaltung aus Resonanzschwingkreisen, die durch Leitungsstücke mit einander verbunden sind

3.2.3.3 Realisierung durch FSS-Strukturen

Die im letzten Abschnitt entwickelte Ersatzschaltung des Bandpass-/Bandsperrfilters wird nun durch eine FSS-Struktur in einer Form aus gekoppelten Resonatoren realisiert. Abbildung 3.21 stellt anschaulich den Weg vom Ersatzschaltbild eines Filters 3. Ordnung zur eigentlichen dreilagigen FSS dar. Die Resonatoren (Parallel- oder Reihenschwingkreise) werden im Ersatzschaltbild durch die normierten Impedanzen \bar{Z}_1 bis \bar{Z}_3 repräsentiert. Die FSS besteht aus drei Metallisierungsebenen, die in das dielektrische Material Polypropylen eingebettet sind.

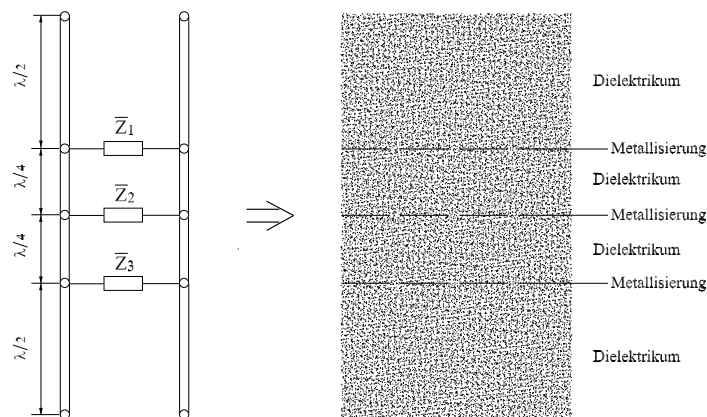


Abbildung 3.21: Ersatzschaltbild des Filters 3. Ordnung und die zugehörige dreilagige FSS

Diese dielektrischen Träger der Dicke $\lambda/4$ stellen in diesem Konzept die Verkopplungen bzw. die Impedanzinverter dar, wobei λ auf die Mittenfrequenz f_0 bezogen ist:

$$\lambda = \frac{c_0}{f_0 \sqrt{\epsilon_r}}. \quad (3.42)$$

Zur Erzielung eines ausreichenden mechanischen Schutzes werden zwei zusätzliche Schichten der Dicke $\lambda/2$ ober- und unterhalb der FSS angebracht.

Die Parallelschwingkreise des Bandpassfilters werden durch resonante Apertur-Strukturen, die Serienschwingkreise des Bandsperrfilters dagegen durch resonante „Patch“-Strukturen ersetzt. Hierzu stehen die im Abschnitt 3.2.2.2 erläuterten Kreuzdipol- und Kreuzschlitzstrukturen als geeignete Resonatoren zur Verfügung. Zur Bestimmung der Geometrien der Metallisierungsebenen wird folgendermaßen vorgegangen:

- Bestimmung der normierten Impedanzen \bar{Z}_i der Parallel- oder Serienschwingkreise auf der Basis der vorgegebenen Filterkoeffizienten g_i des äquivalenten Tiefpasses
- Skalierung der Gitterparameter g , a und b nach Gln. (3.11 - 3.14). Verschiedene Impedanzwerte (\bar{Z}_i) lassen sich durch Variationen der Gitterparameter erzielen.

3.2.3.4 Berechnung der Transmissionseigenschaften

Die Berechnung der Transmissionseigenschaft des Ersatzschaltbild-Modells erfolgt mit Hilfe der Leitungstheorie. Mit der Widerstandstransformation

$$\bar{Z}_a = \bar{Z}_L \frac{\bar{Z}_e + j\bar{Z}_L \tan(\beta l)}{\bar{Z}_L + j\bar{Z}_e \tan(\beta l)} \quad (3.43)$$

kann die normierte Impedanz (hier gleich 1) am Ende der Schaltung rekursiv nach vorne transformiert werden (der Index e steht für Ende und a für Anfang der Leitung der Länge l , β ist die Ausbreitungskonstante auf der Leitung). Man erhält am Anfang der Schaltung die Eingangsimpedanz \bar{Z}_{ein} , aus der sich der Reflexionsfaktor berechnen lässt:

$$r = \frac{\bar{Z}_{ein} - 1}{\bar{Z}_{ein} + 1}. \quad (3.44)$$

Daraus ergibt sich der leistungsbezogene Transmissionsfaktor für den verlustlosen Fall:

$$|t|^2 = 1 - |r|^2. \quad (3.45)$$

3.2.4 Dimensionierung mehrlagiger FSS auf der Basis der Filtersynthese

Mit der beschriebenen Vorgehensweise wurden unterschiedliche Filter synthetisiert und in FSS-Strukturen transformiert [111]. Als Beispiele werden im Folgenden einige Ergebnisse für Bandpässe für das 870 μm -Fenster dargestellt. Aus den Darstellungen im Abschnitt 3.2.2 ergibt sich, dass für die Realisierung von Bandpässen resonante Apertur-Strukturen verwendet werden müssen. Um eine geringe Polarisationsabhängigkeit zu erhalten, werden Kreuzschlitzstrukturen zugrunde gelegt.

Die Umsetzung der Daten für die konzentrierten Bauelemente in die FSS-Geometrie mit Hilfe der Gln. (3.11), (3.13) und (3.14) ist nicht eindeutig. Aus technologischen Gründen wurden zwei Vorgehensweisen gewählt:

1. Die Abmessungen für die Längen und Breiten der Schlitze in allen Schichten werden als gleich groß gesetzt, wodurch sich unterschiedliche Periodizitäten ergeben.
2. Es wird umgekehrt für alle Schichtebenen dieselbe Periodizität gewählt und die Abmessungen der Schlitzlängen und Schlitzbreiten entsprechend angepasst.

In Abbildungen 3.22 und 3.23 sind zum einen die Transmissionsfaktoren dreilagiger FSS, wie sie sich aufgrund der Filtersynthese, und zum anderen, wie sie sich aus der folgenden SBA-Analyse ergeben, dargestellt.

Der Filtersynthese wurden folgende Anforderungen zugrunde gelegt:

Maximale Durchlassdämpfung	10%
Mittenfrequenz	$f_0 = 330$ GHz
Bandbreite	$\Delta f = 40$ GHz

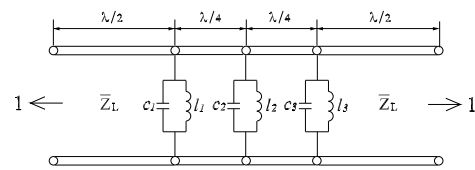
Dementsprechend wurde der äquivalente Tiefpass C0308T aus den Filtertabellen in [109] ausgewählt und anschließend in ein Bandpassfilter transformiert. In Abbildung 3.22 wird das sich für diesen Bandpass ergebene Transmissionsverhalten dargestellt. Die Umsetzung dieses Bandpasses in eine FSS-Struktur mit den Vorgaben nach Punkt 1 führt auf die in Abbildung 3.22 angegebenen Abmessungen. Berechnet man das Transmissionsverhalten dieser FSS-Struktur mit Hilfe der SBA, dann erhält man den ebenfalls in Abbildung 3.22 dargestellten Verlauf. Offensichtlich ist die Übereinstimmung zwischen beiden Ergebnissen recht gut: Aus der SBA ergibt sich eine etwas flachere linke Flanke, eine etwas steilere rechte Flanke bei einer um 12 GHz vergrößerten Bandbreite und eine größere Dämpfung im Durchlassbereich. Besonders auffällig ist, dass die Rechnung mit der SBA die geforderte Sperrdämpfung ab etwa 600 GHz nicht bestätigt.

Bei der Umsetzung des Bandpasses aus der ESB-Synthese mit der Vorgehensweise nach Punkt 2 erhält man die in Abbildung 3.23 angegebenen Geometriedaten. Die Berechnung dieser FSS-Struktur mit der SBA ergibt eine etwas größere Bandbreite als mit dem ESB bei

einem noch tieferen Einbruch im Durchlassbereich und eine ausreichende Sperrdämpfung nur bis ca. 520 GHz.

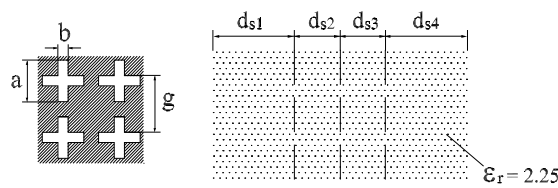
Untersuchungen an Filtern höherer Ordnung zeigen jedoch, dass bei diesen eine Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen aus der Filtersynthese und den aus der folgenden SBA-Analyse für wichtige Eigenschaften nahezu gar nicht mehr gegeben ist. Als Beispiele zeigen Abbildungen 3.24 und 3.25 die Ergebnisse für ein siebenlagiges Filter, wobei die Umsetzung der Geometriedaten wiederum nach den beiden Gesichtspunkten erfolgte. Die wesentliche Ursache dafür ist, dass mit Hilfe des ESB-Konzeptes nur die Verkopplung der Resonatoren bzw. Metallisierungen in benachbarten Ebenen berücksichtigt wird (Abbildung 3.11). Wie eine detaillierte Analyse der Stromverteilungen auf den Metallisierungen ergibt, sind die Stromverteilungen aller Schichten stark miteinander verkoppelt, was durch die in Abbildung 3.11 gegebene Filterarchitektur in keiner Weise erfasst wird. Diese Mehrfachverkopplungen führen zu völlig anderen Strombelegen, als aufgrund des ESB-Filterkonzeptes erwartet. Untersuchungen an Filtern mit dickeren Trägerschichten zeigten, dass man dadurch zwar die Verkopplungen zwischen den Metallisierungsebenen deutlich verringern kann, die Verluste durch die Dämpfung im dielektrischen Material aber auch gravierend ansteigen, so dass die angestrebte Entkopplung durch dicke Schichten keine praktikable Lösung darstellt [112].

ESB:



C0308T: $\tilde{g}_1=0.775111$ $\tilde{g}_2=1.068678$
 $\tilde{g}_3=0.775111$

FSS:



$a = 329\mu\text{m}$ $g_1 = 357\mu\text{m}$ $d_{s1} = d_{s4} = 304\mu\text{m}$
 $b = 52\mu\text{m}$ $g_2 = 396\mu\text{m}$ $d_{s2} = d_{s3} = 152\mu\text{m}$
 $g_3 = 357\mu\text{m}$

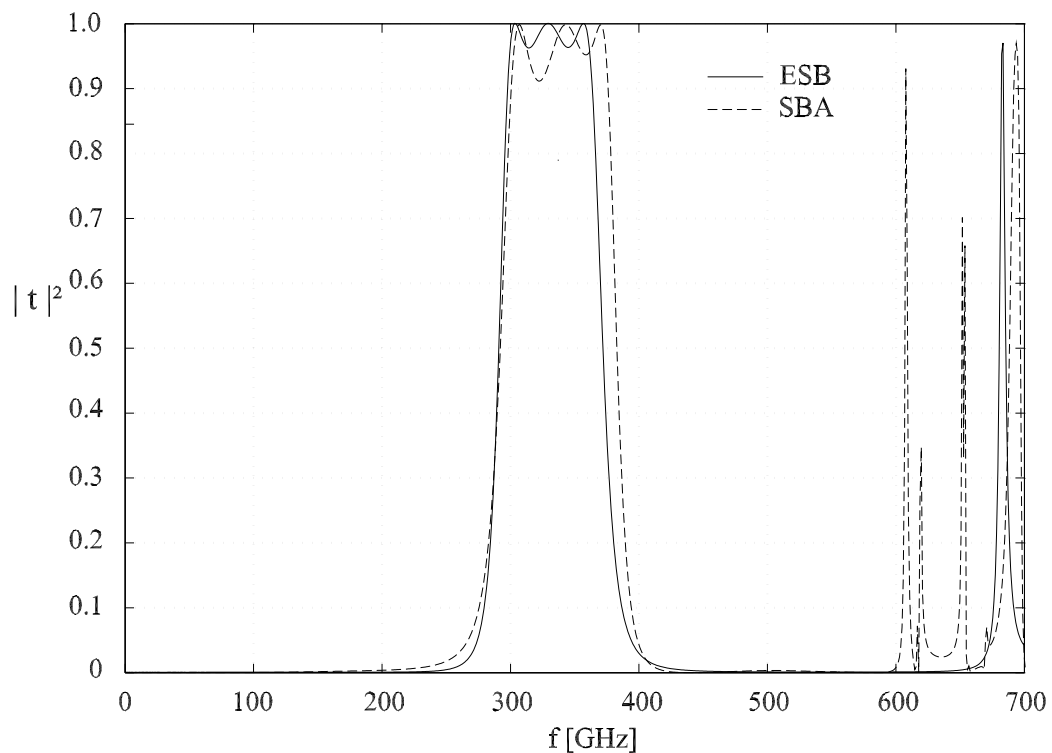
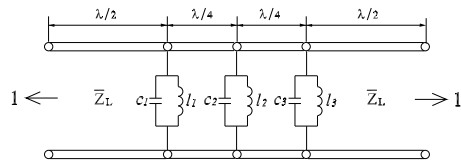


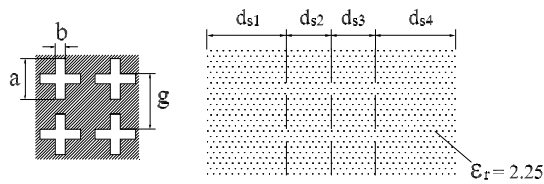
Abbildung 3.22: Transmissionsverhalten des dreilagigen Bandpassfilters, dimensioniert auf der Basis der Filtersynthese (identische Kreuzschlitze in allen Metallisierungsebenen, unterschiedliche Periodizitäten)

ESB:



C0308T: $\tilde{g}_1=0.775111$ $\tilde{g}_2=1.068678$
 $\tilde{g}_3=0.775111$

FSS:



$g = 396\mu\text{m}$ $a_1 = 335\mu\text{m}$ $b_1 = 64\mu\text{m}$ $d_{s1} = d_{s4} = 304\mu\text{m}$
 $a_2 = 329\mu\text{m}$ $b_2 = 52\mu\text{m}$ $d_{s2} = d_{s3} = 152\mu\text{m}$
 $a_3 = 335\mu\text{m}$ $b_3 = 64\mu\text{m}$

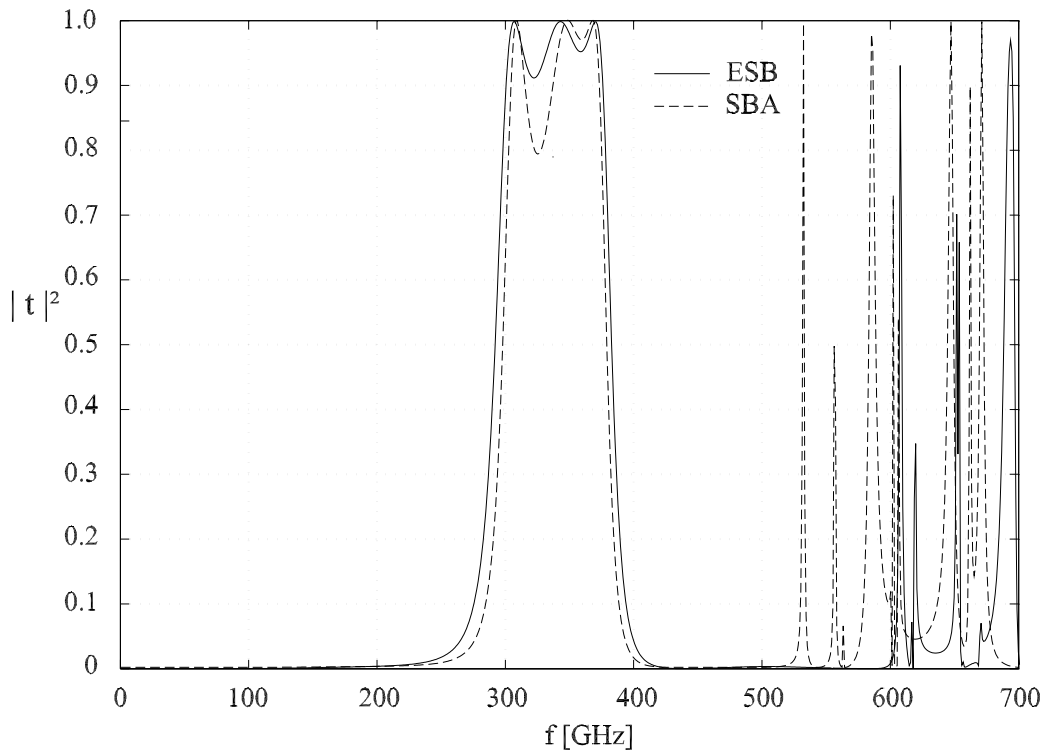
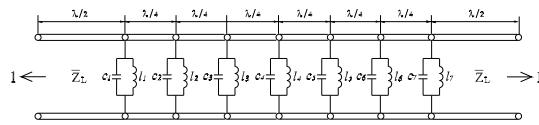


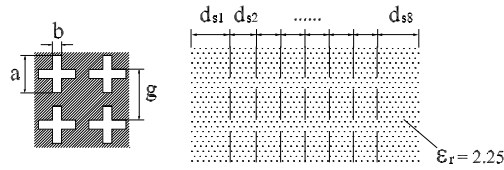
Abbildung 3.23: Transmissionsverhalten des dreilagigen Bandpassfilters, dimensioniert auf der Basis der Filtersynthese (identische Periodizitäten in allen Metallisierungsebenen, unterschiedliche Kreuzschlitzabmessungen)

ESB:



C0708T: $\tilde{g}_1=0.935034$ $\tilde{g}_2=1.430863$ $\tilde{g}_3=1.874389$ $\tilde{g}_4=1.633518$
 $\tilde{g}_5=1.874389$ $\tilde{g}_6=1.430863$ $\tilde{g}_7=0.935034$

FSS:



$a = 320\mu\text{m}$ $g_1 = 327\mu\text{m}$ $g_2 = 376\mu\text{m}$ $d_{s1} = d_{s8} = 304\mu\text{m}$
 $b = 34\mu\text{m}$ $g_3 = 417\mu\text{m}$ $g_4 = 386\mu\text{m}$ $d_{s2} = d_{s7} = 152\mu\text{m}$
 $g_5 = 417\mu\text{m}$ $g_6 = 376\mu\text{m}$
 $g_7 = 327\mu\text{m}$

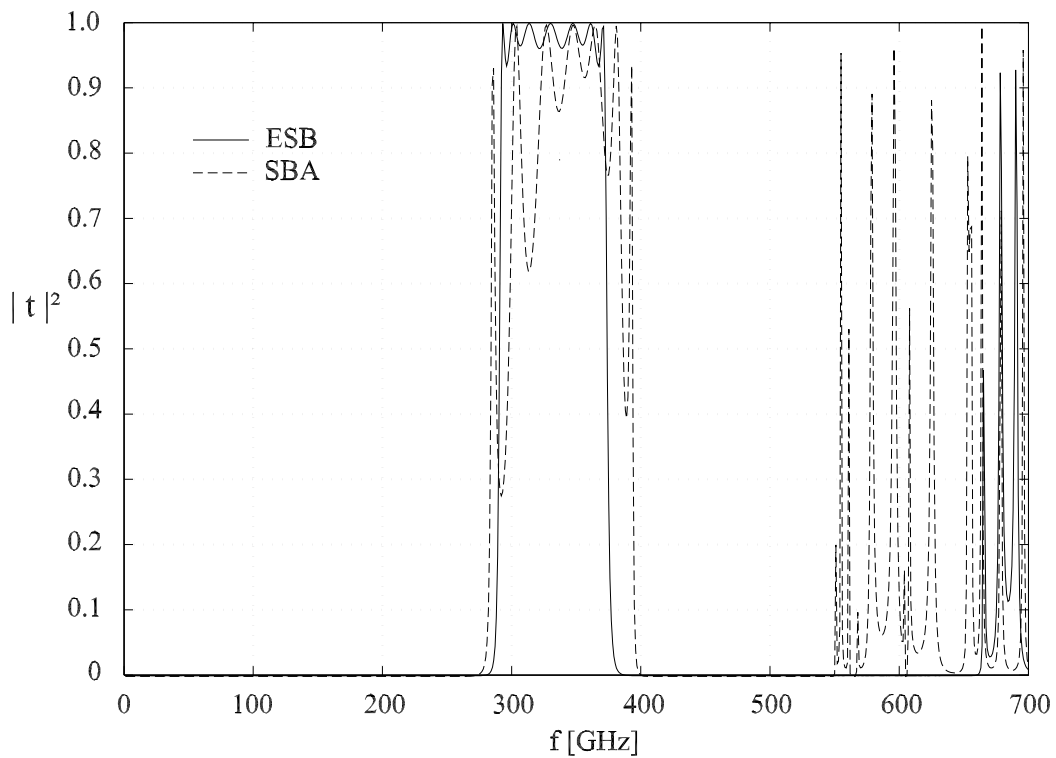
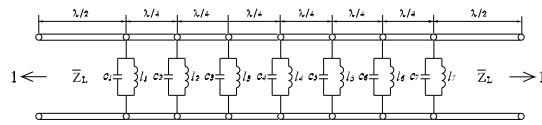


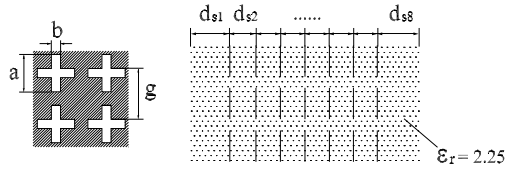
Abbildung 3.24: Transmissionsverhalten des siebenlagigen Bandpassfilters, dimensioniert auf der Basis der Filtersynthese (identische Kreuzschlitze in allen Metallisierungsebenen, unterschiedliche Periodizitäten)

ESB:



C0708T: $\tilde{g}_1=0.935034$ $\tilde{g}_2=1.430863$ $\tilde{g}_3=1.874389$ $\tilde{g}_4=1.633518$
 $\tilde{g}_5=1.874389$ $\tilde{g}_6=1.430863$ $\tilde{g}_7=0.935034$

FSS:



$g = 386\mu\text{m}$ $a_1 = 308\mu\text{m}$ $a_2 = 315\mu\text{m}$ $b_1 = 10\mu\text{m}$ $b_2 = 24\mu\text{m}$
 $d_{s1} = d_{s8} = 304\mu\text{m}$ $a_3 = 330\mu\text{m}$ $a_4 = 318\mu\text{m}$ $b_3 = 54\mu\text{m}$ $b_4 = 30\mu\text{m}$
 $d_{s2} = d_{s7} = 152\mu\text{m}$ $a_5 = 330\mu\text{m}$ $a_6 = 315\mu\text{m}$ $b_5 = 54\mu\text{m}$ $b_6 = 24\mu\text{m}$
 $a_7 = 308\mu\text{m}$ $b_7 = 10\mu\text{m}$

