

KfK 5157
Februar 1993

Experimentelle und theoretische Untersuchung breitbandiger Hochleistungsfenster für Millimeterwellen

U. Ambrosy
Institut für Technische Physik
Projekt Kernfusion

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Technische Physik

Projekt Kernfusion

KfK 5157

**Experimentelle und theoretische Untersuchung breitbandiger
Hochleistungsfenster für Millimeterwellen***

U. Ambrosy

***Dieser Veröffentlichung liegt eine am Institut für Höchstfrequenztechnik und
Elektronik der Universität Karlsruhe durchgeführte Diplomarbeit zugrunde.**

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Experimental and theoretical investigation of broadbanded high-power windows for millimeter waves

Abstract

For extraction of high-power millimeter waves from a vacuum oscillator tube (e.g. a gyrotron) and for coupling of the wave into an applicator vessel (e.g. a nuclear fusion reactor) transmission windows that guarantee a reliable vacuum-air-seal are needed. The windows used so far usually consist of plane disks of low-loss dielectric material mounted perpendicularly to the direction of wave propagation. Since only waves in a narrow frequency range can penetrate this type of window this is only useful for monofrequent systems. For frequency-variable systems, using e.g. step-tunable gyrotrons, cyclotron autoresonance masers, or free electron masers as a source, special windows are required, that can transmit a relatively large frequency range ($\geq \pm 5 \%$).

In this work different broadband window types are developed and further investigated. The main point of the work is the realisation of the required frequency dependences. For the construction of the different test windows materials are used that are suitable for transmission of high-power waves.

Experimentelle und theoretische Untersuchung breitbandiger Hochleistungs-fenster für Millimeterwellen

Zusammenfassung

Zur Auskopplung von Hochleistungs-Millimeterwellen aus einer Vakuumoszillatordröhre (z.B. einem Gyrotron) und zur Einkopplung der Welle in ein Prozeßgefäß (z.B. einen Kernfusionsreaktor) werden Transmissionsfenster benötigt, die eine zuverlässige Vakuum-Luft-Grenze gewährleisten können. Bei den bisher verwendeten Fenstern handelt es sich meist um plane Scheiben aus verlustarmem dielektrischem Material, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle angeordnet werden. Da dieser Fenstertyp nur in einem schmalen Frequenzbereich für Wellen durchlässig ist, kann er nur für monofrequente Systeme eingesetzt werden. Für frequenzvariable Systeme, z.B. solche, die stufig abstimmbare Gyrotrons, Zyklotron Autoresonanz Maser oder Freie Elektronen Maser als Quelle verwenden, benötigt man spezielle Fenster, die für einen relativ großen Frequenzbereich ($\geq \pm 5 \%$) durchlässig sind.

In dieser Arbeit werden verschiedene breitbandige Fenstertypen entwickelt und näher untersucht. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt in der Realisierung der angestrebten Frequenzgänge. Zum Aufbau der verschiedenen Testfenster wurden Materialien verwendet, die sich zur Übertragung von Hochleistungswellen eignen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung	1
1.2	Aufgabenstellung	3
2	Theoretische Beschreibung des Fensterverhaltens	5
2.1	Dielektrische Materialeigenschaften	5
2.2	Streumatrixformalismus	7
2.3	Transmissions- und Reflexionsfaktor	8
3	Experimentelle Untersuchung der Fenster	11
3.1	Skalarer Netzwerkanalysator bei 140 GHz.	11
3.2	Quasioptische Meßstrecke.	13
3.2.1	Gaußscher Strahl	13
3.2.2	Abbildung Gaußscher Strahlen	17
3.2.3	Praktischer Aufbau der Meßstrecke	19
3.3	Gesamtaufbau des Meßsystems	21
4	Breitbandfenster	27
4.1	Möglichkeiten.	27
4.1.1	Brewster-Fenster	29
4.1.2	Fenster mit geeigneter Oberflächengestaltung	30
4.2	Materialien und Frequenzbereich	31
4.3	Resonante Übergänge	32
4.3.1	Prinzip	32
4.3.2	Dreischichtenfenster	36
4.3.3	Rechteckprofil-Rillen	42
4.4	Adiabatische Übergänge	52
4.4.1	Prinzip	52
4.4.2	Dreiecksprofil-Rillen.	54
4.4.3	Mottenaugen-Struktur	57
5	Ergebnisse	61
5.1	Vergleich.	61
5.2	Auswahl	63