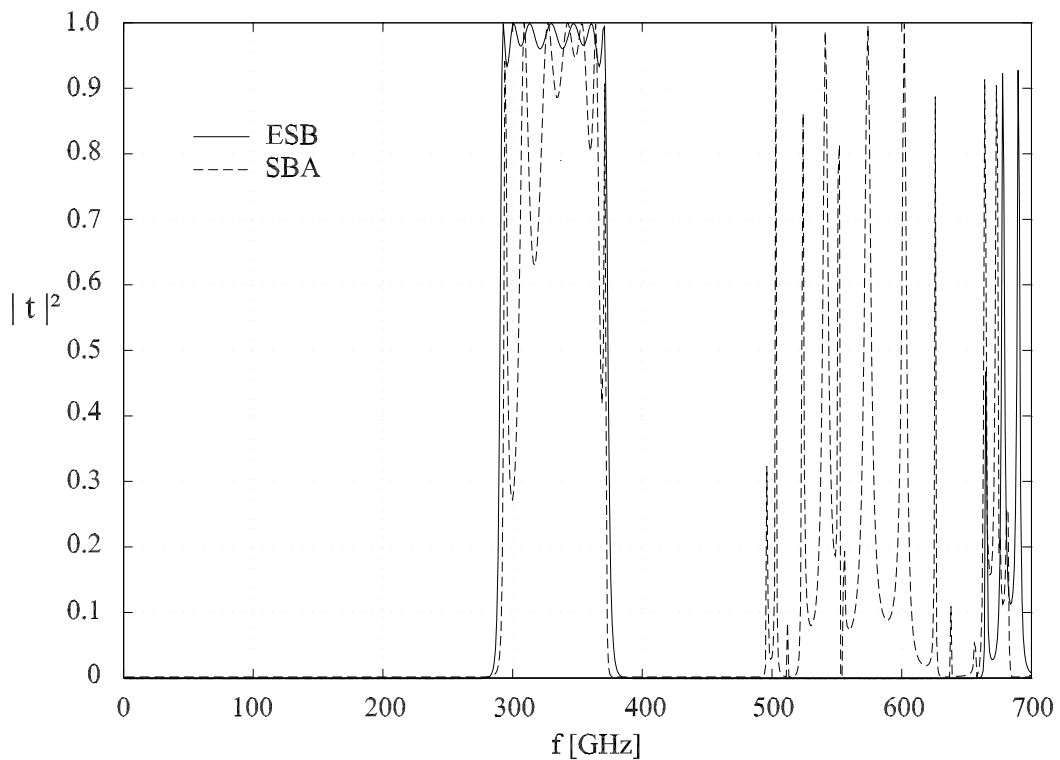


Abbildung 3.25: Transmissionsverhalten des siebenlagigen Bandpassfilters, dimensioniert auf der Basis der Filtersynthese (identische Periodizitäten in allen Metallisierungsebenen, unterschiedliche Kreuzschlitzabmessungen)

3.3 Dimensionierung durch Parametervariation auf der Basis der SBA

3.3.1 Vorüberlegung

Im Abschnitt 3.2 konnte gezeigt werden, dass die Synthese von Filtern mit Hilfe des ESB-Konzepts und die anschließende Umsetzung in FSS für Filter geringer Ordnung bedingt erfolgreich ist. Es lag nahe zu versuchen, durch Parametervariation weitere Verbesserungen für den Durchlass- und Sperrbereich zu erzielen. Dazu war es notwendig, die Anforderungen an das in das Radioteleskop einzusetzende Filter genauer zu spezifizieren. Außerdem sollte in die weiteren theoretischen Untersuchungen eingehen, welche zusätzlichen Anforderungen sich aus Problemen bei der Herstellung der FSS ergeben.

Auf der Basis der bisherigen theoretischen Überlegungen und der Erfahrung bei der Herstellung wurde zunächst in Zusammenarbeit mit dem MPIfR das in Abbildung 3.26 dargestellte Konzept für das gesamte Filtersystem für das $870 \mu\text{m}$ -Fenster entwickelt. Da die FSS durch Hohlleitungen ausgeleuchtet werden, ist es naheliegend, die Hochpasseigenschaften der Hohlleitungen für das Abschneiden der vorderen Kante bei $f_c = 324 \text{ GHz}$ auszunutzen. Dadurch ergibt sich, dass der Frequenzgang des nachfolgenden Bandpasses für $f < 324 \text{ GHz}$ weitgehend beliebig sein darf. Wichtig bleibt für den Bandpass eine geringe Dämpfung im Durchlassbereich $324 - 370 \text{ GHz}$ und eine steile Flanke in einem Bereich, der durch $f_{c1} = 324 \text{ GHz}$ und $f_{c2} = 379 \text{ GHz}$ festgelegt wurde. Ebenfalls wichtig ist eine hohe Sperrdämpfung des gesamten Systems für $f > 379 \text{ GHz}$ bis mindestens 750 GHz . Da sowohl die Erfahrung bei den theoretischen Untersuchungen wie auch bei Messungen an bereits erstellten Filtern gezeigt hatte, dass diese hohe Sperrdämpfung nicht mit einer FSS-Struktur realisierbar ist, wird zusätzlich ein Tiefpass mit einer hohen Sperrdämpfung ab etwa 600 GHz eingesetzt. Offensichtlich ist die Anforderung an die Flankensteilheit des Tiefpasses unkritisch. Insgesamt erhält man also eine Kaskadierung eines Hochpasses, eines Bandpasses und eines Tiefpasses (Abbildung 3.26).

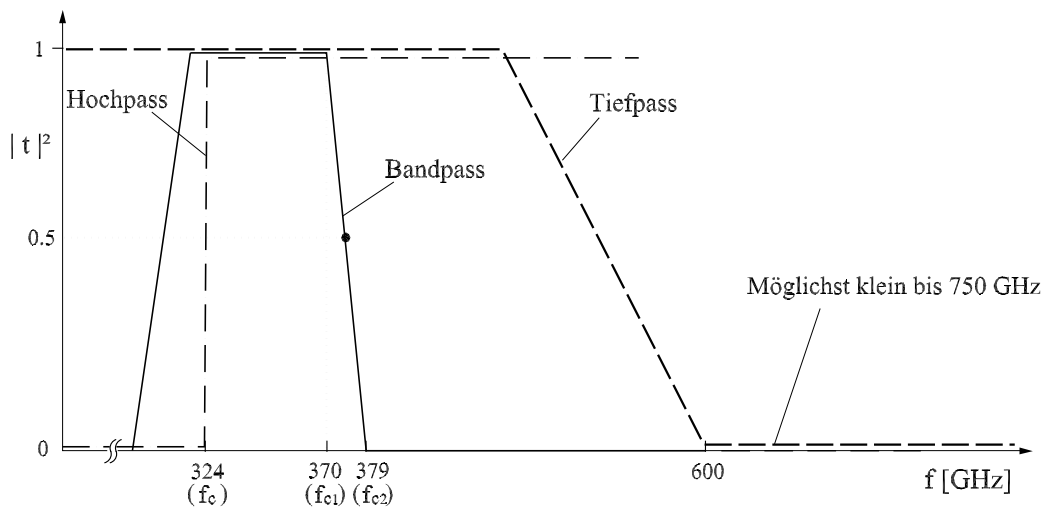


Abbildung 3.26: Kaskadierung eines Hochpasses, eines Bandpasses und eines Tiefpasses als Filter für das 870 μm -Fenster

Die Hauptaufgabe besteht also dann darin, einen Bandpass für den Bereich $324 \text{ GHz} < f < 370 \text{ GHz}$ mit einer rechten steilen Flanke und hoher Dämpfung für $379 \text{ GHz} < f < 600 \text{ GHz}$ zu dimensionieren, was offensichtlich mit den im Abschnitt 3.2.2.2 diskutierten resonanten Strukturen auf der Basis von Kreuzschlitzstrukturen möglich ist. Die dort angegebenen Lösungen mit unterschiedlichen Abmessungen für die Kreuzschlitze oder für die Gitterkonstanten in den verschiedenen Metallisierungsebenen sind jedoch aus technologischer Sicht sehr ungünstig, weil für jedes Gitter eine eigene Maske hergestellt werden muss, was den Herstellungsprozess extrem verteuert und verlangsamt. Für die beabsichtigte Dimensionierung durch Parametervariation wurde deshalb folgende modifizierte Vorgehensweise festgelegt: Anstatt als Startparameter die aus der Filtersynthese gewonnenen Daten zu verwenden, werden die Gitterweiten und die Schlitzabmessungen aus Gln. (3.11) und (3.13) mit (3.14) für eine Mittenfrequenz von 330 GHz bestimmt und für alle Metallisierungsebenen identisch verwendet. Die dielektrischen Schichten werden zu $\lambda/4$ bei der Mittenfrequenz f_0 angesetzt. Im Abschnitt 3.3.3 werden zunächst die Filtereigenschaften der so dimensionierten FSS mit der SBA für drei- und vierlagige FSS berechnet; anschließend werden entsprechende Parametervariationen durchgeführt. Die gefundenen, als günstig bewerteten Strukturen wurden im MPIfR aufgebaut und vermessen. Da zu erwarten war, dass an der Schnittstelle zwischen theoretischer Untersuchung und Herstellung sowie Messung noch Probleme auftauchen würden, wurde vereinbart, vorab einlagige Kreuzschlitzstrukturen zu dimensionieren,

aufzubauen und zu vermessen, um ausreichend Erfahrungen zu sammeln, bevor die Beauftragung zur Herstellung der sehr kostenintensiven mehrlagigen Filtern vorgenommen würde. Die Darstellung zu den einlagigen Filtern erfolgt im Abschnitt 3.3.2.

3.3.2 Einlagige resonante Filterstrukturen

Um - wie dargestellt - sicherzustellen, dass das neue Konzept auch realisierbar ist, wurden zunächst einige einlagige resonante Filterstrukturen ohne dielektrische Träger entworfen, dimensioniert, hergestellt und vermessen. Das erste Beispiel ist das bereits im Abschnitt 3.2.2.2 diskutierte Filter aus Kreuzschlitzen in einem quadratischen Gitternetz, dessen mit dem ESB-Modell und mit der SBA berechnetes Transmissionsverhalten in Abbildung 3.10 dargestellt wurde. In Abbildung 3.27 wird das Ergebnis der Messung mit dem aus der SBA-Rechnung verglichen. Man sieht, dass die Ergebnisse bis auf eine leichte Frequenzverschiebung recht gut übereinstimmen.

Da für die Dimensionierung von flächenzentrierten Kreuzschlitzstrukturen in der Literatur kein Ersatzschaltbild zur Verfügung steht, wurden die Parameter auf der Basis des quadratischen Gitternetzes, modifiziert durch beim MPIfR vorhandene Erfahrungswerte, vorgenommen. Die SBA-Berechnung dieser Struktur zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messwerten (Abbildung 3.28).

Um die Ähnlichkeiten, aber auch die Unterschiede zwischen den rechtwinkligen und den flächenzentrierten einlagigen Kreuzschlitzstrukturen diskutieren zu können, wurde eine Reihe weiterer numerischer Untersuchungen durchgeführt. Als Beispiel zeigt Abbildung 3.29 noch einmal das Ergebnis für die flächenzentrierte Kreuzschlitzstruktur aus Abbildung 3.28 und das für ein quadratisches Gitter mit Kreuzen derselben Geometrie, das aus dem flächenzentrierten durch Herausnahme jeweils des zentralen Kreuzes aus einer Gruppe von 5 Kreuzen entsteht. Offensichtlich verringert sich durch diese Herausnahme deutlich die Bandbreite bei einer leichten Verschiebung der Resonanzfrequenz zu niedrigeren Werten.

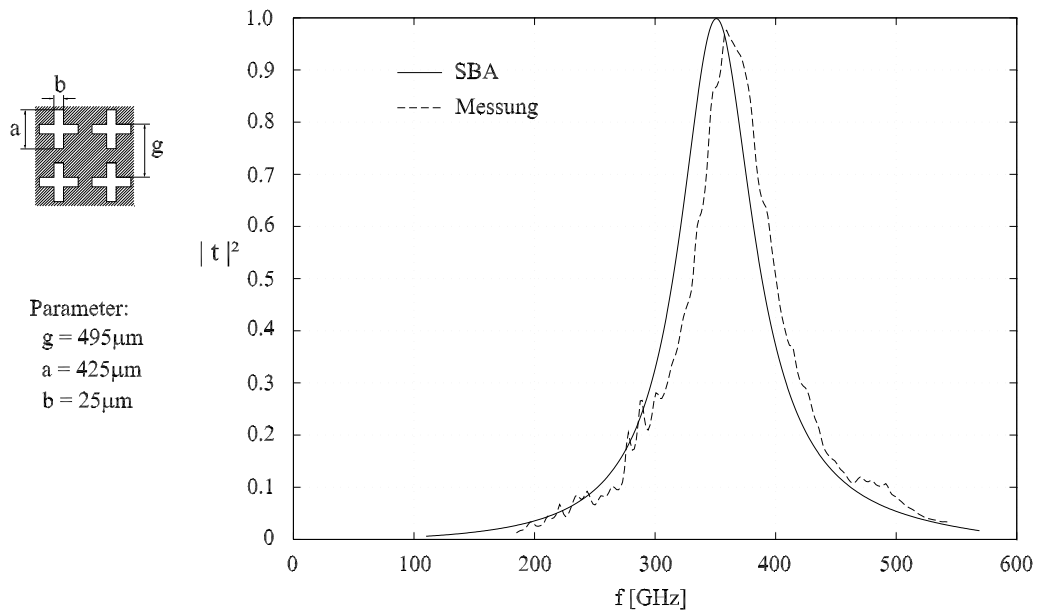


Abbildung 3.27: Transmissionsverhalten einer einlagigen, freistehenden Kreuzschlitzstruktur im quadratischen Gitternetz

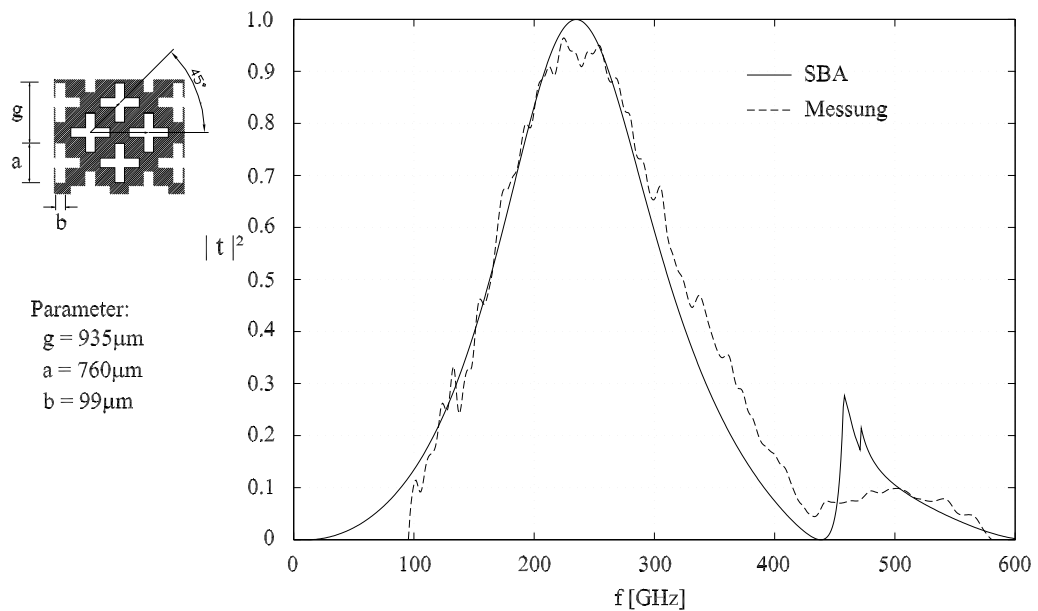


Abbildung 3.28: Transmissionsverhalten einer einlagigen, freistehenden, flächenzentrierten Kreuzschlitzstruktur

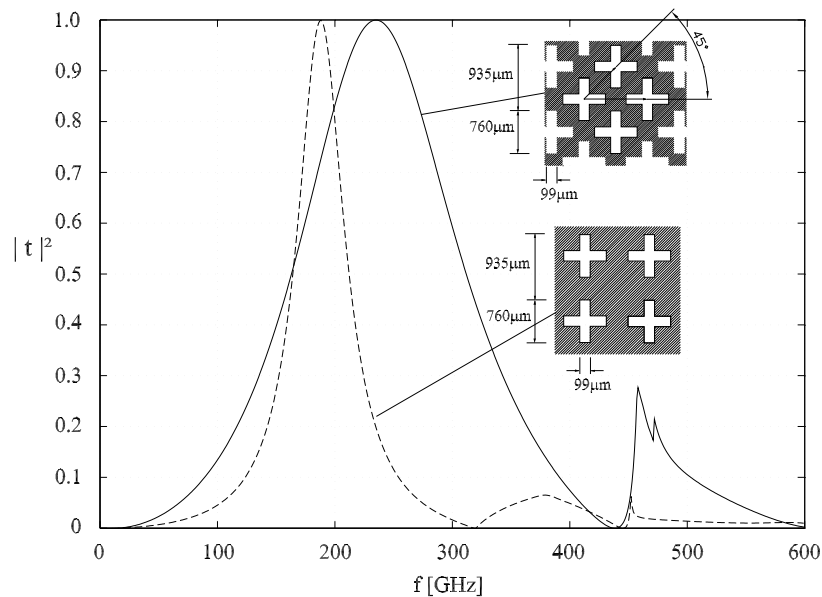


Abbildung 3.29: Transmissionsverhalten einer flächenzentrierten Kreuzschlitzstruktur und einer Kreuzschlitzstruktur im quadratischen Gitternetz

3.3.3 Bandpassfilter mit identischer Geometrie aller Metallisierungsschichten

Wie bereits erwähnt, wird im Folgenden für die Dimensionierung mehrlagiger FSS aus technologischen Gründen von einer identischen Periodizität und von identischen Schlitzabmessungen für alle Metallisierungsebenen ausgegangen. Als Parameter stehen folglich die Schlitzlänge a , die Schlitzbreite b , die Gitterkonstante g und die Dicke d_{sm} ($= d_{s2} = d_{s3} = \dots$) der dielektrischen Schichten ($\epsilon_r = 2.25$) zwischen den Metallisierungen zur Verfügung. Zusätzlich werden zum Schutz der oberen und unteren Metallisierungen zwei weitere dielektrische Schichten aufgebracht, die mit d_{so} und d_{su} bezeichnet werden, wobei hier aufgrund der Vereinfachung $d_{so} = d_{su}$ gewählt wird. Es ist offensichtlich, dass eine systematische Variation aller 5 Parameter in dem Bereich, der technisch sinnvoll sein könnte, zu so vielen Rechnungen führen würde, dass der bis zur endgültigen Festlegung des Designs verfügbare Zeitraum bei weitem überschritten werden würde. Es wurde deshalb versucht, durch eine Kombination aus einer systematischen und einer intuitiven, sich an den jeweiligen Ergebnissen orientierenden Parametervariation zu günstigen Lösungen zu kommen. In den Abbildungen 3.30 und 3.31 werden zwei Beispiele für die so gefundenen Parametersätze zum einen für eine dreilagige und zum anderen für eine vierlagige Kreuzschlitzstruktur im quadratischen

Gitternetz präsentiert. Dargestellt wird jeweils das Ergebnis aus der SBA-Rechnung und aus der Messung. Aus der SBA ergibt sich für beide Filter eine hohe Flankensteilheit in der Nähe der rechten Kante bei $f = 375$ GHz, jedoch verknüpft mit jeweils tiefen Einbrüchen im Durchlassbereich. Das vierlagige Filter weist im Vergleich zu dem dreilagigen eine höhere Flankensteilheit auf, zeigt aber - wie auch das dreilagige - im Frequenzbereich zwischen 500 und 600 GHz starke Durchbrüche. Die gemessene Kurven liegen im Durchlassbereich durchschnittlich 20% unter den berechneten Kurven. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei der Berechnung mit Hilfe der SBA sowohl die dielektrischen als auch die metallischen Verluste nicht berücksichtigt wurden, da entsprechende Daten weder in der Literatur vorliegen noch durch Messungen an den fertig gestellten Filter ermittelt werden können und sich Schätzungen als wertlos erwiesen. Da die Berechnungen ohne Verluste jedoch offensichtlich die prinzipiellen Verläufe der gemessenen Werte wiedergeben, werden Verluste auch bei den folgenden Rechnungen nicht mit einbezogen.