6	Résumé	65
6.1	Zusammenfassung	65
6.2	Ausblick	67
7	Literaturverzeichnis	68
8	Symbole und Abkürzungen	71
A	Anhang	75
A.1	Endaufbau des skalaren Netzwerkanalysators.	75
A.2	Herleitung des Gaußschen Strahls	76
A.3	Abmessungen der quasioptischen Meßstrecke	78
A.4	Bestand an Testscheiben zum Breitbandfenster.	79

1 Einleitung

Diese Diplomarbeit wurde am Institut für Technische Physik des Kernforschungszentrums Karlsruhe (KfK) innerhalb der Abteilung für Gyrotronentwicklung unter der Leitung von Prof. Dr. M. Thumm angefertigt.

Zur Erläuterung des Begriffs des Hochleistungsfensters folgt eine kurze Einführung in die Funktionsweise eines Gyrotrons, bei dessen Aufbau Fenster dieser Art benötigt werden. Daraus ergeben sich dann die Anforderungen, die an ein solches Fenster gestellt werden und die Aufgabenstellung, die Thema dieser Diplomarbeit ist.

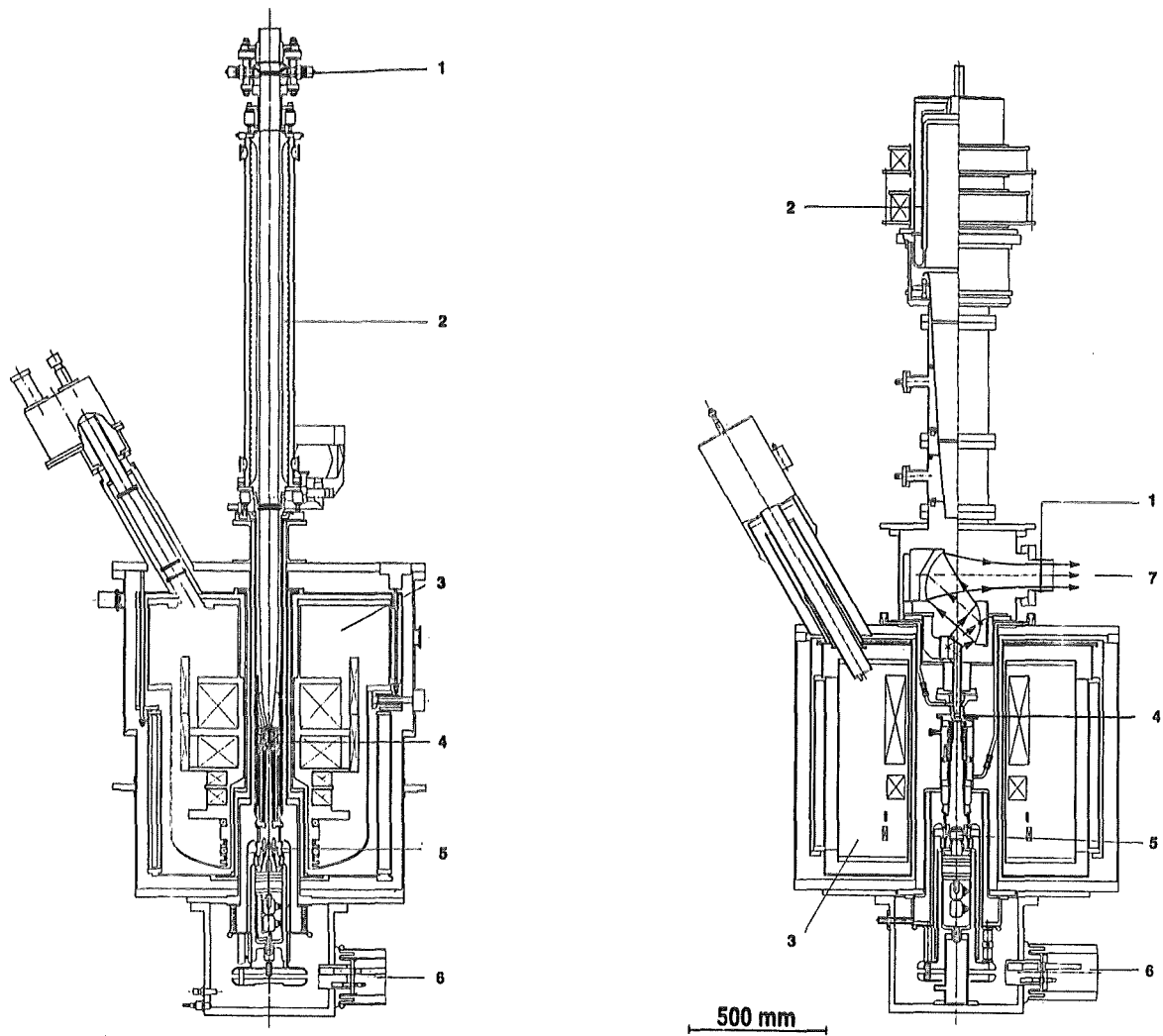
1.1 Einführung

Gyrotrons dienen als Hochfrequenzquellen für einen Frequenzbereich von rund 8 bis 300 GHz und vermögen Leistungen bis zu einem Megawatt zu erzeugen. Eine einführende Beschreibung findet man z.B. in [1].

Ein Gyrotron ist eine Vakuumröhre, in der relativistische Elektronen mit der Hochfrequenzwelle in einem Resonator wechselwirken. Standard ist der Aufbau des Resonators in Hohlleitertechnologie (siehe Abbildung 1.1).

Die von der Kathode emittierten Elektronen werden durch das elektrische Feld zwischen Emitter und Anode beschleunigt und passieren auf ihrem Weg zum Kollektor den Resonator. Ein axiales statisches Magnetfeld zwingt die Elektronen dabei auf schraubenförmige Bahnen. Aufgrund der zufälligen Eintrittsphase der Elektronen in den Resonator, treten in Wechselwirkung mit dem transversalen elektrischen Feld, positive und negative Beschleunigungseffekte auf. Bedingt durch die relativistische Abhängigkeit der effektiven Elektronenmasse von der Elektronenenergie (d.h. ihrer Geschwindigkeit), formieren sich die Elektronen zu Paketen (man spricht von der "Phasenfokussierung"). Durch Abbremsen dieser Pakete wird Energie auf das elektromagnetische Feld übertragen. Die Frequenz der dadurch angeregten Hochfrequenzwelle ist proportional zum axialen Magnetfeld, welches die Zyklotronfrequenz der Elektronen bestimmt. Die Auskopplung der Hohlleiterwelle erfolgt entweder axial in überdimensionierten Hohlleitern, oder radial als Gaußscher Strahl, der innerhalb des Gyrotrons mit einem Wandler-system aus der Hohlleiterwelle geformt wird. Prinzipiell benötigt man jedoch für beide Auskop-

plungspfade, am Ort des Austritts aus dem Gehäuse eine Vakuum-Luft Barriere, die für die Hochfrequenzwelle durchlässig ist - das Fenster.



(a)

(b)

Abbildung 1.1: Gyrotron mit axialer (a) und radialer (b) Auskopplung.