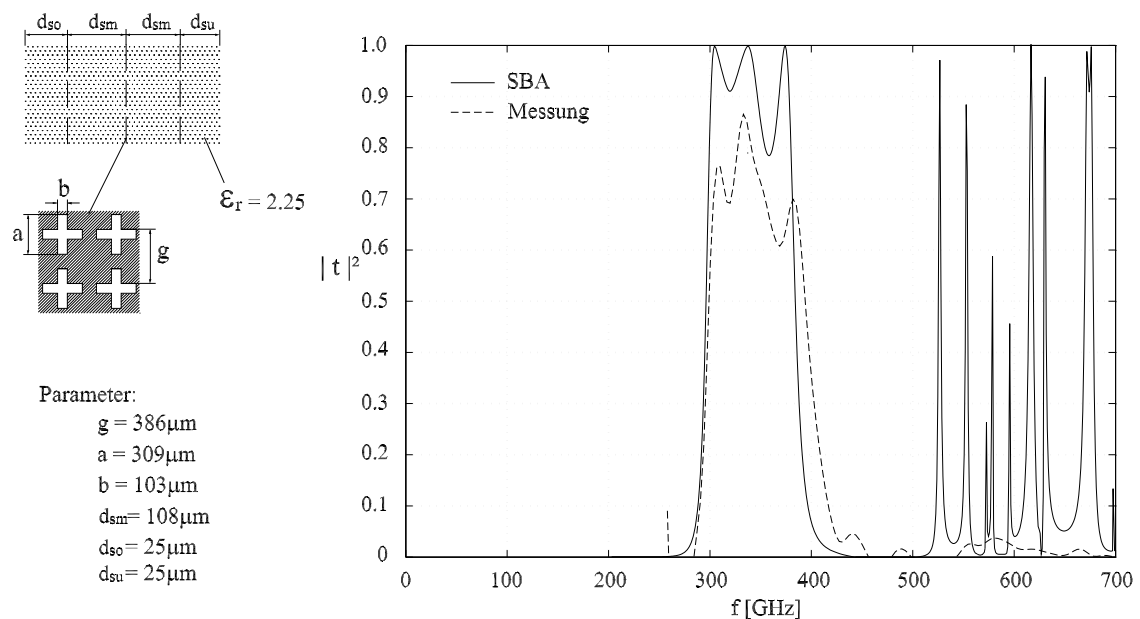


Abbildung 3.30: Transmissionsverhalten des dreilagigen Bandpassfilters mit Kreuzschlitzstruktur im quadratischen Gitternetz

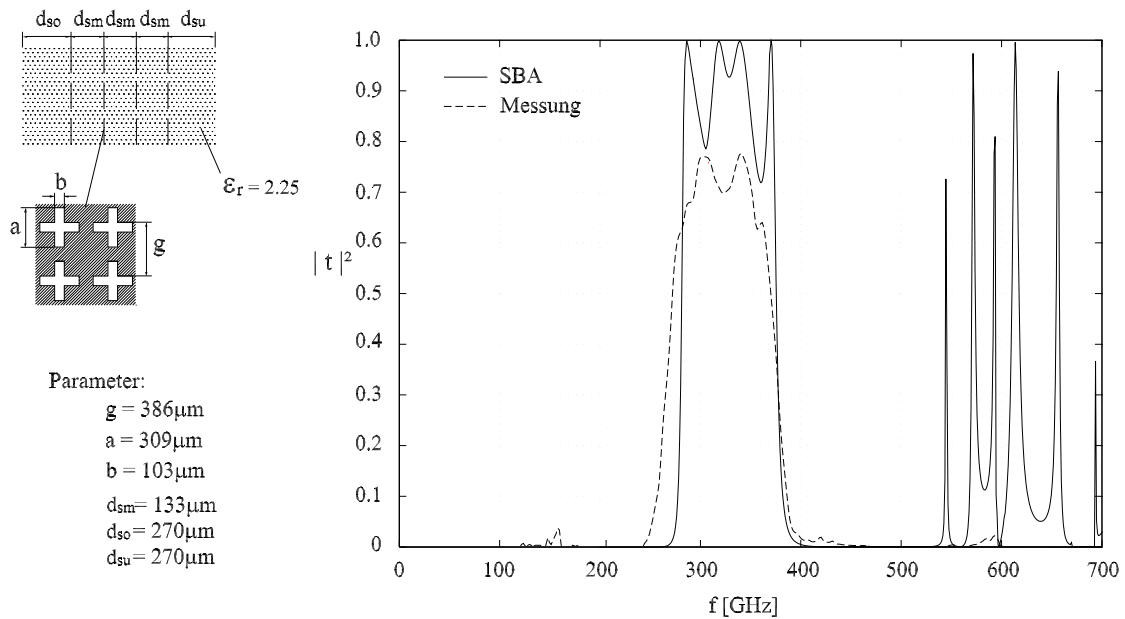


Abbildung 3.31: Transmissionsverhalten des vierlagigen Bandpassfilters mit Kreuzschlitzstruktur im quadratischen Gitternetz

Durch den Vergleich von einlagigen Kreuzschlitzstrukturen in einem quadratischen Gitternetz mit den entsprechenden flächenzentrierten Geometrien (z.B. Abbildung 3.29) war festgestellt worden, dass letztere breitbandiger sind. Es wurden deshalb auch drei- und vierlagige flächenzentrierte Kreuzschlitzstrukturen durch Parametervariation optimiert, wobei als Ausgangsposition die Parameter der in Abbildung 3.29 gezeigten einlagigen Strukturen mit einer entsprechenden Frequenztransformation verwendet wurden. Die Ergebnisse der SBA-Rechnung und der Messung sind in Abbildung 3.32 und Abbildung 3.33 dargestellt. Durch die dichtere Packung im flächenzentrierten Gitter wird vor allem erreicht, dass die Durchbrüche im höheren Frequenzbereich deutlich reduziert sind. Für das Verhalten im Durchlassbereich konnte jedoch schon durch den Optimierungsprozess auf der Basis der Parametervariation ein zufriedenstellender Verlauf erzielt werden, was sich auch durch die Messung bestätigte. Insgesamt ergab der Vergleich zwischen den flächenzentrierten und den quadratischen Gitternetzen, dass bei ersteren die Übereinstimmung zwischen SBA- und Messergebnissen etwas besser ist.

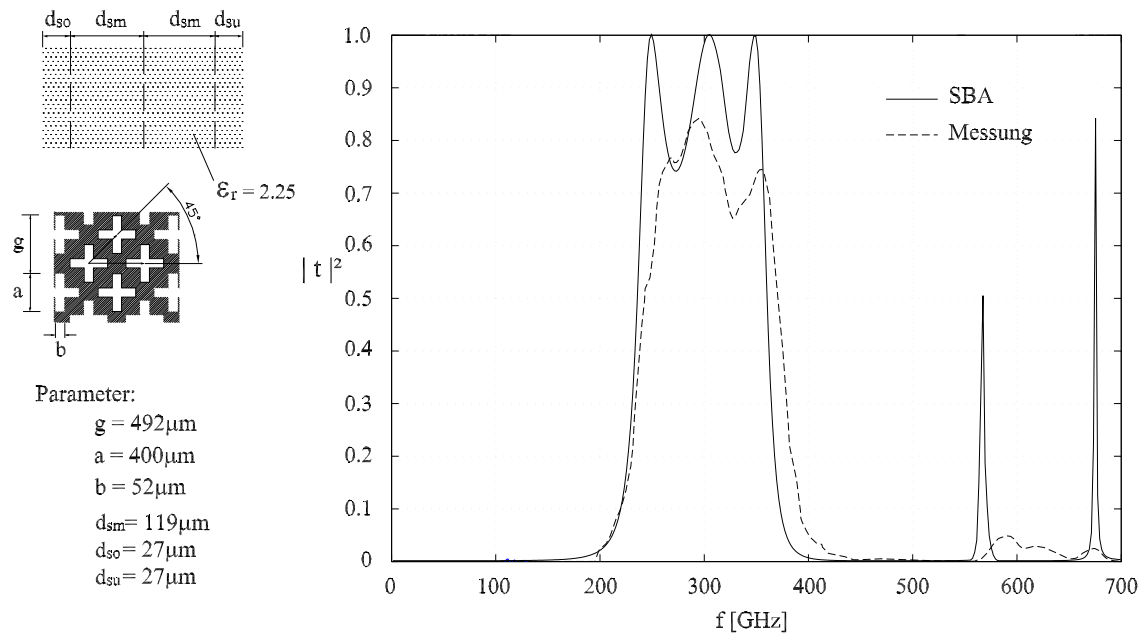


Abbildung 3.32: Transmissionsverhalten des dreilagigen Bandpassfilters mit flächenzentrierter Kreuzschlitzstruktur

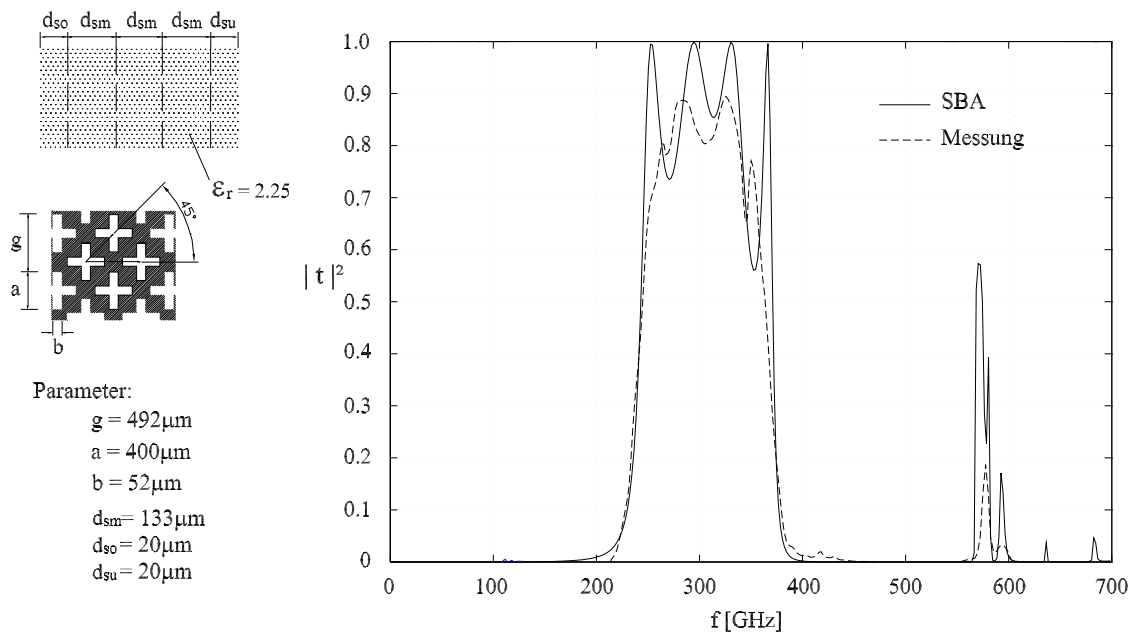


Abbildung 3.33: Transmissionsverhalten des vierlagigen Bandpassfilters mit flächenzentrierter Kreuzschlitzstruktur

3.3.4 Tiefpassfilter

Wie im Abschnitt 3.3.1 dargestellt wurde, soll die geforderte hohe Dämpfung der gesamten Filterstruktur im Bereich von ca. 600 bis 750 GHz mit einem Tiefpass erzielt werden. Aus Abschnitt 3.2.2.1 folgt, dass ein solcher Tiefpass auf der Basis kapazitiver quadratischer Strukturen realisiert werden kann. Ausgehend von dem Ersatzschaltbild und nachfolgender Parametervariation, wieder für identische Metallisierungen in allen Ebenen und identische Dicken der dielektrischen Träger sowie für eine obere und untere Schutzschicht, werden die Parameter für ein dreilagiges Tiefpassfilter mit kapazitiven quadratischen Strukturen bestimmt (Abbildung 3.34), dessen Transmissionsverhalten die gewünschte gute Dämpfung im oberen Bereich aufweist. Dieser Tiefpass wurde noch nicht vermessen. Aufgrund früherer Untersuchungen [43, 44, 47] ist die Herstellung des Filters als unkritisch einzustufen. Da an das Filter insgesamt keine hohen Anforderungen gestellt werden müssen, ist eine weiterführende Optimierung nicht notwendig.

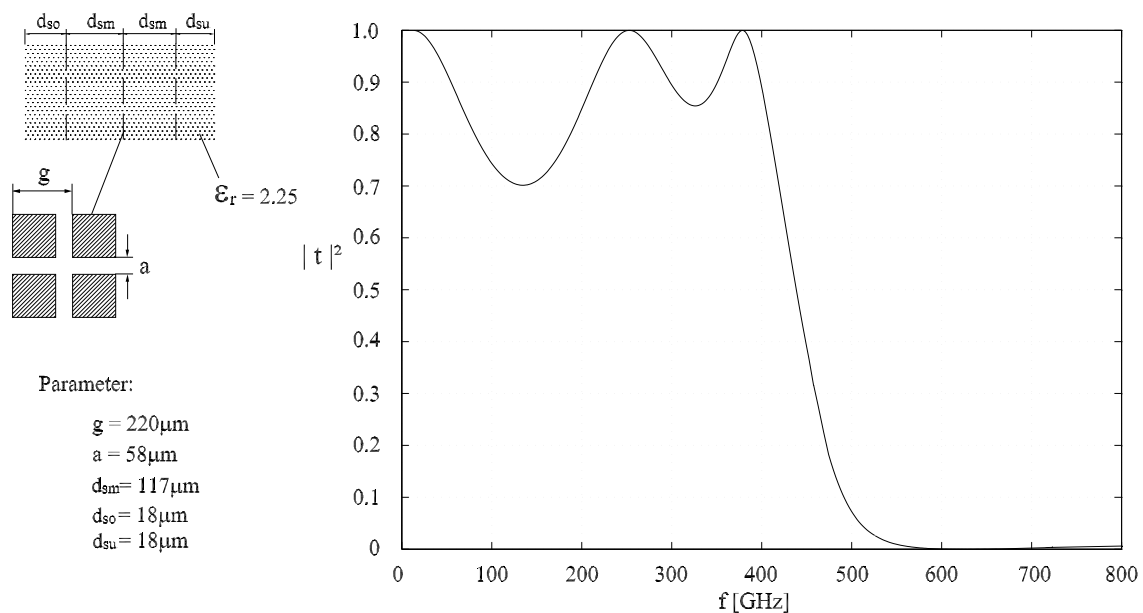


Abbildung 3.34: Transmissionsverhalten des dreilagigen Tiefpassfilters mit kapazitiver quadratischer Struktur, berechnet mit der SBA

3.4 Optimierung mit Hilfe der PSO

3.4.1 Integration der PSO in die SBA

Die Integration des PSO-Algorithmus in die SBA ermöglicht eine systematische Untersuchung zu den Parametern sehr komplexer FSS-Strukturen, deren Transmissions-/Reflexionseigenschaften bestimmten Filteranforderungen entsprechen sollen [82]. Damit bietet das Verfahren eine Möglichkeit, die numerische Modellbildung der Filterstrukturen zielgerecht zu verfolgen und so zu Ergebnissen zu kommen, die zum Teil deutlich besser sind als die, die mit der Parametervariation erreicht werden konnten. Wie im Abschnitt 2.2.2 dargestellt, wird zur Lösung der Integralgleichung das gesamte Modell mit Hilfe der Basisfunktionen der Strommoden beschrieben. Da mit Hilfe der ungleichförmigen Rasterung die Segmentierung der Basisfunktionen beliebig gewählt wird und so weitgehend beliebige Abmessungen für die Geometrien der Metallisierungen modelliert werden können, ist die Flexibilität gegeben, mittels Variationen von nur wenigen Parametern verschiedene Strukturen zu simulieren. Diese Parameter werden in der PSO zu einem Zustandsvektor zusammengefasst, der als Partikel im Suchraum nach dem Optimum sucht (siehe Abschnitt 2.3). Die Position eines jeden Partikels (Zustandsvektors) wird durch eine Zielfunktion (Fitnessfunktion) beurteilt, welche den Filteranforderungen zu Grunde gelegt wird. Die Bewegungen aller Partikel im gesamten Partikelschwarm in die Richtung des Optimums führen zu Rekonfigurationen der Filterstrukturen und schließlich zu einer optimierten Lösung.

Die zu optimierenden Parameter einer mehrfach geschichteten FSS-Struktur, die mit der SBA berechnet wird, sind:

- Geometrie der Urzelle
- Gitterkonstante und Verschiebungsvektoren
- Dicke und Permittivitäten der dielektrischen Schichten
- Einfallswinkel der anregenden Welle

Da in Hinblick auf die Anwendung davon ausgegangen werden kann, dass die einfallenden Felder nahezu senkrecht auf die Oberfläche der FSS-Strukturen treffen, wird in dieser Arbeit weiterhin nur der senkrechte Einfall betrachtet, und deshalb werden für die Optimierung nur die ersten drei Kriterien in Betracht gezogen. Die gewählten Optimierungsparameter

bilden im Allgemeinen einen n -dimensionalen Suchraum, dessen Begrenzungen durch die Definitionsbereiche der einzelnen Parameter bestimmt werden. Für die Festlegung der unteren und oberen Schranken eines jeden Parameters werden Erfahrungswerte vor allem aus Ersatzschaltbildmodellen, aber auch aufgrund von durch die Technologie bedingten Anforderungen verwendet. So werden z.B. die Grenzen für die Dicke des Dielektrikums zwischen zwei benachbarten Metallisierungen wieder durch

$$d_{sm} = \frac{\lambda}{4} \pm 15\% \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{c_0}{f_0 \sqrt{\varepsilon_r}} \quad (3.46)$$

festgelegt.

Aus dem beabsichtigten Einsatz für astronomische Messungen ergibt sich, dass vor allem folgende Forderungen an die Transmissionseigenschaften durch die Fitness-Funktion abgebildet werden müssen:

- Hohe Transmission im (Teil-)Durchlassbereich
- Große Dämpfung im (Teil-)Sperrbereich
- Hohe Flankensteilheit bei der „cut-off“-Frequenz
- Angabe der Bandbreite (Bandpass bzw. Bandsperre)

Für die Formulierung der Fitness-Funktion wird in der vorliegenden Arbeit von Maximierungsproblemen ausgegangen. So kann die zu maximierende, integrale Größe der Transmissionseigenschaften im Durchlassbereich näherungsweise mit Hilfe des arithmetischen Mittelwertes des Transmissionsfaktors über die gesamte Bandbreite erfasst werden, so dass die Fitness-Funktion die Form

$$F_T(\vec{x}) = |t|^2_{arithm} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |t(f_i)|^2, \quad f_1 = f_u, \dots, f_n = f_o \quad (3.47)$$

annimmt. n ist die Anzahl der betrachteten äquidistanten Frequenzpunkte von der unteren Grenze f_u bis zur oberen Grenze f_o des Frequenzbandes.

Für die Darstellung der Dämpfung im Sperrbereich kann die Fitness-Funktion zu

$$F_S(\vec{x}) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (1 - |t(f_i)|^2). \quad (3.48)$$

formuliert werden. Somit wird das vorliegende Minimierungsproblem in ein Maximierungsproblem überführt.

Die Flankensteilheit des Filters wird durch die Transmissionen bei zwei „cut-off“-Frequenzen f_{c1} und f_{c2} charakterisiert (siehe Abbildung 3.26). Die Fitness-Funktion für die Flankensteilheit lautet:

$$F_{Fl}(\vec{x}) = |t(f_{c1})|^2 - |t(f_{c2})|^2. \quad (3.49)$$

Die gesamte Fitness-Funktion des Optimierungsproblems setzt sich aus einer oder mehreren Teilfunktionen zusammen. Im letzteren Fall werden die Teilfunktionen je nach ihrer Priorität entsprechend gewichtet, so dass

$$F(\vec{x}) = w_1 F_1(\vec{x}) + w_2 F_2(\vec{x}) + \dots, \quad (3.50)$$

wobei w_1, w_2, \dots die Gewichtungsfaktoren sind.

Die Festlegung der PSO-Parameter erfolgt nach Abschnitt 2.3.5.3, d.h.:

Die Anzahl der Partikel im gesamten Schwarm wird zu

$$N = 50 \quad (3.51)$$

gesetzt.

Das Dämpfungsgewicht ν wird nach Gl. (2.68) mit

$$\nu_o = 0.9 \text{ und } \nu_u = 0.3 \quad (3.52)$$

so festgelegt, dass am Anfang eine globale und am Ende eine überwiegend lokale Suche stattfindet.

Beide Lern-Konstanten c_1 und c_2 werden erfahrungsgemäß

$$c_1 = c_2 = 2.0 \quad (3.53)$$

gesetzt.

Und schließlich gilt für die maximale Geschwindigkeit \vec{v}_{max} zur Beschränkung der Bewegung:

$$\vec{v}_{max} = (g, a, b, d_{s1}, d_{s2}, \dots)_{max} = 0.5(\vec{x}_{max} - \vec{x}_{min}). \quad (3.54)$$

Der Ablauf zur Optimierung der FSS-Strukturen wird mittels des in Abbildung 3.35 gezeigten Flussdiagramms anschaulich dargestellt.

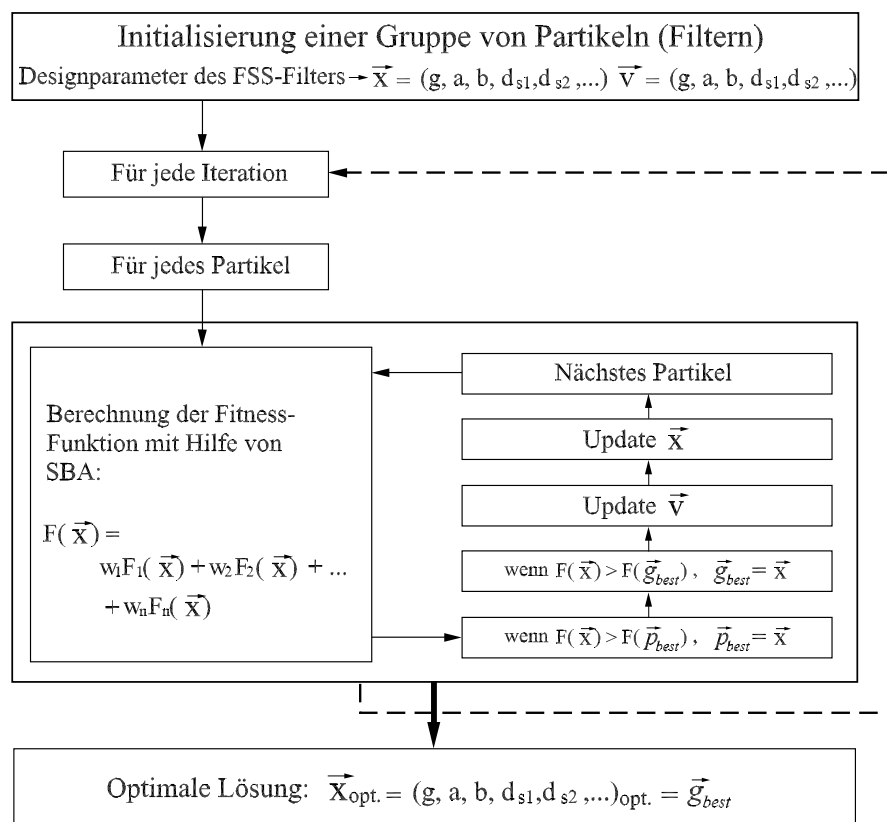


Abbildung 3.35: Flussdiagramm des PSO-Algorithmus zur Optimierung von FSS-Strukturen

3.4.2 Optimierung mehrlagiger Bandpassfilter mit flächenzentrierten Kreuzschlitzstrukturen

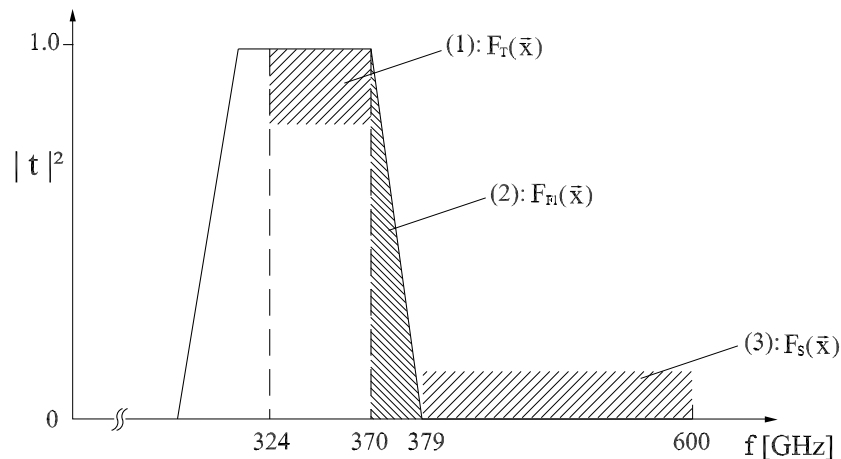


Abbildung 3.36: Filteranforderungen an das Bandpassfilter und die dazugehörigen Teil-Fitnessfunktionen

Auf der Basis der im Abschnitt 3.3.3 dargestellten Ergebnisse wurde entschieden, dass die Optimierung des dort entwickelten Bandpasses mit Hilfe der PSO für die flächenzentrierten Kreuzschlitzstrukturen durchgeführt werden soll. Dazu werden die Filteranforderungen aus Abbildung 3.36 nochmals näher spezialisiert und in der Form von drei Teil-Fitnessfunktionen (siehe Abschnitt 3.4.1) dargestellt. Es werden (Abbildung 3.36)

- (1) Hohe Transmission im Bereich 324 - 370 GHz: $F_T(\vec{x}) > 0.9$
- (2) Hohe Flankensteilheit im Bereich 370 - 379 GHz: $F_{Fl}(\vec{x}) > 0.85$
- (3) Hohe Dämpfung im Bereich 379 - 600 GHz: $F_S(\vec{x}) > 0.95$

benötigt. Die Umsetzung dieser Anforderungen führt bei einer linearen Gewichtung der Kriterien (1) - (3) zu einer gesamten Fitness-Funktion

$$F(\vec{x}) = w_1 F_T(\vec{x}) + w_2 F_{Fl}(\vec{x}) + w_3 F_S(\vec{x}) \quad (3.55)$$

mit den drei Teilfunktionen

$$F_T(\vec{x}) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |t(f_i)|^2, \quad f_1 = 324GHz, \dots, f_n = 370GHz, \quad n = 20 \quad (3.56)$$

$$F_{Fl}(\vec{x}) = |t(f_{c1})|^2 - |t(f_{c2})|^2, \quad f_{c1} = 370GHz \text{ und } f_{c2} = 379GHz \quad (3.57)$$

und

$$F_S(\vec{x}) = \left(1 - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |t(f_i)|^2\right), \quad f_1 = 379GHz, \dots, f_n = 600GHz, \quad n = 20. \quad (3.58)$$

w_1, w_2 und w_3 sind die Gewichtungen der jeweiligen Teilfunktionen. Für diese wird

$$\sum_{i=1}^3 w_i = 1 \quad (3.59)$$

festgelegt, so dass die gesamte Fitness-Funktion $F(\vec{x})$ Werte zwischen 0 und 1 annimmt. Aus der Diskussion über die Wichtigkeit der Filteranforderungen (1) bis (3) werden

$$w_1 = w_3 = 0.3 \quad (3.60)$$

und

$$w_2 = 0.4 \quad (3.61)$$

gesetzt.

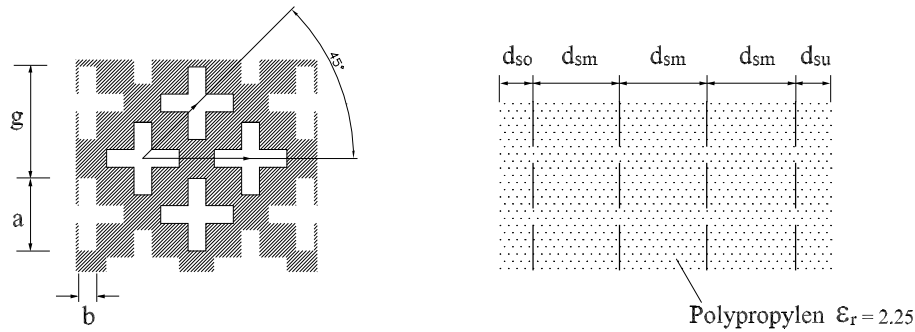


Abbildung 3.37: Schematische Darstellung eines vierlagigen Bandpassfilters mit flächenzentrierter Kreuzschlitzstruktur

In Abbildung 3.37 sind nochmals die Parameter des zu optimierenden Bandpasses dargestellt: Die Parameter der Metallisierung g , a , und b und die Schichtdicken d_{sm} , d_{so} und d_{su} , wobei nun die Außenschichtdicken d_{so} und d_{su} unterschiedlich gewählt werden können, so dass ein 6-dimensionales Optimierungsproblem entsteht. Die Grenzen des Lösungsraums werden auf der Basis der bisherigen Erfahrungen und aus technologischen Gründen für jede Größe wie folgt festgelegt:

$$g \in (380, 480); a \in (310, 370); b \in (40, 140);$$

$$d_{sm} \in (80, 170); d_{so} \in (20, 60); d_{su} \in (20, 60).$$

Neben dem vierlagigen wird auch das dreilagige Filter (siehe Abbildung 3.32) untersucht. Da für dieses ebenfalls in allen Schichten identische Metallisierungen und identische Dicken d_{sm} der dielektrischen Schichten vorgegeben werden, handelt es sich bei dem dreilagigen Bandpassfilter wieder um ein 6-dimensionales Optimierungsproblem.

Abbildung 3.38 zeigt das Konvergenzverhalten von g_{best} für das vierlagige Filter. Nach etwa 40 Iterationen konvergiert g_{best} zu einem hohen Fitness-Wert von

$$F(\vec{x}) = 0.95. \quad (3.62)$$

Der entsprechende optimale Lösungsvektor ist

$$\vec{g}_{best} = (g, a, b, d_{sm}, d_{so}, d_{su})_{best} = (451.9, 387.2, 50.1, 157.0, 20.1, 20.3) \quad (3.63)$$

In Abbildung 3.39 ist der Transmissionsfaktor dieses optimierten Bandpassfilters dargestellt. Der Transmissionsfaktor des nur durch Parametervariation dimensionierten Bandpasses (siehe Abbildung 3.33) ist zum Vergleich ebenfalls aufgetragen. Für die kritischen Anforderungen konnten folgende Ergebnisse erzielt werden:

Die einzelnen Fitness-Werte der Teilfunktionen ergeben sich zu

$$F_T(\vec{x}) = 0.95 \text{ für den Durchlassbereich (1),} \quad (3.64)$$

$$F_{Fl}(\vec{x}) = 0.92 \text{ für die Flankensteilheit (2)} \quad (3.65)$$

und

$$F_S(\vec{x}) = 0.99 \text{ für den Sperrbereich (3),} \quad (3.66)$$

d.h., alle Anforderungen an das Bandpassfilter werden durch dieses optimierte Filter erfüllt.

Abbildungen 3.40 und 3.41 stellen die Ergebnisse eines dreilagigen Filters mit

$$\vec{g}_{best} = (g, d, w, d_{sm}, d_{so}, d_{su})_{best} = (474.2, 352.3, 59.2, 159.2, 24.4, 24.3) \quad (3.67)$$

dar.

Der Optimierungsprozess konvergiert zwar schneller als der des vierlagigen Filters, es wird aber auch nur ein kleinerer Fitness-Wert von

$$F(\vec{x}) = 0.9 \quad (3.68)$$

erreicht. Die Filteranforderungen werden teilweise gut erfüllt. In den Bereichen (1) und (3) liefert das Filter gute Ergebnisse mit

$$F_T(\vec{x}) = 0.95 \text{ für den Durchlassbereich (1),} \quad (3.69)$$

und

$$F_S(\vec{x}) = 0.98 \text{ für den Sperrbereich (3).} \quad (3.70)$$

Dagegen ist im Bereich (2) die Flankensteilheit geringer:

$$F_{Fl}(\vec{x}) = 0.80 \text{ für die Flankensteilheit (2).} \quad (3.71)$$

Das vierlagige Filter zeigt im Vergleich zum dreilagigen bessere Transmissionscharakteristiken. Für die praktische Anwendung sind noch die Verluste sowohl im Metall als auch im Dielektrikum zu berücksichtigen; deshalb wird versucht, die Anzahl der Schichten gering zu halten. Aus diesem Grund ist das dreilagige Filter ebenfalls interessant, wenn man einige Abweichungen von den Filteranforderungen akzeptiert.

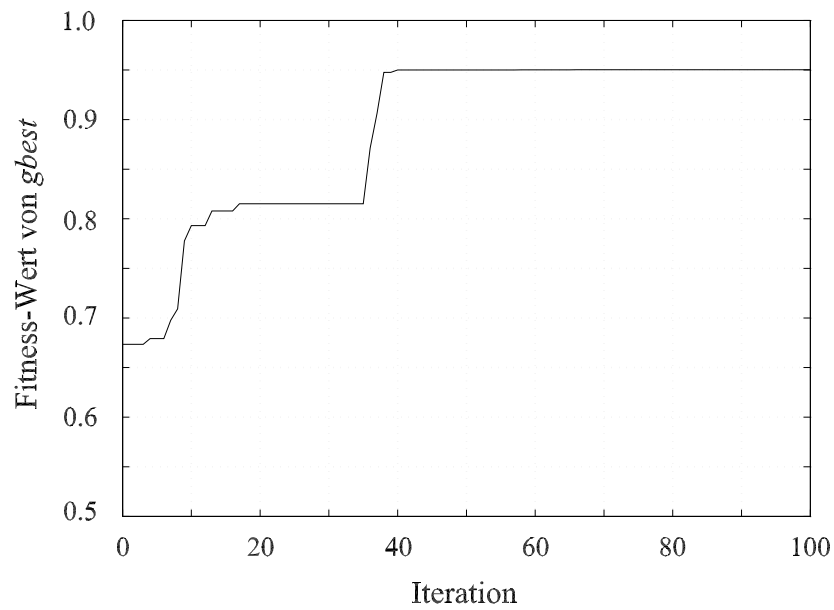


Abbildung 3.38: Konvergenzverhalten des besten Fitness-Wertes (vierlagiges Bandpassfilter)

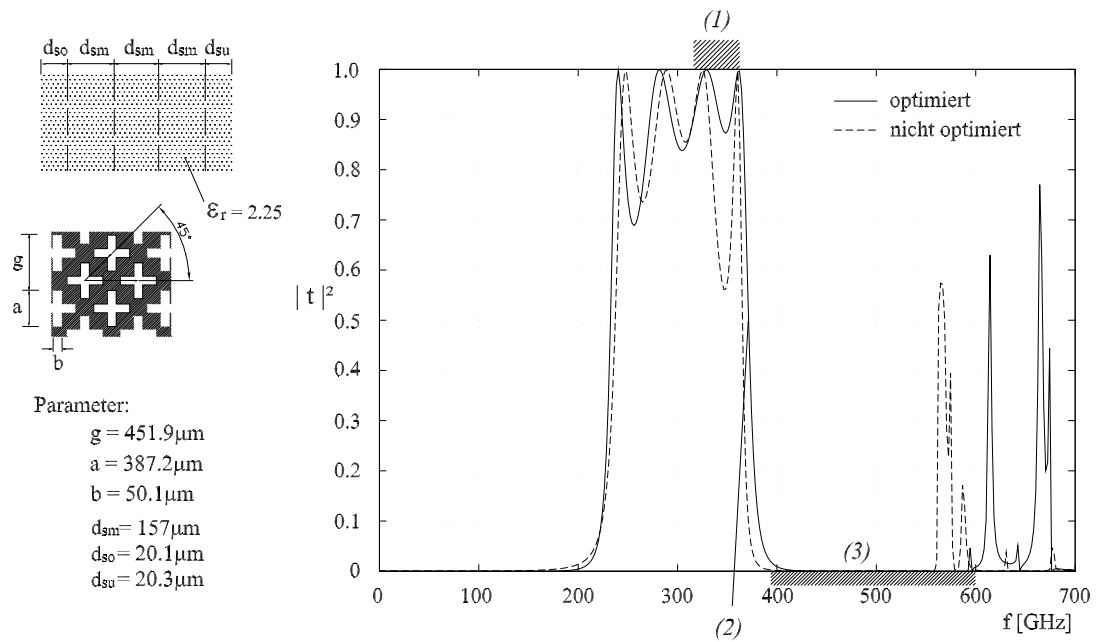


Abbildung 3.39: Transmissionsverhalten des optimierten vierlagigen Bandpassfilters

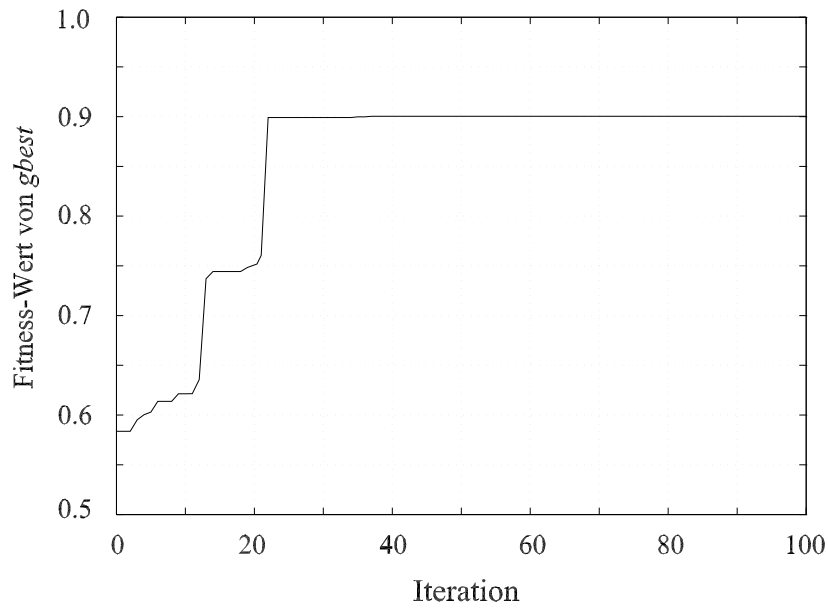


Abbildung 3.40: Konvergenzverhalten des besten Fitness-Wertes (dreilagiges Bandpassfilter)

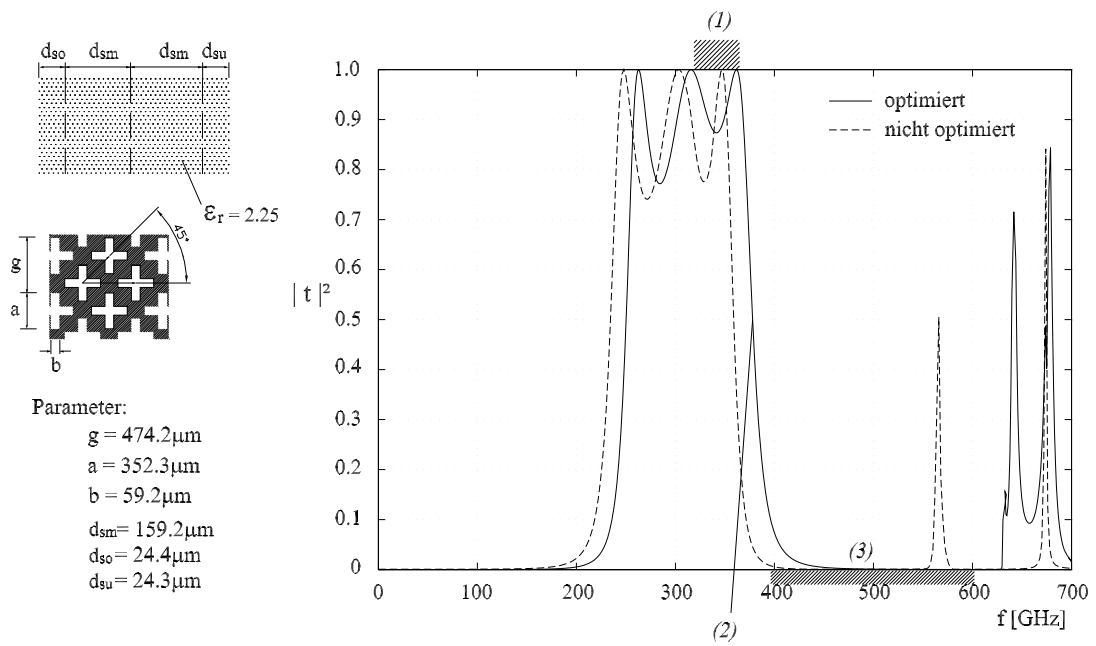


Abbildung 3.41: Transmissionsverhalten des optimierten dreilagigen Bandpassfilters

Kapitel 4

Absorbierende FSS für Bolometersysteme

4.1 Überblick über den derzeitigen Entwicklungsstand

FSS mit verlustbehafteten Metallisierungen werden als Absorber in verschiedenen Bereichen der Technik eingesetzt [16, 17, 19, 113, 114]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden sie für die Anwendung als Absorberschichten in Bolometersystemen [115, 116] für Millimeter-Wellenempfänger diskutiert. Ziel dieses Kapitels ist es, zunächst die Parameter von Bolometerstrukturen mit kontinuierlich belegter Absorberschicht so zu bestimmen, dass die absorbierte Verlustleistung maximal wird. Danach soll eine neuartige Absorberanordnung auf der Basis der FSS-Technologie entwickelt werden. Durch die Optimierung der Designparameter soll untersucht werden, welche Wirkungsgrade erreicht werden können. Die Untersuchung der Bolometeranordnungen soll für die Detektion in dem 1.2 mm-Fenster erfolgen (siehe auch Abschnitt 3.1).

Ein Bolometer ist ein Strahlungssensor, der die abgestrahlte Leistungsdichte von meist schwachen Licht-, Infrarot-, Ultraviolett- oder Mikrowellen-Quellen detektieren kann, indem er die durch Absorption stattfindende Erwärmung registriert [117].

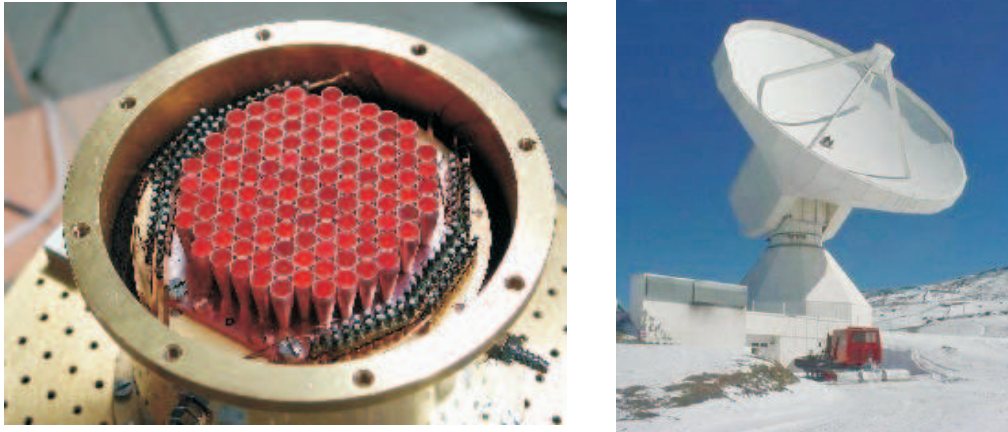


Abbildung 4.1: 117-Pixel MAMBO-2-Bolometer-Kamera des IRAM-30-Meter-Radioteleskops in Südspanien (Bilder: MPIfR Bonn, IRAM [99, 118])

Im Bereich der Wellenlängen von etwa $200 \mu\text{m}$ bis 2 mm sind Bolometer die empfindlichsten Empfänger für Kontinuumsstrahlung¹. Dieser Teil des (Sub)millimeterwellenspektrums ist astronomisch äußerst interessant, jedoch werden Beobachtungen durch die Absorption des Wasserdampfs in der Erdatmosphäre stark erschwert (siehe auch Abschnitt 3.1). Erschlossen wird dieser Spektralbereich zur Zeit durch zunehmend leistungsfähigere Radioteleskope auf Standorten in großer Höhe, bei denen Trockenheit und niedrige Umgebungstemperaturen einen niedrigen Wasserdampfgehalt garantieren. Da selbst an den besten Standorten exzellente Bedingungen für Submillimeterbeobachtungen nur für einen kleinen Anteil der Zeit auftreten, müssen Detektoren mit einer Empfindlichkeit, die an die Grenze des so genannten Photonerauschens reicht, entwickelt werden. Dies ist möglich mit Bolometern, die bei einer Betriebstemperatur unterhalb von 1 K arbeiten [119].

Das Max-Planck-Institut für Radioastronomie (MPIfR) in Bonn ist weltweit führend in der technologischen Entwicklung von Bolometer-Kameras für radiometrische Untersuchungen [120, 121]. Im Jahre 1980 begannen die Bolometerentwicklungen am MPIfR mit einem elementigen Bolometer für den Betrieb bei 1.5 K . Da viele astronomische Anwendungen die Kartierung großer Himmelsareale erfordern, kann die Beobachtungszeit erheblich reduziert werden, wenn eine möglichst große Anzahl von Bolometern in der Fokalebene des

¹Unter Kontinuumsstrahlung versteht man elektromagnetische Strahlung, deren Intensität sich nur langsam und stetig mit der Wellenlänge ändert.

Teleskops angeordnet wird. Mit den Mitteln moderner Mikromechanik ist dieses möglich geworden. Das MPIfR nahm an der rasanten Entwicklung der lithografischen Mikrostrukturierung aktiv teil und entwickelte ab 1991 mehrelementige Bolometer-Kameras. Im Jahr 2002 kam das 117-Elemente MAMBO-Array (Max-Planck Millimeter Bolometer) erstmals am IRAM²-30m-Radioteleskop auf dem Pico Veleta in Südspanien zum Einsatz (siehe Abbildung 4.1).

Den aktuellen Stand der Bolometerentwicklung am MPIfR markiert die Large APEX (siehe Abschnitt 3.1) Bolometer-Kamera (LABOCA) mit 295 Einzelbolometern (Abbildung 4.2). Für die Zukunft wird erwartet, dass Arrays mit Tausenden von Elementen einsatzfähig sind.

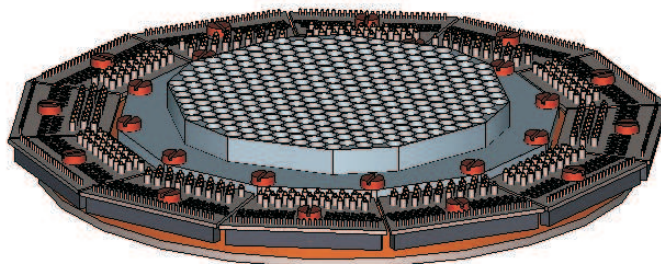


Abbildung 4.2: Neues 295-Elemente LABOCA-Bolometerarray für den Einsatz am APEX-Teleskop, weitere Details in Abbildung 4.3 (Bild: MPIfR Bonn [99])

²Das Institut für Radioastronomie im Millimeterbereich (IRAM) wurde 1979 als eine multinationale Kollaboration gegründet. Partner sind die Max-Planck-Gesellschaft (MPG), das französische Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) und das spanische Instituto Geografico Nacional. Mit dem 30m Millimeter-(Einzel-)Teleskop auf dem Pico Veleta nahe Granada und dem sechselementigen Plateau de Bure Interferometer in den französischen Alpen verfügt IRAM über die bei weitem leistungsfähigsten Instrumente der Millimeterastronomie.