1: Fenster, 2: Kollektor, 3: Kryostat mit supraleitendem Magnetsystem, 4: Resonator, 5: Elektronenkanone, 6: Hochspannungszuführung, 7: Gaußscher Strahl

An ein solches Fenster stellen sich somit folgende Anforderungen:

- (I) Es muß ultrahochvakuumdicht sein (damit verbunden ist die Tauglichkeit für eine Temperaturbehandlung bei ca. 450 °C), und der Druckdifferenz standhalten.
- (II) Es muß möglichst der gesamten Hochfrequenzleistung den Austritt aus der Röhre ermöglichen.
- (III) Es muß für die hohen Feldstärken bzw. Leistungen geeignet sein.
- (IV) Es darf zu keiner Modenwandlung führen.

Bisherige Entwürfe sehen als Materialien mechanisch stabile, möglichst verlustarme, nicht-leitende Dielektrika vor, die eine geringe Wärmeausdehnung, aber eine hohe Wärmeleitfähigkeit aufweisen. Aus diesen Dielektrika werden plane Scheiben von einigen Zentimetern Durchmesser angefertigt, die senkrecht zur austretenden Welle angeordnet werden. Die Dicke der Fensterscheibe richtet sich nach der Druckbelastung und der thermischen Beanspruchung. Um Reflexionen der elektromagnetischen Welle am Fenster zu vermeiden, wird die Dicke der Scheibe für die Betriebsfrequenz des Gyrotrons, resonant ausgelegt.

Es handelt sich hierbei um eine schmalbandige Lösung, die nur für die Entwurfsfrequenz den reflexionsfreien Austritt garantiert. Um nun auch die Reflexion von störenden Nachbarmoden zu unterbinden und den Betrieb des Gyrotrons auf unterschiedlichen Moden, d.h. bei verschiedenen Frequenzen zu ermöglichen ("step-tunable gyrotron"), wird der Wunsch nach breitbandigen Hochleistungsfenstern laut. Solche Breitbandfenster werden auch für andere, frequenzabstimmbare Hochleistungsquellen wie die des "free electron masers" und des "cyclotron autoresonance masers" benötigt.

1.2 Aufgabenstellung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sollte deshalb nach Möglichkeiten gesucht werden, wie solche Fenster auch breitbandig aufgebaut werden können. Dabei lag der Schwerpunkt zunächst auf der Realisierung der benötigten Reflexions-Frequenzgänge. Es galt Wege und Materialien zu finden, die bei der Betriebsfrequenz des KfK-Gyrotrons von 140 GHz, über einen großen Frequenzbereich (etwa 20 GHz) nur geringe Reflexionen aufweisen. Die mechanischen und thermomechanischen Materialeigenschaften sollten zunächst als zweitrangig angesehen werden.

Gefundene Möglichkeiten sollten auf ihre Realisierbarkeit hin geprüft, und theoretisch am Modell einer senkrecht auf das Fenster einfallenden TEM-Welle untersucht werden. Weitere

Aufgabe war, entsprechende Fensterscheiben anzufertigen, und niederleistungsmäßig zu vermessen. Für diese experimentelle Untersuchung war ein quasioptischer Meßplatz aufzubauen, der in dem gewünschten Frequenzbereich bei 140 GHz, die Messung der Transmissions- und Reflexionseigenschaften der Scheiben erlaubt. Dazu war außerdem die Erweiterung des vorhandenen skalaren Netzwerkanalysators für 140 GHz, auf ein größeres Frequenzintervall notwendig.

2 Theoretische Beschreibung des Fensterverhaltens

Um nun den senkrechten Durchgang einer Hochfrequenzwelle durch eine planparallele Fensterscheibe mathematisch beschreiben zu können, werden zunächst die dielektrischen Eigenschaften der in Frage kommenden Materialien behandelt. Ein Streumatrixformalismus dient dann als geeignetes Mittel, die auftretenden Materialübergänge mathematisch zu erfassen. Als die, das Fenster charakterisierende Größen, lassen sich damit der Transmissions- und der Reflexionsfaktor berechnen.