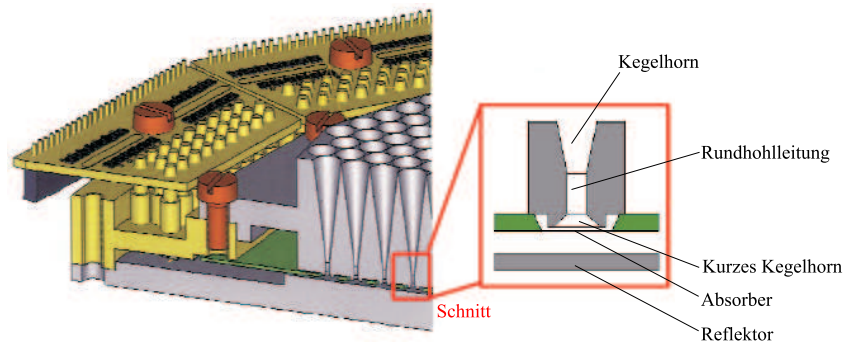


Abbildung 4.3: Ausschnitt durch LABOCA mit einem Schnittbild eines einzelnen Bolometers (Bild: MPIfR Bonn [121])

Abbildung 4.3 zeigt einen Ausschnitt aus LABOCA mit einem Schnittbild eines einzelnen Bolometers. Bei diesem speist ein Kegelhorn eine kurze Rundhohlleitung (Länge etwa zweifacher Durchmesser), die als Hochpassfilter die langwellige Grenze der spektralen Systemempfindlichkeit definiert. Am Ende der Hohlleitung schließt sich ein weiteres, sehr kurzes Kegelhorn an, das die Strahlung dann auf die eigentliche Absorberschicht lenkt. Zur Verbesserung der Einkopplung in diese Schicht befindet sich im Abstand von $\lambda/4$ zum Absorber ein Reflektor. Im Folgenden werden zum einen Absorber aus kontinuierlich belegten Schichten (Abschnitt 4.2) und zum anderen Absorber auf der Basis von resonanten FSS-Strukturen (Abschnitt 4.3) untersucht, um Designparameter für eine Bolometerstruktur für das 1.2 mm-Fenster (siehe Abbildung 3.1) zu erarbeiten. Als Ziel der Dimensionierung der Strukturen wurde vom MPIfR festgelegt, eine möglichst große Absorption über eine Bandbreite von 250 ± 50 GHz zu realisieren, d.h., die integrale, auf die eingespeiste Leistung normierte Verlustleistung über die gesamte Bandbreite zu maximieren. Bezeichnet man mit $P_A(f)$ die bei einer eingespeisten Leistung $P_S(f)$ im Absorber bei der Frequenz f umgesetzte Leistung, dann kann diese integrale, normierte Verlustleistung durch den arithmetischen Mittelwert

$$P_{A,arithm} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n P_{NA}(f_i) \quad (4.1)$$

mit

$$P_{NA}(f_i) = \frac{P_A(f_i)}{P_S(f_i)} \quad (4.2)$$

bei äquidistanten Frequenzpunkten ($f_1 = 200$ GHz, ..., $f_n = 300$ GHz) approximiert werden. Mit der Beschränkung auf den Frequenzbereich von 200 bis 300 GHz wird zwar nicht das gesamte 1.2 mm-Fenster überdeckt, das Erreichen dieser Bandbreite stellt jedoch aus bisheriger Sicht schon ein sehr ehrgeiziges Ziel dar.

4.2 Absorber aus kontinuierlich belegten Schichten

Abbildung 4.4 zeigt die wesentlichen Elemente eines einzelnen Bolometers: die Rundhohlleitung, das Kegelhorn, die kreisförmige Absorberschicht und den Reflektor. In einem vereinfachten Modell entspricht der Bereich zwischen der Absorberschicht und dem Reflektor einer kurzgeschlossenen $\lambda/4$ -Leitung, die Absorberschicht entspricht einem Widerstand der Impedanz 377Ω (bei einer Flächenimpedanz von $Z^F = Z_0 = 377 \Omega$) und der Raum zwischen Hornöffnung und Absorberschicht einer weiteren vorgeschalteten Leitung. Der Kurzschluss transformiert sich an den Anfang der $\lambda/4$ -Leitung als Leerlauf, so dass sich keine Reflexionen ergeben, wenn die Impedanz, die die Bolometerschicht darstellt, gleich der Impedanz des Leitungsstücks davor ist. Da dieses grobe Modell nicht der realen Anordnung entspricht, muss für weiterführende Untersuchungen ein verbessertes Modell verwendet werden.

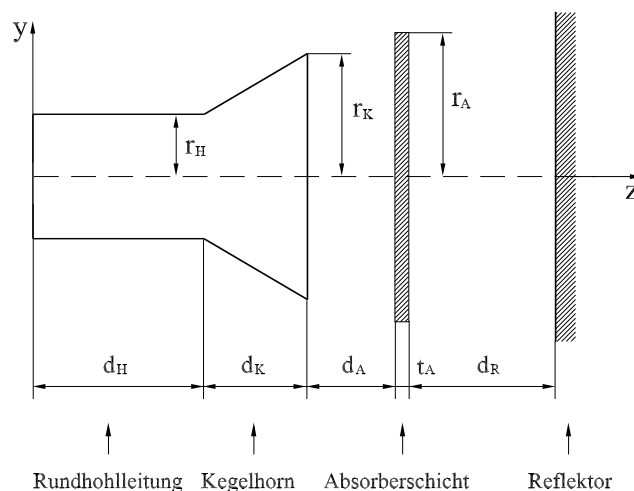


Abbildung 4.4: Schnitt durch die Bolometeranordnung, bestehend aus einer Rundhohlleitung, einem Kegelhorn, einer kontinuierlich belegten Absorberschicht und einem Reflektor

Die Rundhohlleitung muss so dimensioniert werden, dass die H_{11} -Welle an der unteren Bandgrenze sicher ausbreitungsfähig ist. Weiter soll der nächsthöhere Wellentyp - die E_{01} -Welle - erst bei möglichst höheren Frequenzen ausbreitungsfähig sein. Es wurde

$$f_{cut, H_{11}} = 195 \text{ GHz} \quad (4.3)$$

gesetzt. Für diese Abmessung ergibt sich eine Grenzfrequenz für die E_{01} -Welle von 255 GHz und für die H_{21} -Welle von 324 GHz.

Der Absorber besteht aus einer kontinuierlich belegten Metallschicht endlicher Leitfähigkeit, deren Wert durch

$$\kappa_A = \frac{1}{Z^F \cdot t_A} \quad (4.4)$$

gegeben (vgl. Gl. 2.23) ist, wobei t_A gleich der Dicke der Metallisierung ist.

Die in Abbildung 4.4 skizzierte Anordnung wurde mit Hilfe von CST Microwave Studio (MWS) modelliert. Der Lösungsraum wird, wie bei der späteren Anwendung in einem Bolometer-Array, im Bereich der Rundhohlleitung und des kurzen anschließenden Kegelhorns und im Bereich hinter der Absorberschicht durch eine PEC-Randbedingung begrenzt. Der übrige Bereich wird durch eine PML-Randbedingung abgeschlossen (Abbildung 4.5). Die Dicke der Absorberschicht t_A wird zu $10 \mu\text{m}$ gewählt; zusammen mit dem gewünschten Flächenwiderstand von $Z^F = 377 \Omega$ erhält man eine Leitfähigkeit von $\kappa_A = 265 \text{ S/m}$. Die Wahl der Abmessung für t_A in dem MWS-Modell ist - wie numerische Experimente zeigen - relativ unkritisch. Das Modell wird so erstellt, dass die Absorberschicht in z -Richtung durch mindestens 3 Gitterpunkte diskretisiert wird. Der Radius der Absorberschicht r_A ergibt sich aus dem verfügbaren Platz in dem Absorber-Array.

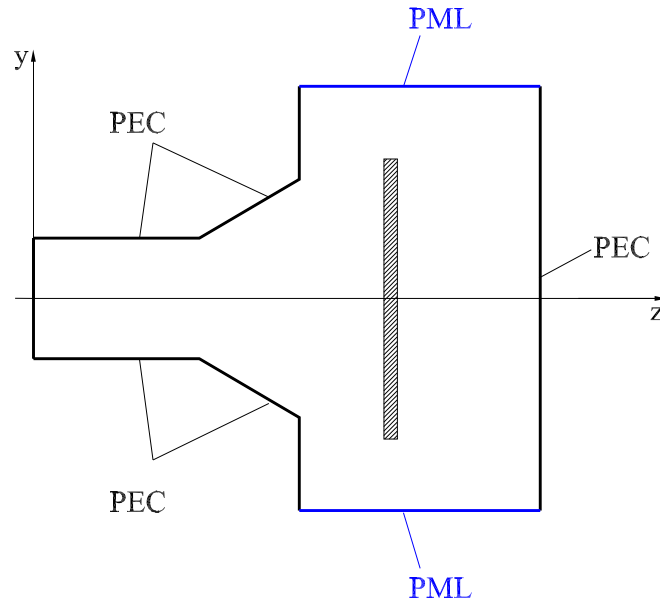


Abbildung 4.5: Darstellung des Lösungsraumes des Modells mit den Randbedingungen

Zur Bestimmung einer möglichst hohen Verlustleistung in der Absorberschicht für den Frequenzbereich 250 ± 50 GHz wurden die Abstände d_A und d_R (siehe Abbildung 4.4) systematisch variiert.

Es ergab sich für

$$d_A = 300 \mu\text{m} \text{ und } d_R = 350 \mu\text{m} \quad (4.5)$$

der arithmetische Mittelwert der normierten Verlustleistung (Gl. 4.1) zu

$$P_{A,arithm} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n P_{NA}(f_i) = 0.901. \quad (4.6)$$

Hierbei ist $n = 11$ die Anzahl der Frequenzpunkte zwischen 200 bis 300 GHz im Abstand von 10 GHz. Bei der Mittenfrequenz von 250 GHz beträgt die normierte Verlustleistung

$$P_{NA}(250\text{GHz}) = 0.95. \quad (4.7)$$

Abbildung 4.6 zeigt den Verlauf der normierten Verlustleistung in Abhängigkeit von der Frequenz. In Abbildung 4.7 wird der Betrag der elektrischen Feldstärke bei 250 GHz in der

Längsschnittebene durch das Bolometerelement (yz -Ebene) und in Abbildung 4.8 der Betrag der elektrischen Feldstärke in einer Querschnittsebene, die im Bereich der Absorberschicht identisch mit deren Oberfläche ist, dargestellt. Aus dem Verlauf der Feldstärke in der Speisehohlleitung kann man eine Stehwelligkeit von 1.16 ablesen, was einem Reflexionsfaktor von 0.074 entspricht. Daraus ergibt sich, dass bei 250 GHz weniger als 1% der eingespeisten Leistung durch Fehlanpassung verloren geht. Da nach Abbildung 4.6 etwa 95% der Leistung im Absorber umgesetzt werden, folgt, dass mehr als 4% von der absorbierenden Randbedingung aufgenommen werden. Dieser Anteil könnte durch eine größere Absorberoberfläche verringert werden, was jedoch nicht sinnvoll ist, da in dem Bolometer-Array die einzelnen Absorberelemente sehr dicht gepackt werden sollen. Aus Abbildung 4.8 ist erkennbar, dass im Wesentlichen nur der Teil der Absorberfläche unmittelbar vor der Hornöffnung die Leistung aufnimmt. Wie zu erwarten ist, führt die Ausleuchtung mit der parallel zur y -Achse polarisierten H_{11} -Welle zu deutlichen Beugungseffekten am oberen und unteren Rand der Absorberscheibe. Beide Feldbilder bestätigen, dass die Modellierung durch MWS hinsichtlich der erforderlichen Gitterweiten und des Abstandes zum Rand der absorbierenden Schicht korrekt ist.

In der Tabelle 4.1 sind alle Parameter dieser Bolometeranordnung aufgeführt.

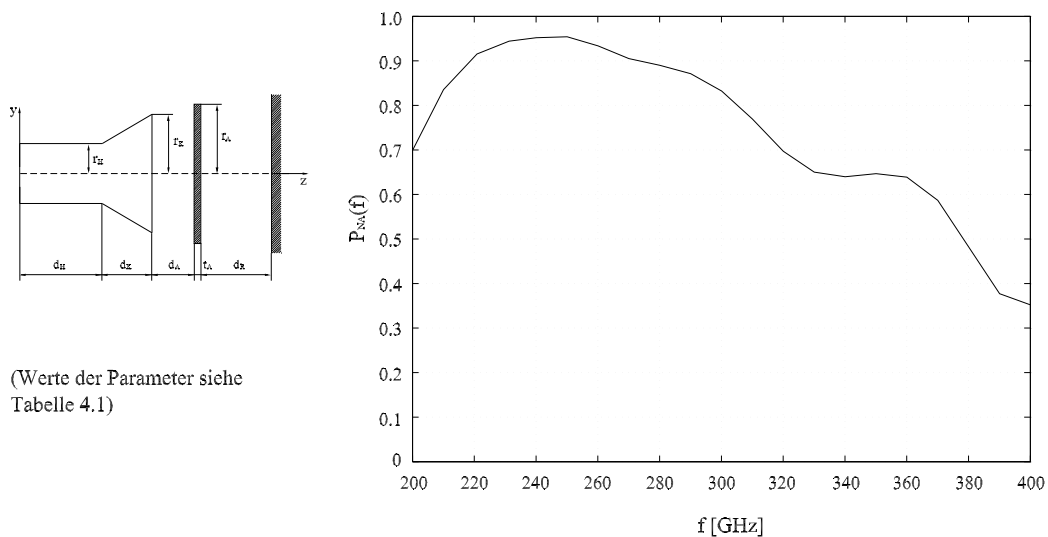


Abbildung 4.6: Normierte Verlustleistung in Abhängigkeit von der Frequenz für die Bolometeranordnung, optimiert durch Parametervariation

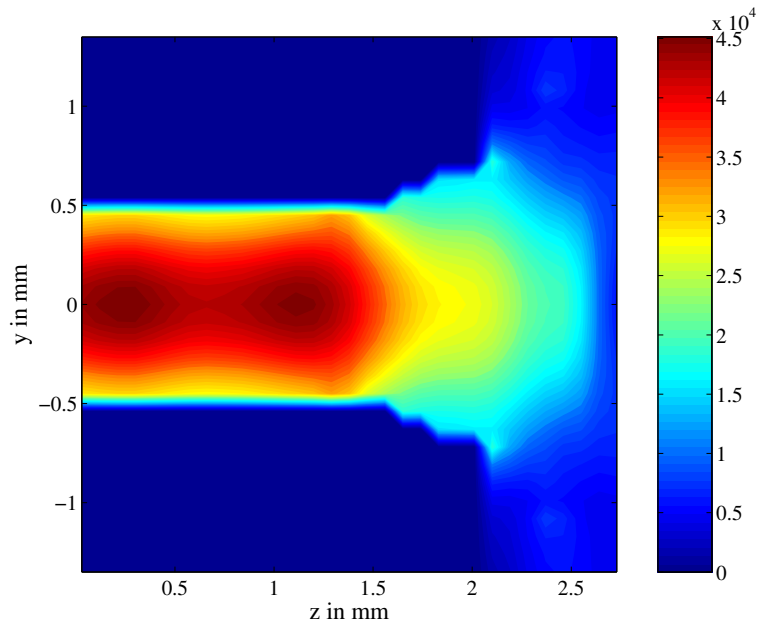


Abbildung 4.7: Betrag der elektrischen Feldstärke (in V/m) in der Schnittebene durch die Mittelachse der Struktur parallel zum E -Vektor des Feldes in der Hohlleitung, $f = 250 \text{ GHz}$, $P_S = 1 \text{ W}$, Parameter siehe Tabelle 4.1

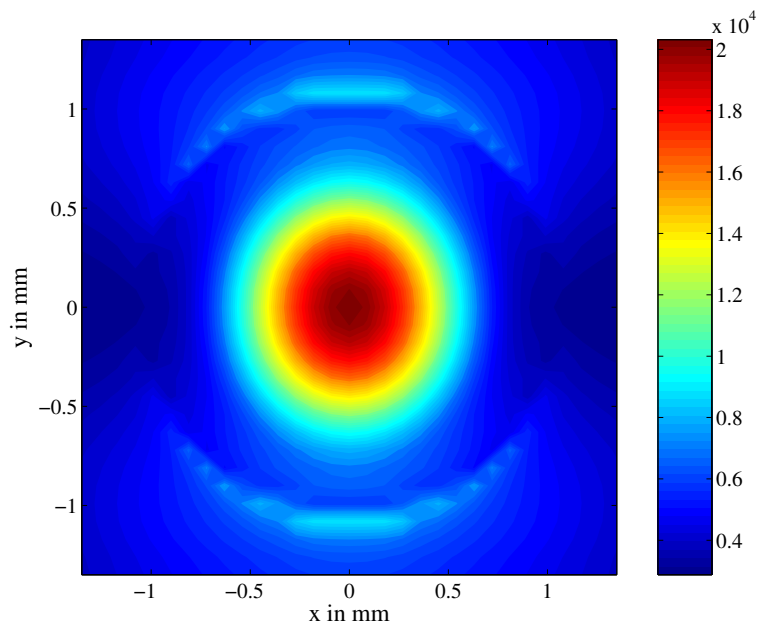


Abbildung 4.8: Betrag der elektrischen Feldstärke (in V/m) in der Ebene durch die vordere Absorberfläche, $f = 250 \text{ GHz}$, $P_S = 1 \text{ W}$, Parameter siehe Tabelle 4.1

Parameter der Absorberschicht	
Leitfähigkeit κ_A	265 S/m
$\varepsilon_r = \mu_r$	1
Dicke t_A	10 μm
Radius r_A	1043 μm
Parameter der Rundhohlleitung	
Länge d_H	1340 μm
Radius r_H	450 μm
Parameter des Kegelhorns	
Länge d_K	760 μm
Radius r_K	750 μm
Zwischenabstände	
Absorberabstand d_A	300 μm
Reflektorabstand d_R	350 μm ($\lambda/4 = 300 \mu\text{m}$)
Ausbreitungsfähige Moden in der Rundhohlleitung	H_{11}, E_{01}, H_{21}
$f_{cut, H_{11}}$	195 GHz
$f_{cut, E_{01}}$	255 GHz
$f_{cut, H_{21}}$	324 GHz

Tabelle 4.1: Daten der in Abbildung 4.4 dargestellten Bolometeranordnung

4.3 Absorber auf der Basis von FSS-Strukturen

4.3.1 Vorüberlegung

Obwohl das im Abschnitt 4.2 erzielte Ergebnis theoretisch zufriedenstellend ist, ist die so dimensionierte Struktur für die Herstellung nicht besonders gut geeignet, weil Absorberschichten mit der geforderten 377Ω Belegung lithographisch nur sehr schwer realisierbar sind. Einfacher ist es, Absorberschichten mit niedrigeren Widerstandsbelägen herzustellen. Es soll deshalb versucht werden, absorbierende Schichten auf der Basis von FSS-Strukturen zu entwerfen. Die Grundüberlegung dabei ist, dass mit einer nicht vollständig belegten Fläche eine mittlere Flächenimpedanz von 377Ω auch bei Verwendung von Flächen höherer Leitfähigkeit erreicht werden kann. Dabei wird, um eine hohe Einkopplung des eingestrahnten Feldes in diese Schicht zu bewirken, diese aus resonanzfähigen Elementen aufgebaut. Es bietet sich also an, wie bei dem Entwurf von Filtern, resonanzfähige FSS-Strukturen zu untersuchen. Da die Strukturen weitgehend polarisationsunabhängig sein sollen, kommen zunächst sowohl Kreuzdipol- als auch Kreuzschlitzstrukturen im Betracht. Offensichtlich führen nur Kreuzdipolstrukturen zu der gewünschten deutlichen Reduktion der Absorberfläche.

4.3.2 Absorberschicht auf der Basis von Kreuzdipolstrukturen

4.3.2.1 Unendlich ausgedehnte Struktur

Da unendlich ausgedehnte periodische Strukturen mit der Spektralbereichsanalyse (SBA) sehr effizient analysiert werden können, sollen diese zunächst untersucht werden, um möglichst schnell einen Überblick über das prinzipielle Verhalten solcher Strukturen zu erhalten. Abbildung 4.9 zeigt ein idealisiertes Modell, bestehend aus der absorbierenden FSS-Schicht, die als unendlich dünn mit einer Widerstandsschicht belegt betrachtet wird, und einem idealen Reflektor. Damit die Struktur mit der SBA analysiert werden kann, wird sie in lateraler Richtung als unendlich ausgedehnt angenommen. Im Abschnitt 3.3.2 wurden die Eigenschaften der so genannten flächenzentrierten Kreuzschlitzstrukturen untersucht. Es stellte sich heraus, dass diese dicht belegten Gitterstrukturen im Vergleich zu den mit quadratischen Gittern im Allgemeinen eine größere Bandbreite aufweisen (siehe Abbildung 3.29). Aufgrund dieser Eigenschaft wurde für die absorbierende Fläche die zur flächenzentrierten Kreuzschlitzstruktur komplementäre Gitterstruktur, die flächenzentrierte Kreuzdipolstruktur,

gewählt, da sie nach dem Babinet'schen Prinzip auch eine Breitbandigkeit für die entsprechende Dipolstruktur ergibt, was für die Absorption über den hier geforderten Frequenzbereich von $\pm 20\%$ sehr wichtig ist.

Eine einfache Regel zur Wahl des Impedanzbelages von Absorberschichten auf der Basis unendlich ausgedehnter FSS-Strukturen findet sich in [115]. Diese Regel besagt, dass man, wenn man eine kontinuierlich belegte Absorberschicht mit 377Ω durch eine Schicht aus unendlich langen Streifen mit der Breite b und der Gitterkonstante g ersetzen will, die Streifen mit einem Widerstandsbelag von

$$Z_{Str}^F = \frac{b}{g} Z_0 \quad (4.8)$$

versehen muss.

Ersetzt man die Streifen durch Kreuze, um näherungsweise Polarisationsunabhängigkeit zu erhalten, dann erhält man mit derselben Überlegung und der in Abbildung 4.9 eingezeichneten Urzelle

$$Z_{Kr}^F = \frac{2A_{Dipol}}{A_{Urzelle}} Z_0 = \frac{2ab}{g^2} Z_0, \quad (4.9)$$

wobei $A_{Urzelle}$ der Flächeninhalt einer Urzelle und A_{Dipol} der Flächeninhalt eines Balkens des Kreuzes ist. Nur diese Fläche ist elektrisch wirksam, da jeweils nur der Balken eines Kreuzes, der parallel zum E -Vektor des einfallenden Feldes liegt, angeregt wird und somit als Dipol wirkt. Hierbei ist noch zu beachten, dass innerhalb einer Urzelle insgesamt zwei solcher Dipole für eine Polarisationsrichtung vorhanden sind.