2.1 Dielektrische Materialeigenschaften

Allgemein sollen die betrachteten Materialien als linear, lokal und zeithomogen vorausgesetzt werden. Aus den bereits geschilderten Anforderungen an das Fenster ergab sich die Einschränkung auf nichtleitende und möglichst verlustarme Dielektrika (siehe Kapitel 1.1). Eine Beschreibung der dielektrischen Eigenschaften eines Mediums findet man z.B. in [2] und [3]. Man definiert die komplexe relative Dielektrizitätskonstante $\bar{\epsilon}_r$,

$$\bar{\epsilon}_r = \epsilon_r - j\epsilon_{ri} \quad , \quad (2.1)$$

sowie die, aus der Optik bekannte, komplexe Brechzahl \bar{n}

$$\bar{n} = n - jn_i \quad . \quad (2.2)$$

Für beide gilt der Zusammenhang:

$$\bar{\epsilon}_r = \bar{n}^2 \quad . \quad (2.3)$$

Der Imaginärteil ϵ_{ri} beschreibt die dielektrischen Verluste im Material. Zur Kennzeichnung der Verluste definiert man den Verlustwinkel $\tan \delta$

$$\tan \delta = \frac{\epsilon_{ri}}{\epsilon_r} \quad . \quad (2.4)$$

Dielektrizitätskonstante und die Brechzahl werden reell

$$\epsilon_r = n^2 \quad (2.5)$$

In den nachfolgenden Kapiteln soll, soweit nichts anderes gesagt wird, $\tan\delta = 0$ stets vorausgesetzt werden.

Breitet sich eine ebene elektromagnetische Welle in einem dielektrischen Material (gekennzeichnet durch ϵ_r) aus, so erfährt diese gegenüber dem Vakuum, eine Verzögerung (dies ist z.B. in [4] beschrieben). Bei gleichbleibender Frequenz f verringert sich die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 auf die Lichtgeschwindigkeit im Material c

$$c = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.6)$$

Die Wellenlänge des Freiraums λ_0 verkürzt sich analog auf die Wellenlänge im Medium λ

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.7)$$

Weiterhin wird die Welle an der Grenzschicht zweier Medien unterschiedlicher Dielektrizitätskonstanten, teilweise reflektiert (siehe hierzu [5]). Dabei gilt: je größer der Unterschied in den Konstanten, desto größer ist die Reflexion. Ist eines der Medien Vakuum bzw. Luft so berechnet sich der Feldstärke-Reflexionsfaktor R_F bei senkrechtem Einfall zu:

$$R_F = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r}}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.8)$$

Gleichung (2.8) gilt für den Übergang vom Vakuum in das Dielektrikum. Beim Austritt der Welle aus dem Medium in das Vakuum ist R_F mit -1 zu multiplizieren, was einem Phasensprung von π entspricht.

2.2 Streumatrixformalismus

In unserem Fall trifft eine TEM-Welle auf die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z angeordnete Fensterscheibe. Die Welle wird also zweimal reflektiert: an der Fenstervorderseite beim Übergang vom Vakuum in das Fenstermaterial und an der Rückseite beim Austritt der Welle aus dem Fenster in die Luft. In der Scheibe treten dabei Mehrfachreflexionen auf. Strukturen dieser Art, bei der eine ebene Welle durch eine, orthogonal zu z ausgerichtete dielektrische Schicht läuft, lassen sich sehr einfach mit Hilfe der Streumatrizen berechnen, wie sie in [6] beschrieben sind. Das Fenster wird dabei als ein Zweitor betrachtet, wobei vorausgesetzt wird, daß durch das Fenster keine Fremdmoden angeregt werden. Für die Streumatrix $[S]$ einer solchen Anordnung findet man in [7] folgende Beziehung, die auch für verlustbehaftete Medien gültig ist:

$$[S] = \frac{1}{1 - R_F^2 \exp(-2kD)} \begin{bmatrix} R_F(1 - \exp(-2kD)) & (1 - R_F^2) \exp(-kD) \\ (1 - R_F^2) \exp(-kD) & R_F(1 - \exp(-2kD)) \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

Hierbei ist D die Dicke der Fensterscheibe und k die Ausbreitungskonstante im Material, die wie R_F , beim Auftreten von Verlusten komplex ist.