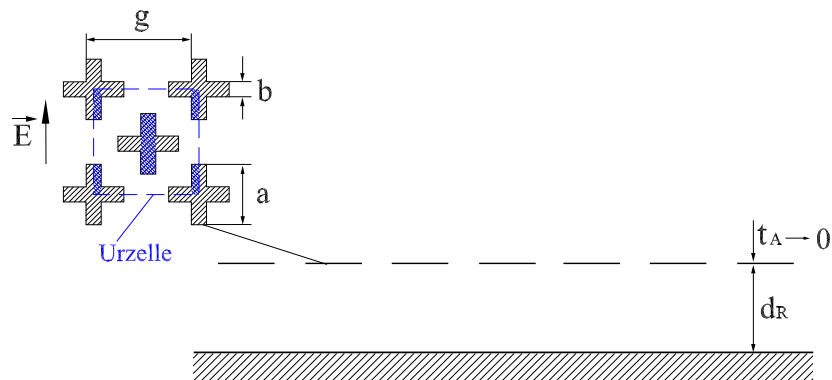


Abbildung 4.9: Unendlich ausgedehnte absorbierende FSS aus flächenzentrierten Kreuzdipolen endlicher Leitfähigkeit vor einem Reflektor

Bei der Untersuchung der Struktur in Abbildung 4.9 mit der SBA ist es naheliegend, den Reflexionsfaktor der Anordnung zu berechnen, da die Metallisierung das einzige verlustbehaftete Element im gesamten Lösungsraum darstellt; Reflexionsfaktor gleich Null entspricht dann der vollständigen Absorption. In dem Modell stehen insgesamt 5 Designparameter zur Verfügung: die Dipollänge a und Dipolbreite b , die Gitterkonstante g , der Abstand zwischen Absorberschicht und Reflektor d_R sowie der Flächenwiderstand Z_{Kr}^F . Zunächst erscheint es bei 5 Parametern aussichtslos, allein durch Parametervariation einen optimalen Datensatz zu ermitteln. Durch die bisherigen sehr umfangreichen Arbeiten an den Filterstrukturen konnte jedoch bereits so viel Erfahrung gesammelt werden, dass durch eine systematische Parametervariation in einem nur engen Rahmen das in Abbildung 4.10 gezeigte Ergebnis erzielt werden konnte. Gestützt wurde diese Vorgehensweise dadurch, dass die Berechnung für einen Parametersatz in einem Frequenzbereich von 200 bis 300 GHz nur etwa 5 s benötigt. Die Auswertung des in Abbildung 4.10 gezeigten Verlaufs ergibt für den geforderten Frequenzbereich von 250 ± 50 GHz eine mittlere normierte Verlustleistung

$$P_{A,arithm} = 0.99, \quad (4.10)$$

d.h. nahezu vollständige Absorption.

Setzt man die Geometriedaten des Dipols in Gl. (4.9) ein, so erhält man als Wert für die Flächenimpedanz

$$Z_{Kr}^F = 15.81 \Omega, \quad (4.11)$$

was mit dem Wert (15.2Ω) in Abbildung 4.10 aus der numerischen Berechnung sehr gut übereinstimmt. Dieser Wert entspricht einer Leitfähigkeit von

$$\kappa_A = 6430 \text{ S/m} \quad (4.12)$$

bei einer Schichtdicke von

$$t_A = 10 \mu\text{m}. \quad (4.13)$$

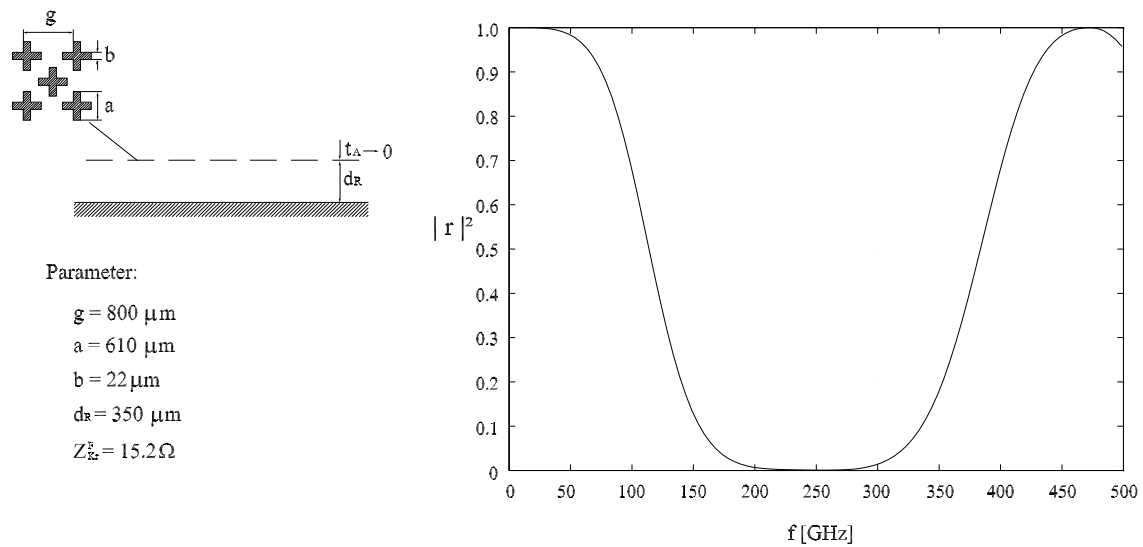


Abbildung 4.10: Reflexionsverhalten der in Abbildung 4.9 dargestellten absorbierenden FSS, berechnet mit der SBA

4.3.2.2 Endlich große Struktur

Bei einer realen Bolometerstruktur können wegen der dichten Anordnung der einzelnen Bolometerelemente (siehe Abbildung 4.3) nur 5 Kreuzdipole vor einer Hornöffnung angeordnet werden. Auch ist der Abstand zwischen der Kegelhornöffnung und den Kreuzdipolen so klein, dass sich diese im Nahfeld der Antenne befinden. Die reale Bolometerstruktur weicht also stark von der ab, die der SBA-Analyse zugrunde liegt. Es muss daher untersucht werden, ob die mit Hilfe der SBA gefundenen Designdaten auch bei einer realen Anordnung zu brauchbaren Ergebnissen führen. Dazu wurde in dem im Abschnitt 4.2 bereits dargestellten Modell mit einer kontinuierlich belegten Absorberschicht diese durch 5 Kreuzdipole mit den Daten aus Abschnitt 4.3.2.1 ersetzt. Man erhält also die in Abbildung 4.11 dargestellte Anordnung mit den in der Tabelle 4.2 angegebenen Designdaten. Abbildung 4.12 zeigt den Lösungsraum des Modells für die numerische Simulation mit Hilfe von CST Microwave Studio.

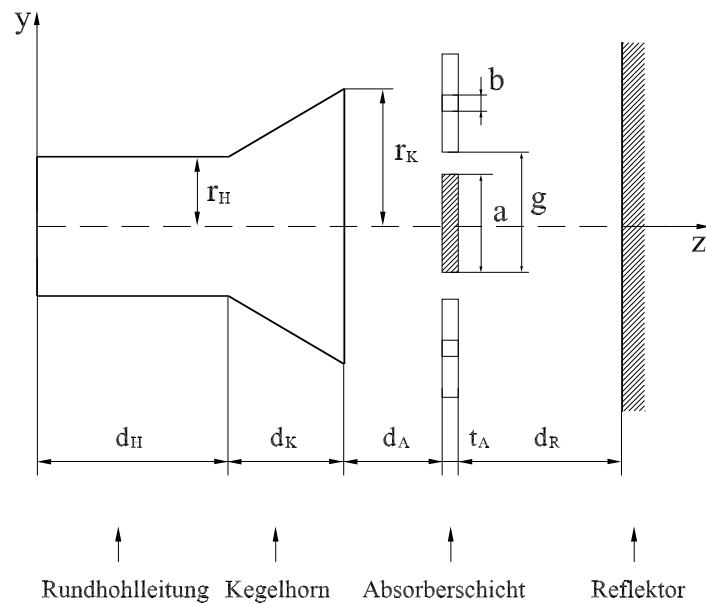


Abbildung 4.11: Schnitt durch die Bolometeranordnung, bestehend aus einer Rundhohlleitung, einem Kegelhorn, einer mit 5 Kreuzdipolen belegten Absorberschicht und einem Reflektor

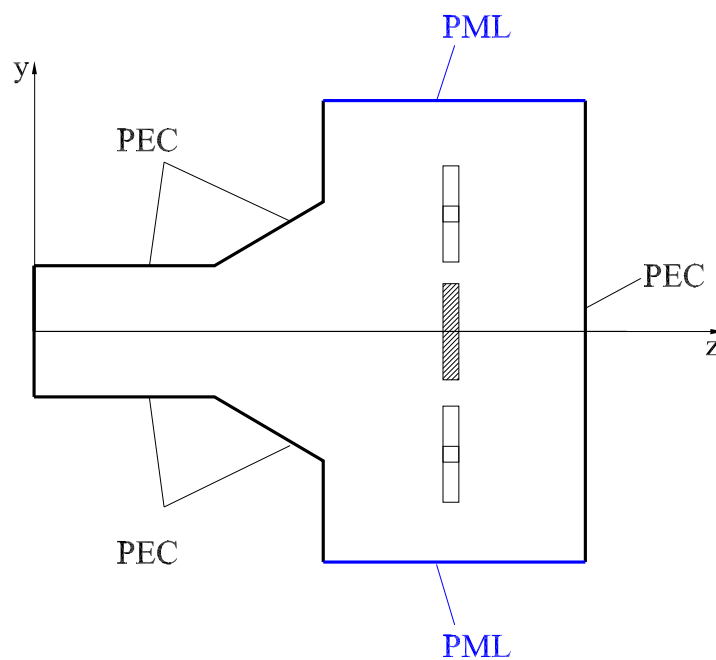


Abbildung 4.12: Darstellung des Lösungsraumes des Modells mit den Randbedingungen

Parameter der Absorberschicht	
Leitfähigkeit κ_A	6430 S/m
$\varepsilon_r = \mu_r$	1
Dicke t_A	10 μm
Gitterkonstante g	800 μm
Länge des Dipols a	610 μm
Breite des Dipols b	22 μm
Parameter der Rundhohlleitung	
Länge d_H	1340 μm
Radius r_H	450 μm
Parameter des Kegelhorns	
Länge d_K	760 μm
Radius r_K	750 μm
Zwischenabstände	
Absorberabstand d_A	300 μm
Reflektorabstand d_R	350 μm ($\lambda/4 = 300 \mu\text{m}$)
Ausbreitungsfähige Moden in der Rundhohlleitung	H_{11}, E_{01}, H_{21}
$f_{cut, H_{11}}$	195 GHz
$f_{cut, E_{01}}$	255 GHz
$f_{cut, H_{21}}$	324 GHz

Tabelle 4.2: Daten der in Abbildung 4.11 dargestellten Bolometeranordnung

Das Ergebnis für den Verlauf der normierten Verlustleistung $P_{NA}(f)$ ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Der Mittelwert der normierten Verlustleistung für den Frequenzbereich von 200 bis 300 GHz beträgt

$$P_{A,arithm} = 0.78, \quad (4.14)$$

ist also im Vergleich zu dem Bolometerelement mit der kontinuierlich belegten Absorberfläche (Gl. 4.6) deutlich geringer. Das Maximum liegt bei etwa 230 GHz. Abbildung 4.14 zeigt den Betrag der elektrischen Feldstärke bei 250 GHz in der Längsschnittebene durch das Bolometerelement (yz -Ebene). Aus dem Feld in der Hohlleitung kann man eine Stehwelligkeit von 1.42 ablesen, was mit einem Reflexionsfaktor von

$$|r| = 0.174 \quad (4.15)$$

und einer reflektierten Leistung von etwa 3% verknüpft ist. Damit ergibt sich, dass 19% der Leistung von der offenen Randbedingung aufgenommen wird. Dieses wird durch Abbildung 4.15, in der der Betrag der elektrischen Feldstärke in der Ebene durch die vordere Absorberfläche dargestellt ist, qualitativ bestätigt: Das Feld an der offenen Randbedingung ist deutlich höher als das in Abbildung 4.8. Offensichtlich führt die Stromverteilung auf den Kreuzdipolen zu einem höheren lateralen Streufeld als die auf der Absorberscheibe.

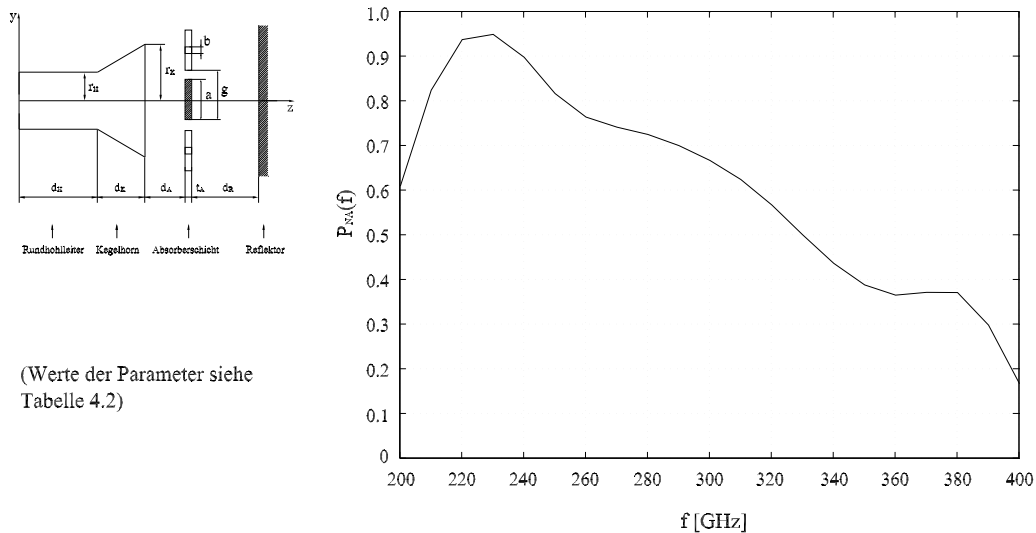


Abbildung 4.13: Normierte Verlustleistung in Abhängigkeit von der Frequenz für die Bolometeranordnung mit einer Absorberschicht aus 5 Kreuzdipolen

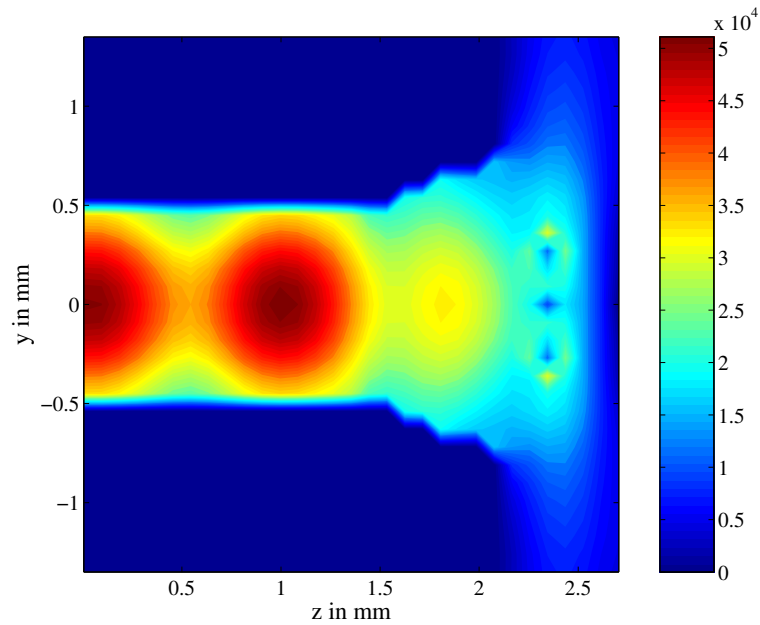


Abbildung 4.14: Betrag der elektrischen Feldstärke (in V/m) in der Schnittebene durch die Mittelachse der Struktur parallel zum E -Vektor des Feldes in der Hohlleitung, $f = 250 \text{ GHz}$, $P_S = 1 \text{ W}$, Parameter siehe Tabelle 4.2

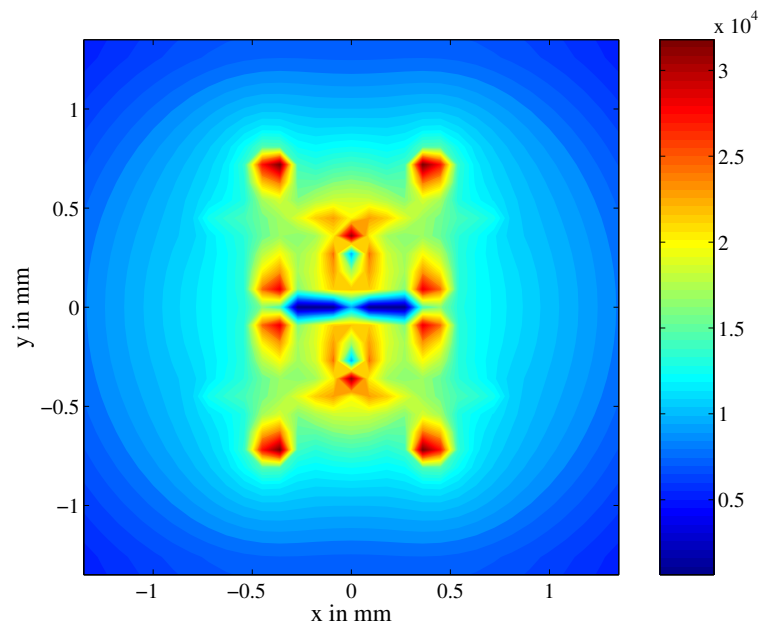


Abbildung 4.15: Betrag der elektrischen Feldstärke (in V/m) in der Ebene durch die vordere Absorberfläche, $f = 250 \text{ GHz}$, $P_S = 1 \text{ W}$, Parameter siehe Tabelle 4.2

4.3.3 Optimierung mit Hilfe der PSO

Da die Anforderung - hohe Absorption im 1.2 mm-Fenster - durch die im Abschnitt 4.3.2.2 untersuchte Bolometeranordnung nicht befriedigend erfüllt wird, soll versucht werden, ausgehend von dieser Struktur die Designparameter zu optimieren. Dazu werden folgende Designparameter herangezogen:

- Abstand zur Hornantenne: d_A
- Abstand zum Reflektor: d_R
- Gitterkonstante: g
- Länge des Dipols: a
- Breite des Dipols: b

Die Optimierung erfolgt mit Hilfe der PSO (Abschnitt 2.3), so dass die Position eines Partikels (Lösungsvektors) durch

$$\vec{x} = (d_A, d_R, g, a, b) \quad (4.16)$$

definiert werden kann. Die Grenzen des Lösungsraums werden für jede Dimension wie folgt festgelegt (in μm):

$$\begin{aligned} d_A &\in (100, 400); \quad d_R \in (100, 500); \\ g &\in (700, 900); \quad a \in (500, 700); \quad b \in (10, 40). \end{aligned}$$

Für die Definition der Fitness-Funktion muss berücksichtigt werden, dass die Nebenbedingung

$$a + b < g \quad (4.17)$$

eingehalten werden muss, um eine Überschneidung der Kreuze zu vermeiden.

Zur Wahl der PSO-Parameter werden folgende Entscheidungen getroffen (siehe Abschnitt 2.3.5.3):

- Anzahl der Partikel $N = 50$
- Linear absteigender Verlauf des Dämpfungsgewichts ν mit $\nu_o = 0.9$ und $\nu_u = 0.3$
- Lern-Konstante $c_1 = c_2 = 2.0$
- Maximale Geschwindigkeit eines Partikels $\vec{v}_{max} = (d_A, d_R, g, a, b)_{max} = 0.5(\vec{x}_{max} - \vec{x}_{min}) = (150, 200, 100, 100, 15)$

Die erste formulierte Fitness-Funktion wird durch den arithmetischen Mittelwert der durch die Absorberschicht absorbierten normierten Verlustleistung wie folgt definiert:

$$F_I(\vec{x}) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n P_{NA}(f_i), \quad f_1 = 200GHz, \dots, f_n = 300GHz, \quad n = 11. \quad (4.18)$$

Der maximal erreichbare Fitness-Wert beträgt

$$F_{I,max} = 1.0. \quad (4.19)$$

Der Fitness-Funktion wird der Wert 0 zugewiesen, falls die Nebenbedingung (4.17) nicht erfüllt wird.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Optimierung mit der Fitness-Funktion $F_I(\vec{x})$ präsentiert.

Der PSO Algorithmus konvergiert nach 46 Iterationsschritten zu einem besten Fitness-Wert von (siehe Abbildung 4.16)

$$F_I(\vec{g}_{best}) = 0.905 = P_{A,arithm}, \quad (4.20)$$

d.h., die gesamte Absorption ist etwa genauso hoch wie bei der kontinuierlich belegten Absorberscheibe (vgl. Gl. 4.6).

Der entsprechende optimale Lösungsvektor ergibt sich zu:

$$\vec{g}_{best} = (d_A, d_R, g, a, b)_{best} = (220.52, 264.02, 707.61, 509.98, 25.0). \quad (4.21)$$

Der Verlauf der Verlustleistung in Abhängigkeit von der Frequenz für diese optimierte Bolometeranordnung ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Offensichtlich ist die Absorption an den Bandgrenzen bei 200 GHz und bei 300 GHz relativ gering.

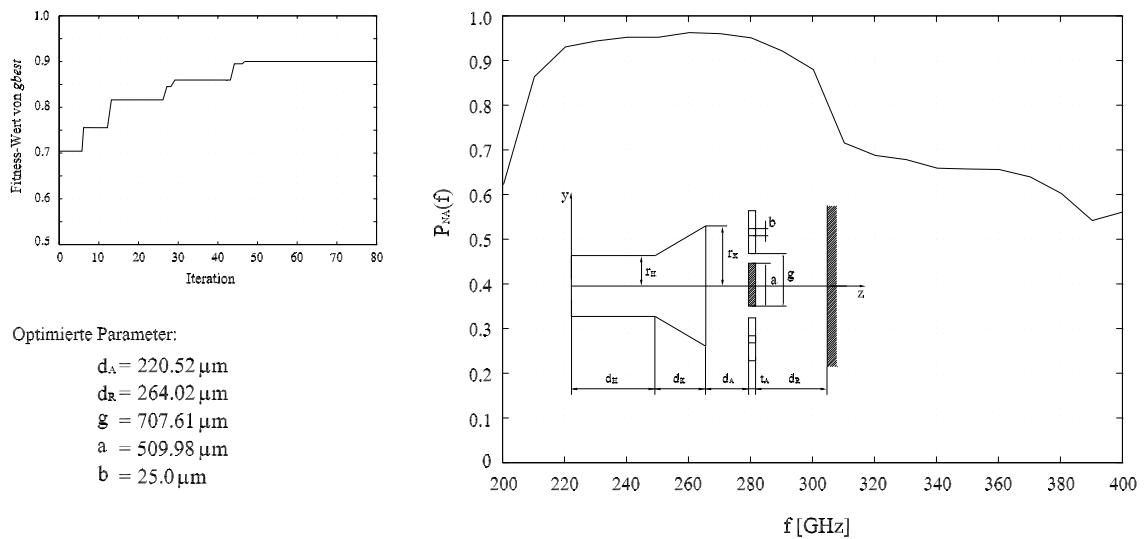


Abbildung 4.16: Konvergenzverhalten der PSO für die Fitness-Funktion $F_I(\vec{x})$ und normierte Verlustleistung in Abhängigkeit von der Frequenz für die optimierte Bolometeranordnung

Hinsichtlich des Einsatzes einer solchen Bolometerschicht gibt der Verlauf von $P_{NA}(f)$ an, wie das Empfangssignal innerhalb des Frequenzbandes gewichtet wird. Im Folgenden soll gezeigt werden, dass es durch eine gezielte Modifikation der Fitness-Funktion möglich ist, die Gewichtungen einzelner Unterbereiche innerhalb des Frequenzbandes zu verändern. Da noch keine konkreten Vorgaben für solche Änderungen der Gewichtung vorliegen, werden im Folgenden nur zwei sich aus einer ersten Diskussion ergebende Modifikationsmöglichkeiten untersucht:

- Vorgabe a): Der Frequenzbereich um die Bandmitte soll dominant erfasst werden bei gleichzeitiger hoher Gesamtabsorption. Dafür wird die Fitness-Funktion um einen zweiten Term erweitert.