Der Vorteil der Streumatrixdarstellung erweist sich dann, wenn, wie dies später auch getan wird, mehrere solcher Schichten hintereinander angeordnet werden. Die resultierende Streumatrix kann aus den Einzelmatrizen durch einfache Verkettung berechnet werden. Für die Verkettungsregel gilt bei einer Schichtenfolge A - B:

$$[S_{AB}] = \begin{bmatrix} S_{11A} + \frac{S_{21A} S_{11B} S_{12A}}{1 - S_{11B} S_{22A}} & \frac{S_{12A} S_{12B}}{1 - S_{11B} S_{22A}} \\ \frac{S_{21A} S_{21B}}{1 - S_{11B} S_{22A}} & S_{22B} + \frac{S_{12B} S_{22A} S_{21B}}{1 - S_{11B} S_{22A}} \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

Dieser Umstand erlaubt es auch, einen solchen Formalismus recht einfach zu programmieren. Ein auf dieser Streumatrixmethode basierendes Programm zur Berechnung von Fensterstrukturen, die sich durch eine Folge von, senkrecht zur z -Achse angeordneten, dielektrischen Schichten beschreiben lassen, stand mir zur Verfügung. Mit diesem Programm wurden die theoretischen Eigenschaften der untersuchten Breitbandfenster ermittelt.

2.3 Transmissions- und Reflexionsfaktor

Als charakteristische Größen eines Fensters lassen sich mit dem oben erwähnten Programm, der Leistungs-Reflexionsfaktor R und der Leistungs-Transmissionsfaktor T in Abhängigkeit der Frequenz berechnen. R und T sind über die einfallende Leistung P , die reflektierte Leistung P_{refl} und die transmittierte Leistung P_{trans} definiert:

$$\begin{aligned} R &= \frac{P_{refl}}{P} \\ T &= \frac{P_{trans}}{P} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Mit der absorbierten Leistung P_{abs} gilt aus Energieerhaltungsgründen:

$$R + T + \frac{P_{abs}}{P} = 1 \quad (2.12)$$

Im verlustlosen Fall wird $P_{abs} = 0$ und aus Gl. (2.12):

$$R + T = 1 \quad (2.13)$$

R und T sind (auch bei verlustbehafteten Medien) über die Beziehungen

$$\begin{aligned} R &= |R_F|^2 \\ T &= |T_F|^2 \end{aligned} \quad (2.14)$$

mit dem Feldstärke-Reflexionsfaktor R_F und dem Feldstärke-Transmissionsfaktor T_F verknüpft. Wenn im weiteren vom Reflexions- bzw. Transmissionsfaktor die Rede ist, so ist stets die auf die Leistung bezogene Größe gemeint.

Aus der Streumatrix einer dielektrischen Schicht bzw. Schichtenfolge, lassen sich R und T nach folgender Beziehung berechnen (Dies ist wiederum auch beim Auftreten von Verlusten gültig):

$$\begin{aligned} R &= |S_{11}|^2 \\ T &= |S_{21}|^2 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Für die Berechnung von R wurde ein perfekter schwarzer Abschluß vorausgesetzt. Man kann nun mit den Gleichungen (2.9) und (2.15) zeigen, daß im verlustfreien Fall der Reflexionsfaktor für eine TEM-Welle bei einer bestimmten Frequenz verschwindet, wenn die Dicke der Einzelscheibe genau ein ganzes Vielfaches N der halben Materialwellenlänge λ beträgt. Dieser Sachverhalt wurde beim bisherigen Fensterentwurf ausgenutzt, bei dem die Scheibendicke für die Betriebsfrequenz des Gyrotrons $\lambda/2$ -resonant gewählt wurde.

Als Beispiel soll die Berechnung der Reflexionseigenschaften einer Scheibe dienen, wie sie als Gyrotronfenster zum Einsatz kommen könnte. Es handelt sich dabei um eine Saphirscheibe mit einer Dicke von $D = 1.75$ mm und einer Dielektrizitätskonstanten von $\epsilon_r = 9.4$.

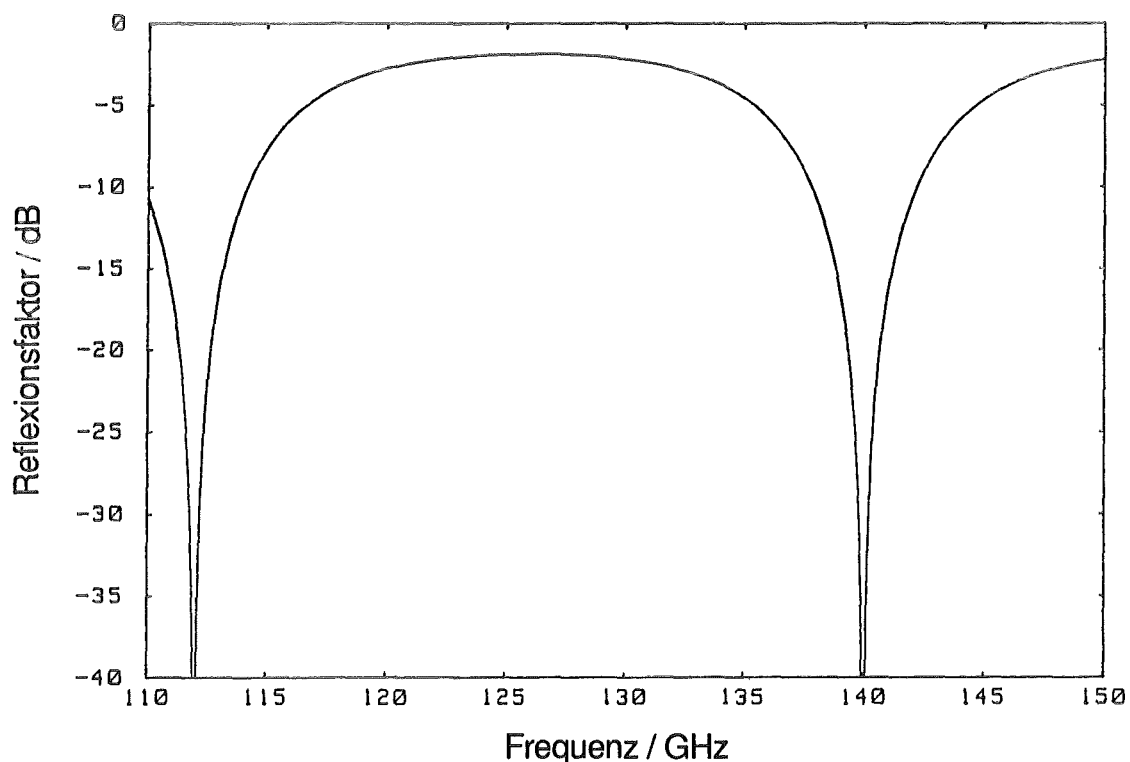


Abbildung 2.1: Berechneter Reflexionsfaktor einer Saphir-Fenstersscheibe
($\epsilon_r = 9.4$, $D = 1.75$ mm)

Aufgetragen ist der Reflexionsfaktor über der Frequenz. Man erkennt die Resonanzeinbrüche, bei denen die Scheibendicke gerade ein ganzes Vielfaches der halben Wellenlänge im Material beträgt. Diese Fensterscheibe wurde auf die Frequenz des KfK-Gyrotrons von 140 GHz resonant abgestimmt. Außerdem ist zu erkennen, wie schon bei geringen Frequenz-

abweichungen von der Resonanzfrequenz, der Reflexionsfaktor stark ansteigt, was zu der besagten Schmalbandigkeit der bisher verwendeten Fenstertypen führt.