- Vorgabe b): Es soll zusätzlich der Empfang an der unteren Bandgrenze bei 200 GHz angehoben werden.

Bezüglich der Vorgabe a) wird die zweite Fitness-Funktion zu

$$F_{II}(\vec{x}) = w_1 F_1(\vec{x}) + w_2 F_2(\vec{x}) \quad (4.22)$$

formuliert, wobei $F_1(\vec{x})$ unverändert aus Gl. (4.18) übernommen wird.

Für $F_2(\vec{x})$ wird

$$F_2(\vec{x}) = P_{NA}(250GHz) \quad (4.23)$$

gesetzt, was bewirkt, dass zusätzlich die Verlustleistung bei der Mittenfrequenz von 250 GHz gewichtet werden kann. Es wird für die Gewichtungen der jeweiligen Teilfunktionen

$$w_1 = w_2 = 0.5, \quad (4.24)$$

gewählt, so dass der maximal erreichbare Fitness-Wert wieder

$$F_{II,max} = 1.0 \quad (4.25)$$

ist. Der PSO-Algorithmus konvergiert nach 56 Iterationsschritten zu einem besten Fitness-Wert von (siehe Abbildung 4.17)

$$F_{II}(\vec{g}_{best}) = 0.935, \quad (4.26)$$

während

$$F_1(\vec{g}_{best}) = 0.901 = P_{A,arithm} \quad (4.27)$$

den Mittelwert der absorbierten Verlustleistung im gesamten Frequenzband und

$$F_2(\vec{g}_{best}) = 0.968 = P_{NA}(250GHz) \quad (4.28)$$

die normierte Verlustleistung bei $f = 250GHz$ angibt.

Der entsprechende optimale Lösungsvektor ist:

$$\vec{g}_{best} = (d_A, d_R, g, a, b)_{best} = (180.66, 298.72, 804.11, 546.35, 28.12). \quad (4.29)$$

Der Verlauf der normierten Verlustleistung in Abhängigkeit der Frequenz für diese optimierte Bolometeranordnung ist in Abbildung 4.17 dargestellt.

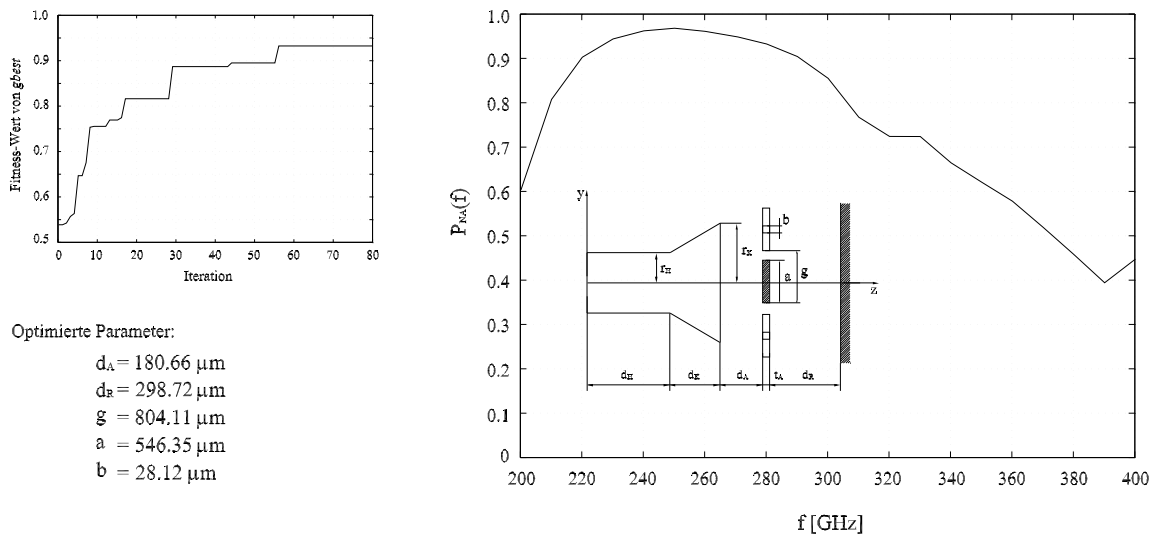


Abbildung 4.17: Konvergenzverhalten der PSO für die Fitness-Funktion $F_{II}(\vec{x})$ und normierte Verlustleistung in Abhängigkeit von der Frequenz für die optimierte Bolometeranordnung

Da die Verläufe der Verlustleistung $P_{NA}(f)$ in den Abbildungen 4.16 und 4.17 sehr niedrige Werte (ca. 0.60 - 0.65) bei der Frequenz 200 GHz aufweisen, wird zur Realisierung der Vorgabe b) ein zusätzlicher Term in die Fitness-Funktion (4.22) eingeführt. Diese Fitness-Funktion nimmt somit die Form

$$F_{III}(\vec{x}) = w_1 F_1(\vec{x}) + w_2 F_2(\vec{x}) + w_3 F_3(\vec{x}), \quad (4.30)$$

an, wobei $F_1(\vec{x})$ unverändert aus Gl. (4.18) und $F_2(\vec{x})$ unverändert aus Gl. (4.28) übernommen wird.

Die Gewichtungen werden zu

$$w_1 = 0.4, \quad (4.31)$$

$$w_2 = 0.3 \quad (4.32)$$

und

$$w_3 = 0.3 \quad (4.33)$$

gewählt.

Abbildung 4.18 zeigt das Ergebnis der Optimierung mit der Fitness-Funktion $F_{III}(\vec{x})$.

Der beste Fitness-Wert

$$F_{III}(\vec{g}_{best}) = 0.871 \quad (4.34)$$

ist zwar aufgrund der unterschiedlichen Form und Gewichtungen der Fitness-Funktion im Vergleich zu $F_{II}(\vec{g}_{best}) = 0.935$ kleiner geworden, der Mittelwert der Verlustleistung steigt aber wegen der deutlichen Anhebung der Verluste im Frequenzbereich von 200 bis 220 GHz auf einen Wert von (vgl. Gln. 4.20 und 4.27)

$$F_1(\vec{g}_{best}) = 0.915 = P_{A,arithm}. \quad (4.35)$$

Der optimale Lösungsvektor lautet damit:

$$\vec{g}_{best} = (d_A, d_R, g, a, b)_{best} = (170.21, 296.17, 760.98, 594.29, 23.47). \quad (4.36)$$

Da die Systemüberlegungen zu der Auslegung des Bolometer-Arrays und auch zu den Bolometer-elementen noch nicht abgeschlossen sind, erfolgte noch keine weitergehende Diskussion hinsichtlich des endgültigen Optimierungsziels.

In den Abbildungen 4.19 und 4.20 sind (vgl. Abbildungen 4.14 und 4.15) die Beträge der elektrischen Feldstärke in zwei Ebenen für diese letzte optimierte Struktur bei 250 GHz dargestellt. Der Feldverlauf in der Speisehohlleitung zeigt eine Stehwelligkeit von 1.12, d.h. nahezu perfekte Anpassung (reflektierte Leistung weniger als 0.5%). Während die Stromverteilung auf den Kreuzdipolen in Abbildung 4.15 besonders hoch auf den außenliegenden Dipoloberflächen ist, konzentriert sich die Stromverteilung in Abbildung 4.20 deutlich mehr in der Nähe der Achse des Bolometerelements. Dadurch und durch eine günstigere Phasenverteilung der Ströme auf den Kreuzdipolen klingt das erzeugte Streufeld mit größer werdendem lateralen Abstand von den Kreuzdipolen in Abbildung 4.20 schneller als in Abbildung 4.15 ab, so dass weniger Leistung von den offenen Randbedingungen aufgenommen wird. Dieser Effekt führt nicht nur zu einem besseren Wirkungsgrad des Bolometerelements, sondern verringert auch die Verkopplung zwischen benachbarten Bolometerelementen nach deren Einbau in ein Array.

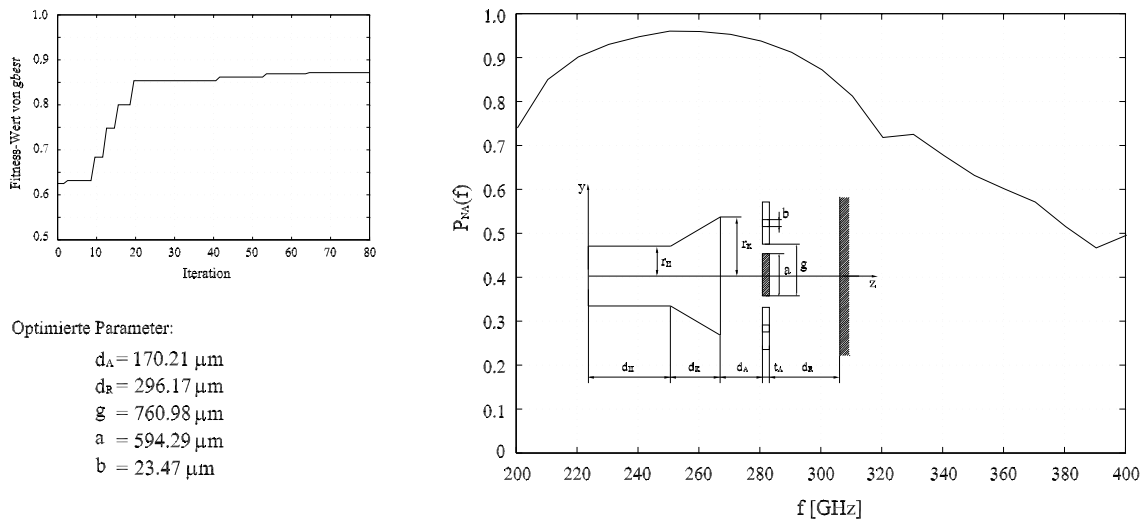


Abbildung 4.18: Konvergenzverhalten der PSO für die Fitness-Funktion $F_{III}(\vec{x})$ und normierte Verlustleistung in Abhängigkeit von der Frequenz für die optimierte Bolometeranordnung

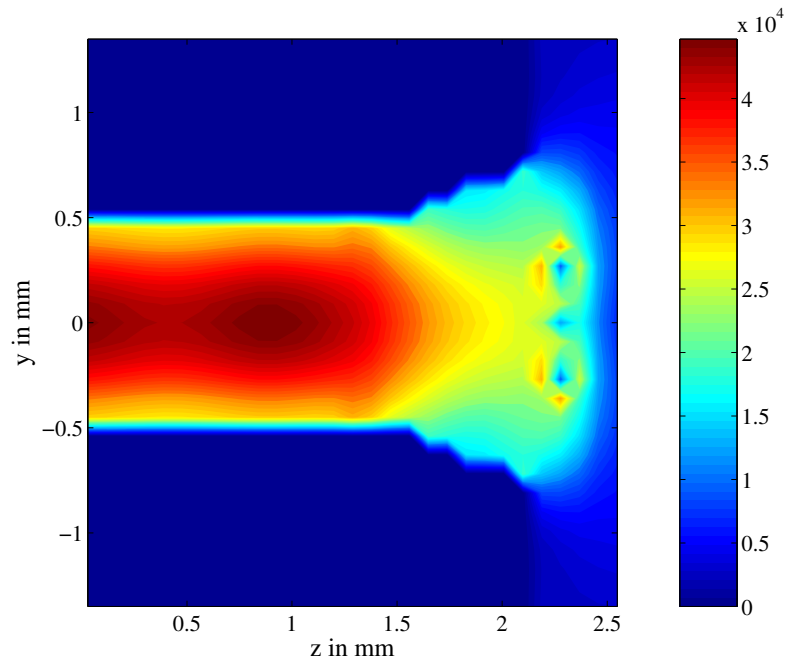


Abbildung 4.19: Betrag der elektrischen Feldstärke (in V/m) in der Schnittebene durch die Mittelachse der Struktur parallel zum E -Vektor des Feldes in der Hohlleitung, $f = 250 \text{ GHz}$, $P_S = 1 \text{ W}$, Parameter siehe Gl. (4.36), optimierte Struktur

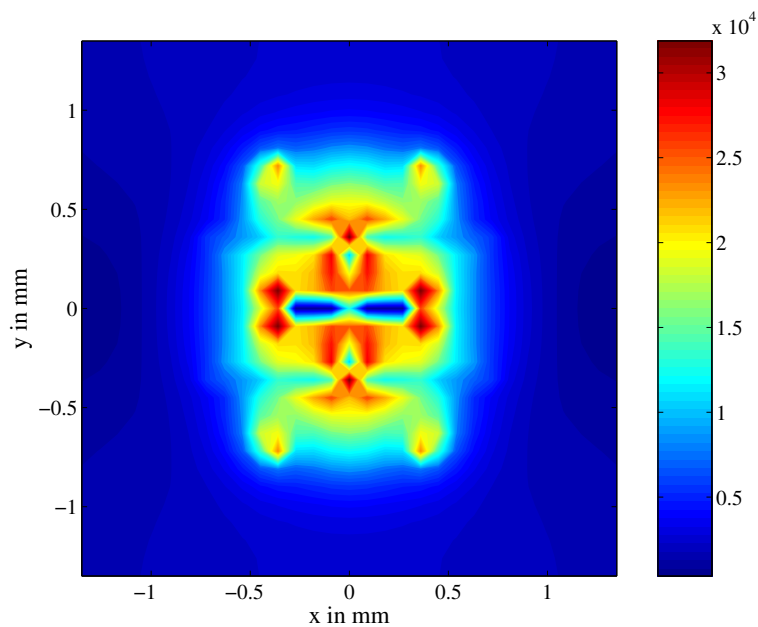


Abbildung 4.20: Betrag der elektrischen Feldstärke (in V/m) in der Ebene durch die vordere Absorberfläche, $f = 250 \text{ GHz}$, $P_S = 1 \text{ W}$, Parameter siehe Gl. (4.36), optimierte Struktur

Kapitel 5

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Analyse und Synthese von Filtern und Absorbern auf der Basis von FSS-Strukturen für den mm- und Submm-Wellenbereich mit dem Ziel, auf spezielle Anforderungen zugeschnittene Designparametersätze zu erarbeiten. Dazu wird in der Einleitung der Begriff „Frequenzselektive Fläche“ (engl. „Frequency Selective Surface“, FSS) erläutert, und es werden die wichtigsten Einsatzgebiete für FSS-Strukturen dargestellt. Anschließend wird der Hintergrund der vorliegenden Arbeit und dabei vor allem die Zusammenarbeit mit der Bolometer Development Group am Max-Planck-Institut für Radioastronomie erläutert.

Im Kapitel 2 werden die Geometrien der in der vorliegenden Arbeit behandelten FSS-Strukturen, bestehend aus ebenen dielektrischen Schichten, in die ebenfalls ebene, periodisch strukturierte dünne Metallisierungen eingebettet sind, beschrieben und die in der Arbeit eingesetzten mathematischen Verfahren kurz skizziert. Den ersten Schwerpunkt bildet die Darstellung der Spektralbereichsanalyse (SBA), mit der lateral unendlich ausgedehnte ebene geschichtete Strukturen mit eingebetteten ebenen, zweidimensional periodisch strukturierten Metallisierungen sehr effizient analysiert werden können. Bei der SBA handelt es sich um ein mathematisch sehr komplexes Verfahren, bei dem die elektrischen Flächenströme auf den Metallisierungen oder die fiktiven magnetischen Flächenströme in Aperturen durch Teilbereichsentwicklungsfunktionen beschrieben werden. Deren Bestimmung erfolgt durch Lösung einer Integralgleichung mit Hilfe der Momentenmethode, wobei der Einfluss des Aufbaus der Schichten über die entsprechenden Green'schen Dyaden erfasst wird. Die zur Lösung notwendigen Schritte werden aufgezeigt und die entsprechenden Formeln angegeben. Es folgt ein nur kurzer Abschnitt über das eingesetzte numerische Verfahren, die Finite

Integrationstechnik (FIT), da das kommerzielle Programmpaket Microwave Studio von CST verwendet wird. Um spezielle Anforderungen an die zu entwerfenden Bauteile erfüllen zu können, genügt die zunächst angewendete Optimierung durch Parametervariation nicht. Im letzten Teil des 2. Kapitels werden deshalb einige Optimierungsverfahren kurz vorgestellt und dann - nach der Entscheidung für die Particle Swarm Optimization (PSO) - wird dieses Verfahren näher dargestellt und seine Anwendung an einem typischen Beispiel demonstriert.

Im Kapitel 3 wird der Einsatz von FSS-Strukturen als Filter untersucht. Diese lassen sich näherungsweise durch Ersatzschaltbilder (ESB) aus konzentrierten Bauelementen, verbunden mit $\lambda/4$ -Leitungsstücken, darstellen, was den Einsatz von bekannten Filtersyntheseverfahren erlaubt. Deren Anwendung und die Realisierung entsprechender FSS-Filter ergibt für solche mit 3 und 4 Metallisierungsebenen brauchbare Ergebnisse, wie die Kontrolle durch entsprechende SBA Rechnungen zeigt. Bei Filtern mit deutlich mehr Metallisierungsebenen liefert das ESB-Konzept keine brauchbare Ergebnisse, da es die Verkopplungen der Ströme aller Metallisierungsebenen miteinander nicht erfasst. Dieses wird belegt durch Vergleich der Ergebnisse von Rechnungen auf der Basis der ESB und der SBA, die kaum Übereinstimmung aufweisen. Es wird deshalb versucht, Filter durch systematische Parametervariation und jeweils folgende SBA-Analysen zu optimieren. Diese führen durchaus zu brauchbaren Designparametersätzen für FSS-Filter mit Metallisierungsstrukturen auf der Basis von dicht gepackten zweidimensionalen Kreuzdipolmustern, wie durch Messungen bestätigt werden konnte. Weitere Untersuchungen zeigen aber auch deutlich, dass spezielle Anforderungen an die Filterkurven mit einer Parametervariation nicht erfüllt werden können. Deutliche Verbesserungen ergeben sich jedoch durch die Verkopplung der SBA mit der PSO. So lassen sich die Anforderungen für den Durchlass- und den Sperrbereich sowie für die Steilheit der Flanken in eine Fitness-Funktion umsetzen, wobei durch Gewichtsfaktoren Prioritäten gesetzt werden können.

Im Kapitel 4 wird der Einsatz von FSS-Strukturen als absorbierende Flächen für Bolometer untersucht. Dazu wird zunächst als Grenz- bzw. Referenzfall ein Bolometer mit einer homogen belegten Fläche mit MWS analysiert und mit einer Parametervariation optimiert. Obwohl sich für die so optimierte Struktur ein Wirkungsgrad von über 90% ergibt, ist das Ergebnis unbefriedigend, weil sich der erforderliche Flächenwiderstand von 377Ω technologisch nur sehr schwer realisieren lässt. Da bei einer nicht vollständig belegten Fläche eine mittlere Flächenimpedanz von 377Ω auch bei der Verwendung von Flächen höherer Leitfähigkeit erzielt werden kann, bietet es sich an, Absorberflächen auf der Basis von resonanten FSS-

Dipolstrukturen auf ihre Eignung hin zu untersuchen. Die Analyse einer entsprechenden lateral unendlich ausgedehnten Kreuzdipolstruktur vor einem Reflektor liefert nach einer Optimierung durch Parametervariation für das vorgegebene Frequenzband einen Wirkungsgrad von über 99%. Verwendet man die so gefundenen Parameter für eine endlich große Kreuzdipolstruktur, die durch eine Hornantenne ausgeleuchtet wird, dann führt das allerdings zu einem deutlich niedrigeren Wirkungsgrad von 78%. Durch die Optimierung dieser Struktur mit Hilfe der PSO werden jedoch wieder Wirkungsgrade über 90% erzielt, wobei gleichzeitig bestimmte spezielle Anforderungen an den Frequenzgang erfüllt werden können. Da das eingesetzte numerische Verfahren die Feldstärken und Ströme in den Aufpunkten im gesamten Lösungsraum liefert, kann anhand entsprechender grafischer Darstellungen auch anschaulich erklärt werden, warum die erzielten Ergebnisse zu unterschiedlichen Wirkungsgraden führen.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeiten am Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik der Bergischen Universität Wuppertal.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Volkert Hansen, der mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte und dessen Ratschläge und Ideen entscheidend zum Gelingen der Arbeit beitrugen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Heinz Chaloupka danke ich ebenfalls sehr für die Übernahme des zweiten Referates.

Für die sehr angenehme Zusammenarbeit richtet sich mein Dank an Herrn Dr. Ernst Kreyssa und an Herrn Dr. Hans-Peter Gemünd vom Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn.

Außerdem bedanke ich mich bei allen Kollegen und Studenten, die meine Arbeit am Lehrstuhl in vielfältiger Form unterstützten.

Nicht zuletzt danke ich meiner Frau Wei Zhang für die Unterstützung und die vielen Stunden geduldigen Wartens, und meinem Sohn Tommy dafür, dass er gesund zur Welt kam.

Literaturverzeichnis

- [1] Schennum, G.H.: Frequency-Selective Surface for Multiple Frequency Antennas, *Microwave Journal*, Vol. 16, 1973, pp. 55-57.
- [2] Wu, T.K. and Lee S.W.: Multiband Frequency Selective Surface with Multiring Patch Elements, *IEEE Trans. on Antennas Propagation*, Vol. 43, No. 11, December 1994, pp. 1484-1490.
- [3] Wu, T.K.: Four-Band Frequency Selective Surface with Double-Square-Loop Patch Elements, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 42, No. 12, December 1994, pp. 1659-1662.
- [4] Ohira, M., Deguchi, H., Tsuji, M, and Shigesawa, H.: Multiband Single-Layer Frequency Selective Surface Designed by Combination of Genetic Algorithm and Geometry-Refinement Technique, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 52, No. 11, November 2004, pp. 2925-2931.
- [5] Wu, T.K.: Frequency Selective Surfaces and Grid Array, *John Wiley & Sons*, New York, 1995.
- [6] Munk, B.A.: Frequency Selective Surfaces, Theory and Design, *John Wiley & Sons*, New York, 2000.
- [7] Vardaxoglou, J.C.: Frequency Selective Surfaces, Analysis and Design, *Research Studies Press Ltd.*, UK, 1997.
- [8] Pozar, D.M. and Metzler, T.A.: Analysis of a Reflectarray Antenna Using Microstrip Patches of Variable Size, *Electronic Letters*, Vol. 29, No. 8, February 1993, pp. 657-658.

- [9] Chang, D.C. and Huang, M.C.: Multiple-Polarization Microstrip Reflectarray Antenna with High Efficiency and Low Cross-Polarization, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 43, No. 8, August 1995, pp. 829-834.
- [10] Cahill, R., Parker, E.A. and Sturland, I.M.: Influence of Substrate Loss Tangent on Performance of Multilayer Submillimetrewave FSS, *Electronic Letters*, Vol. 31, No. 20, September 1995, pp. 1752-1753.
- [11] Bossard, J.A., Werner, D.H., Mayer, T.S., Smith, J.A., Tang, Y.U., Drupp, R.P. and Li, L.: The Design and Fabrication of Planar Multiband Metallodielectric Frequency Selective Surfaces for Infrared Applications, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 54, No. 4, April 2006, pp. 1265-1275.
- [12] Antonopoulos, C., Cahil, R., Parker, E.A. and Sturland, I.M.: Multilayer Frequency-Selective Surfaces for Millimetre and Submillimetre Wave Applications, *IEE Proc. Microw. Antennas Propag.*, Vol. 144, No. 6, December 1997, pp. 415-420.
- [13] Puscasu, I., Spencer, D. and Boreman, G.D.: Refractive-Index and Element-Spacing Effects on the Spectral Behavior of Infrared Frequency-Selective Surfaces, *Applied Optics*, Vol. 39, No. 10, 2000, pp. 1570-1574.
- [14] Biber, S., Bozzi, M., Günther, O., Perregrini, L. and Schmidt, L.P.: Design and Testing of Frequency-Selective Surface on Silicon Substrates for Submillimeter-Wave Applications, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 54, No. 9, September 2006, pp. 2638-2645.
- [15] Page, L.A., Cheng, E.S., Golubovic, B., Gundersen, J. and Meyer, S.S.: Millimeter-Submillimeter Wavelength Filter System, *Applied Optics*, Vol. 33, No. 1, 1994, pp. 11-23.
- [16] Itou, A., Ebara, H., Nakajima, H., Wada, K and Hashimoto, O.: An Experimental Study of a $\lambda/4$ Wave Absorber Using a Frequency-Selective Surface, *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 28, No. 5, Mar. 2001, pp. 321-323.
- [17] Sha, Y., Jose, K.A., Neo, C.P. and Varadan, V.K.: Experimental Investigations of Microwave Absorber with FSS Embedded in Carbon Fiber Composite, *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 32, No. 4, February 2002, pp. 245-322.

- [18] Michielssen, E., Sajer, J.M., Ranjithan, S. and Mittra, R.: Design of Lightweight, Broad-Band Microwave Absorbers Using Genetic Algorithms, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 41, No. 6/7, June/July 1993, pp. 1024-1031.
- [19] Kiani, G.I., Weily, A.R. and Esselle, K.P.: A Novel Absorb/Transmit FSS for Secure Indoor Wireless Networks with Reduced Multipath Fading, *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, Vol. 16, No. 6, June 2006, pp. 378-380.
- [20] BAE Systems, <http://www.baesystems.co.uk/>
- [21] Kiebertz, R.B. and Ishimaru, A.: Scattering by a Periodically Apertured Conduction Screen, *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, AP-9(6), November 1961, pp. 506-514.
- [22] Ulrich, R.: Far-Infrared Properties of Metallic Mesh and its Complementary Structure, *Infrared Physics*, Vol. 7, 1967, pp. 37-55.
- [23] Ulrich, R.: Effective Low-Pass Filters for Far Infrared Frequencies, *Infrared Physics*, Vol. 7, 1967, pp. 65-74.
- [24] Lee, S.W.: Scattering by Dielectric-Loaded Screen, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 19, No. 5, September 1971, pp. 656-665.
- [25] Lee, S., Zarrillo, G. and Law, C.: Simple Formulas for Transmission Through Periodic Metal Grids or Plates, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 30, No. 5, 1982, pp. 904-909.
- [26] Mittra, R., Chan, C.H. and Cwik, T.: Techniques for Analysing Frequency Selective Surfaces, *Proc. IEEE*, Vol. 76, No. 12, 1988, pp. 1593-1614.
- [27] Chen, C.C.: Diffraction of Electromagnetic Waves by a Conducting Screen Perforated Periodically with Circular Holes, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 19, No. 5, 1971, pp. 475-481.
- [28] Potter, P.D.: Improved Dichroic Reflector Design for the 64-m Antenna S- and X-Band Feed Systems, *JPL Tech. Rep.*, No. 32, February 1974, p. 1526.
- [29] Möller, K.D., Sternberg, O., Grebel, H. and Stewart, K.P.: Near-Field Effects in Multilayer Inductive Metal Meshes, *Applied Optics*, Vol. 4, No. 10, 2002, pp. 1942-1948.

- [30] Compton, R.C., McPhedran, R.C., Derrick, G.H. and Botten, L.C.: Diffraction Properties of a Bandpass Grid, *Infrared Phys.*, Vol. 23, No. 5, pp. 239-245, 1983
- [31] Pelton, E.L. and Munk, B.A.: Scattering from Periodic Arrays of Crossed Dipoles, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 27, No. 3, 1979, pp. 323-330.
- [32] Tsao, C.H. and Mittra, R.: Spectral-Domain Analysis of Frequency Selective Surfaces Comprised of Periodic Arrays of Cross Dipoles and Jerusalem Crosses, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 32, No. 5, 1984, pp. 478-486.
- [33] Anderson, I.: On the Theory of Self-Resonant Grids, *Bell Syst. Tech. J.*, Vol. 54, No. 10, 1975, pp. 1725-1731.
- [34] Lagley, R.J. and Drinkwater, A.J.: Improved Empirical Model for the Jerusalem Cross, *IEE Proc., Part H: Microwaves, Opt. Antennas*, Vol. 129, No. 1, 1982, pp. 1-6.
- [35] Parker, E.A. and Handy, S.M.A.: Rings as Elements for FSS, *Electronic Letters*, Vol. 17, No. 17, August 1981, pp. 612-614.
- [36] Huang, J., Wu, T.K. and Lee, S.W.: Tri-Band FSS with Circular Ring Elements, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 42, No. 2, 1994, pp. 166-175.
- [37] Aroudaki, H., Pantow, W., Eibert, T. und Hansen, V.: Spektralbereichsanalyse planarer frequenzselektiver Schirme mit nichtrechtwinkligen Leitungsgeometrien, *FREQUENZ* 48(1994) 11-12, 1994, pp. 286-290.
- [38] Hall, R.C., Mittra, R. and Mitzner, K.M.: Analysis of Multilayered Periodic Structures Using Generalized Scattering Matrix Theory, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 36, No. 4, 1988, pp. 511-517.
- [39] Bresciani, D., Cosentino, S. and Mantica, P.G.: Inductive FSS for Ground Station Applications, *IEEE AP-S Symp. Digest*, 1992, pp. 1787-1790.
- [40] Contu, S. and Tascone, R.: Scattering From Passive Arrays in Plane Stratified Regions, *Electromagnetics*, Vol. 5, 1985, pp. 285-306.
- [41] Schimert, T.R., Brouns, A.J., Chan, C.H. and Mittra, R: Investigation of Millimeter-Wave Scattering from Frequency Selective Surfaces, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 39, No. 2, 1991, pp. 315-322.

- [42] Hansen, V.: Numerical Solutions of Antennas in Layered Media, *Research Studies Press LTD.*, Taunton, Somerset, England, 1989.
- [43] Kornatz, A.: Analyse planarer Schaltungen aus Leiterbahnen unterschiedlicher Leitfähigkeit, *Diplomarbeit*, Ruhr-Universität Bochum, 1990.
- [44] Vaupel, T.: Untersuchungen zu frequenzselektiven planaren Schirmen, *Diplomarbeit*, Ruhr-Universität Bochum, 1992.
- [45] Aroudaki, H.: Spektralbereichsanalyse von mehrlagigen planaren Schaltungen mit dreidimensionalen Diskontinuitäten, *Dissertation*, Bergische Universität Wuppertal 1996.
- [46] Vaupel, T.: Elektrodynamische Analyse von (M)MIC- und Submm-Wellenstrukturen basierend auf einem Oberflächen/Volumenintegralgleichungsverfahren, *Dissertation*, Bergische Universität Wuppertal 1999.
- [47] Aroudaki, H., Hansen, V., Gemünd, H.-P. and Kreysa, E.: Analysis of Low-Pass Filters Consisting of Multiple Stacked FSS's of Different Periodicities with Applications in the Submillimeter Radioastronomy, *IEEE Trans. on Antennas Propagation*, Vol. 43, December 1995, pp. 1486-1491.
- [48] Vaupel, T., Hansen, V.: Improved Spectral Domain Analysis Based on Complete Analytical Solutions of the Asymptotic System Matrix, *International Symposium on Electromagnetic Theory, URSI-B*, May 1998, Thessaloniki, Greece, pp. 557-559.
- [49] Unger, H.-G.: Elektromagnetische Theorie für die Hochfrequenztechnik, *Hüthig Verlag*, Heidelberg, 1998.
- [50] Andersson, T.: Moment-Methods Calculation of Scattering by a Square Plate Using Single Basis Functions and Multipole Expansions, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, Vol. 7, No. 1, 1993, pp. 93-121.
- [51] Splitt, G.: Effiziente Rechenverfahren zur Analyse von komplexen Einzel- und Gruppenantennen in Streifenleitungstechnik, *Dissertation*, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1991.
- [52] Hansen, V. and Janhsen, A.: Spectral Domain Analysis of Microstrip Arrays Including the Feed Network with Space-Varying Surface Impedances and Lumped Elements, *Electromagnetics*, Vol. 11, 1991, pp. 69-88.

- [53] Janhsen, A., Hansen, V.: Berechnungsverfahren und Überprüfung der numerischen Ergebnisse für planare Schaltungsstrukturen in geschichteten Medien unter besonderer Berücksichtigung mehrerer Zuleitungen, *Kleinheubacher Berichte* 32, 1989, pp. 329-338.
- [54] Pozar, D.M. and Voda, S.M.: A Rigorous Analysis of a Microstripline Fed Patch Antenna, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 35, No. 12, 1987, pp. 1343-1350.
- [55] Felsen, L.B. and Marcuvitz, N.: Radiation and Scattering of Waves, *IEEE Press*, New Jersey, 1994.
- [56] Ramo, S., Whinnery, J.R. and van Duzer, T.: Fields and Waves in Communication Electronics, *John Wiley & Sons Inc.*, New York, 1965.
- [57] Harrington, R.: Time Harmonic Electromagnetic Fields, *McGraw-Hill Inc.*, New York, 1961.
- [58] Microwave Studio, *CST-Computer Simulation Technology*, Deutschland, www.cst.com
- [59] CST Studio Suite 2006: Advanced Topics, *CST-Computer Simulation Technology*, 2005.
- [60] Weiland, T.: A Discretization Method for the Solution of Maxwell's Equations for Six-Component Fields, *Electronics and Communications AEUE*, Vol. 31, No. 3, 1977, pp. 116-120.
- [61] Weiland, T.: Time Domain Electromagnetic Field Computation with Finite Difference Methods, *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, Vol. 9, 1996, pp. 259-319.
- [62] Simonyi, K.: Theoretische Elektrotechnik, *Barth Verlagsgesellschaft*, Leipzig, 1993.
- [63] Krietensten, B., Schuhmann, P., Thoma, P. and Weiland, T.: The Perfect Boundary Approximation Technique Facing the Big Challenge of High Precision Field Computation. *XIX International Linear Accelerator Conference, LINAC 98*, Chicago, USA, 1998, pp. 860-862.

- [64] Berenger, J.P.: A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves, *J. Computat. Phys.*, 1994, pp. 185-200.
- [65] CST GmbH, Exploring a Three-Dimensional Universe, *Microwave Journal*, 44(8), 2001.
- [66] CST GmbH, From Design to Reality, *Microwave Journal*, 47(1), 2004.
- [67] Kennedy, J. and Eberhart, R.C.: Particle Swarm Optimization, *Proceedings of the IEEE International Conference on Neural Networks*, Piscataway, NJ:IEEE Press, 1995, pp. 1942-1948.
- [68] Shi, Y., Eberhart, R.C.: Empirical Study of Particle Swarm Optimization, *Proc. of the 1999 Congress on Evolutionary Computation*, Piscataway, NJ: IEEE Service Center, 1999, pp. 1945-1950.
- [69] Suganthan, P.N.: Particle Swarm Optimizer with Neighbourhood Operator, *Proc. of the 1999 Congress on Evolutionary Computation*, Piscataway, NJ, IEEE Service Center, 1999, pp. 1958-1962.
- [70] Ozcan, E. and Mohan, C.: Particle Swarm Optimization: Surfing The Waves, *Proc. 1999 Congress on Evolutionary Computation*, Piscataway, NJ, IEEE Service Center, 1999, pp. 1939-1944.
- [71] Eberhart, R.C. and Shi, Y.: Particle Swarm Optimization: Developments, Applications and Resources, *Proc. 2001 Congress on Evolutionary Computation*, Vol. 1, 2001, pp. 81-86.
- [72] van den Bergh and Engelbrecht, A.: A New Locally Convergent Particle Swarm Optimizer, *2002 IEEE International Conference on Systems, Man, and Cybernetics*, 2002, pp. 160-163.
- [73] Ratnaweera, A. and Halgamuge, S.K.: Self-Organizing Hierarchical Particle Swarm Optimizer With Time-Varying Acceleration Coefficients, *IEEE Trans. on Evolutionary Computation*, Vol. 8, No. 3, 2004, pp. 240-255.
- [74] Yoshida, H., Kawata, K., Fukuyama, Y. and Nakanishi, Y.: A Particle Swarm Optimization for Reactive Power and Voltage Control Considering Voltage Stability, *Proceedings of the International Conference on Intelligent System Application to Power System*, Brazil, 1999, pp. 117-121.

- [75] van den Bergh F and Engelbrecht A.P.: Training Product Unit Networks Using Cooperative Particle Swarm Optimizers, *Proceedings of the International Joint Conference on Neural Networks(IJCNN)*, Washington DC, USA, 2001, pp. 126-132.
- [76] Hodgson, R.J.W.: Particle Swarm Optimization Applied to the Atomic Cluster Optimization Problem, *Proc. Genetic and Evol. Comp. Conf. (GECCO-2002)*, 2002, pp. 68-73.
- [77] Sedlacek, K. and Eberhard, P.: Optimization of Nonlinear Mechanical Systems under Constraints with the Particle Swarm Method, *Proceedings of Applied Mathematics and Mechanics*, 4(1), 2004, pp. 169-170.
- [78] Robinson, J. and Rahmat-Samii, Y.: Particle Swarm Optimization in Electromagnetics, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 52, No. 2, 2004, pp. 397-407.
- [79] Venkatarayalu, N.V. and Ray, T.: Optimum Design of Yagi-Uda Antennas Using Computational Intelligence, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 52, No. 7, 2004, pp. 1811-1818.
- [80] Khodier, M.M. and Christodoulou, C.G.: Linear Array Geometry Synthesis with Minimum Sidelobe Level and Null Control Using Particle Swarm Optimization, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 53, No. 8, 2005, pp. 2674-2679.
- [81] Donelli, M., Azaro, R., De Natale, E.G.B. and Massa, A.: An Innovative Computational Approach Based on a Particle Swarm Strategy for Adaptive Phased-Arrays Control, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 54, No. 3, 2006, pp. 888-898.
- [82] Wu, G., Hansen, V., Kreysa, E., Gemuend, H.-P.: Optimierung der FSS-Bandpassfilter mit Hilfe der Schwarmintelligenz (Particle Swarm Optimization), *Advances in Radio Science* 4, 2006, pp. 65-71.
- [83] Wu, G., Hansen, V., Kreysa, E., Gemuend, H.-P.: Design and Optimization of FSS Structures for Applications in (Sub)millimetre Astronomy Using a PSO Algorithm, *31th International Conference on Infrared and Millimeter Wave and 14th International Conference on Terahertz Electronics*, Shanghai, September 2006, p. 401.
- [84] Kinnebrock, W.: Optimierung mit genetischen und selektiven Algorithmen, *R. Oldenbourg Verlag*, München; Wien, 1994.

- [85] Bomze, I.M., Grossmann, W.: Optimierung - Theorie und Algorithmen, *BI-Wissenschaftsverlag*, Mannheim; Leipzig; Wien; Zürich, 1993.
- [86] Nissen, V.: Einführung in Evolutionäre Algorithmen, *Vieweg*, Braunschweig; Wiesbaden, 1997.
- [87] Horst, R., Tuy, H. and Hoc T.: Global Optimization. Deterministic Approaches, 2nd, rev. ed. *Springer*, Berlin, 1993.
- [88] Alt, W.: Nichtlineare Optimierung, *Vieweg-Verlag*, Braunschweig/Wiesbaden, 1. Auflage, 2002.
- [89] Rahmat-Samii, Y. and Michielssen, E.: Electromagnetic Optimization by Genetic Algorithms, *John Wiley & Sons*, New York, 1999.
- [90] Sinton, S., Robinson, J. and Rahmat-Samii, Y.: Standard and Micro Genetic Algorithm Optimization of Profiled Corrugated Horn Antennas, *Proc. IEEE Int. Symp. Antennas Propagation*, Vol. 1, San Antonio, TX, 2002, pp. 314-317.
- [91] Boeringer, D.W. and Werner, D.H.: Particle Swarm Optimization Versus Genetic Algorithms for Phased Array Synthesis, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 52, No. 3, 2004, pp. 771-779.
- [92] Eberhart, R., Kennedy, J. and Shi., Y.: Swarm Intelligence, *Academic Press*, London, 2001.
- [93] Millonas, M.M.: Swarms, Phase Transitions, and Collective Intelligence, *Addison Wesley*, Reading, MA, 1994.
- [94] Shi, Y. and Eberhart, R.C.: A Modified Particle Swarm Optimizer, *Proc. of the IEEE International Conference on Evolutionary Computation*, Piscataway, NJ, *IEEE Press*, 1998, pp. 69-73.
- [95] Clerc, M.: The Swarm and the Queen: Towards a Deterministic and Adaptive Particle Swarm Optimization, *Proc. CEC*, 1999, pp. 1951-1957.
- [96] Corne, D., Dorigo, M., Glover, F.: New Ideas in Optimization, *McGraw Hill*, 1999, pp. 379-387.

- [97] Kennedy, J.: The Behaviour of Particles, Evolutionary Programming VII: *Proceedings of the Seventh Annual Conference on Evolutionary Programming*, 1998, pp. 581-589.
- [98] Shi, Y. and Eberhart, R.C.: Parameter Selection in Particle Swarm Optimization, Evolutionary Programming VII: Proc. EP 98, *Springer-Verlag*, New York, 1998, pp. 591-600.
- [99] Bolometer Development at the MPIfR, <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/div/bolometer/>
- [100] Marcuvitz, N.: Waveguide Handbook, *Peter Peregrinus Ltd.*, Lodon, 1986.
- [101] Wait, J.R.: Reflection at Arbitrary Incidence from a Parallel Wire Grid, *Applied Sci. Res.*, Vol. 4, 1954.
- [102] Whitbourn, L.B. and Compton, R.C.: Equivalent-Circuit Formulas for Metal Grid Reflectors at a Dielectric Boundary, *Applied Optics*, Vol. 24, No. 2, 1985, pp. 217-220.
- [103] Compton, R.C. and Rutledge, D.B.: Approximation Techniques for Planar Periodic Structures, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 37, No. 10, October 1985, pp. 1083-1088.
- [104] Hooberman, B.: Everything You Ever Wanted to Know about Frequency-Selective Surface Filters but Were Afraid to Ask, <http://calvin.phys.columbia.edu/group-web/filters/filter.pdf>, May 2005.
- [105] Wu, G., Hansen, V., Gemuend, H.-P., Kreysa, E.: Multi-layered Submillimetre FSS of Shifted Crossed Slot Elements for Applications in Radio Astronomy. *German Microwave Conference - GeMiC 2005* -, Ulm, Germany, April 2005, pp. 128-131.
- [106] Wu, G., Hansen, V., Gemuend, H.-P., Kreysa, E.: Resonant Mesh Filters Using Densely Packed FSS Elements for Space Applications, 30th International Conference on Infrared and Millimeter Wave, *13th International Conference on Terahertz Electronics*, Williamsburg, VA, USA, 2005, pp. 209-210.
- [107] Lo, Y.T. and Lee, S.W.: Antenna Handbook, Theory, Applications and Design, *Van Nostrand Reinhold*, New York, 1988, pp 2-13 - 2-16.
- [108] Matthaei, G., Young, L. and Jones, E.M.T.: Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures, *Artech House Books*, Dedham, MA, 1964.

- [109] Saal, R.: Handbuch zum Filterentwurf, *AEG-Telefunken*, Berlin und Frankfurt am Main, 1979.
- [110] Mildenberger, O.: Entwurf analoger und digitaler Filter, *Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH*, Braunschweig und Wiesbaden, 1992.
- [111] Wu, G., Hansen, V., Kreysa, E., Gemuend, H.-P.: Combination of Classical Filter Theory and Spectral Domain Analysis for the Design of Multi-layered Filters in the Submillimetre Wave Range. *2004 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory (EMT-S)*, Pisa, Italy, 2004, pp. 781-783.
- [112] Wu, G., Hansen, V., Kreysa, E., Gemuend, H.-P.: Synthesis of High-Grade Filters for TeraHertz Applications Based on Multi-layered Structures Using Capacitive and Inductive Grids. *27th ESA Antenna Workshop on Innovative Periodic Antennas*, Santiago de Compostella, Spain, March 2004, pp. 321-327.
- [113] Chakravarty, S., Mittra, R. and Williams, N.B.: Application of a Microgenetic Algorithms (MGA) to the Design of Broad-band Microwave Absorbers Using Multiple Frequency Selective Screen Buried in Dielectrics, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 50, No. 3, 2002, pp. 284-296.
- [114] Kern, D.J. and Werner, D.H.: A Genetic Algorithm Approach to the Design of Ultra-Thin Electromagnetic Bandgap Absorbers, *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 38, 2003, pp. 61-64.
- [115] Jones, W.C., Bhatia, R.S., Bock, J.J. and Lange, A.E.: A Polarization Sensitive Bolometric Detector for Observations of the Cosmic Microwave Background, *SPIE Proceedings*, <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0209132>, Waikaloa 2002.
- [116] Perera, T.A., Downes, T.P., Meyer, S.S., Crawford, T.M., Cheng, E.S., Chen, T.C., Cottingham, D.A., Sharp, E.H., Silverberg, R.F., Finkbeiner, F.M., Fixsen, D.J., Logan, D.W. and Wilson, G.W.: The Optical Performance of Frequency Selective Bolometers, *SPIE Proceedings*, <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0610580>, Oct. 2006.
- [117] Langley, S.P.: On the Thermal Balance, *Science*, vol. 2, 1881, pp. 11-12.
- [118] Pressemitteilung: Philip-Morris-Forschungspreis 2004 für Wissenschaftler des Max-Planck-Instituts für Radioastronomie, *PRI (MPIfR) 01/04 (1)*, <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/public/pr/pr-pmorris.html>, Januar 2004.

- [119] Richards, P.L.: Bolometers for Infrared and Millimeter Waves, *J. Appl. Phys.*, vol. 76, 1994, pp. 1-24.
- [120] Kreysa, E., Gemünd, H.-P., Gromke, J., Haslam, C.G.T., Reichertz, L.A., Haller, E.E., Beeman, J.W., Hansen, V., Sievers, A. and Zylka, R.: Bolometer Array Development at the Max-Planck-Institut für Radioastronomie, *Infrared Phys.* 40, 1999, pp. 191-197.
- [121] Menten, K.M., Kreysa, E. und Bertoldi, F.: Grosse Bolometerempfänger für die (Sub)millimeter-Astronomie, *Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn*, <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/staff/bertoldi/talks/pmfp/bolometer.pdf>