3 Experimentelle Untersuchung der Fenster

In diesem Kapitel wird ein Niederleistungs-Meßsystem vorgestellt, mit dem die experimentelle Untersuchung der Fensterscheiben bei den geforderten Frequenzen ermöglicht wird. Mit der Erweiterung des vorhandenen skalaren Netzwerkanalysators auf den größeren Frequenzbereich von 117 bis 150 GHz und dem Aufbau einer quasioptischen Meßstrecke, steht jetzt ein System zur Verfügung, mit dem eine bequeme Vermessung der Fenster vorgenommen werden kann.

3.1 Skalärer Netzwerkanalysator bei 140 GHz

Grundlage für die Vermessung der Fensterscheiben war der skalare Netzwerkanalysator, wie er in [8] beschrieben ist. Er ermöglicht die Vermessung von Komponenten bei Frequenzen um 140 GHz.

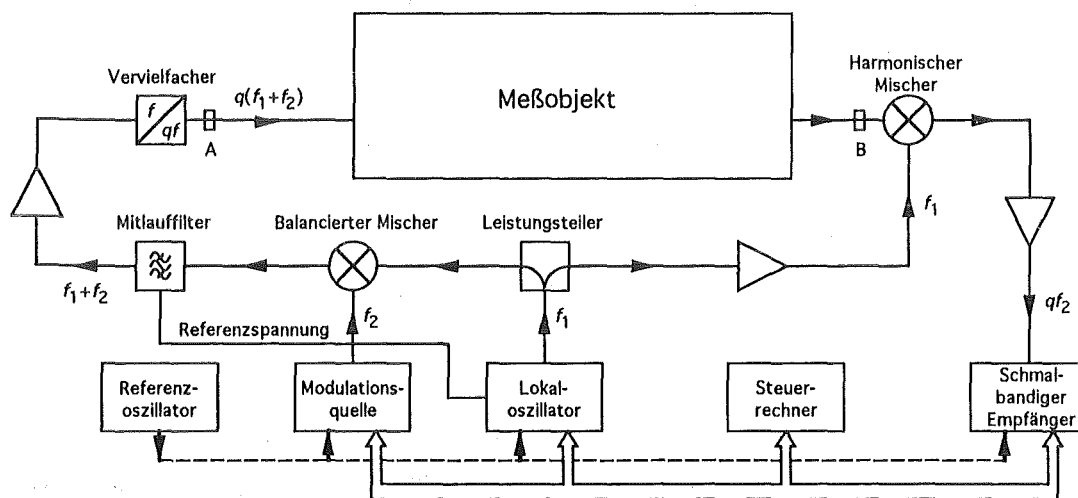


Abbildung 3.1: Aufbau des skalaren Netzwerkanalysators

Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau. Ein synthetisierter Generator erzeugt ein Signal mit der Frequenz f_1 im Bereich von 15 GHz. Dieses Signal wird mit Hilfe eines Leisterteilers in einen Sende- und in einen Empfangszweig aufgeteilt.

Sendeseitig wird durch einen Einseitenband-Modulationsprozeß zum LO-Signal die Frequenz $f_2 = 300$ MHz zur Summenfrequenz $f_3 = f_1 + f_2$ (oberes Seitenband) addiert. Der Einseitenbandmodulator ist aus einem balancierten Mischer und einem auf f_3 abgestimmten Mitlauffilter aufgebaut. Nachfolgend wird das obere Seitenbandsignal verstärkt und einem Vervielfacher zugeführt. Hier wird f_3 um die ganze Zahl q vervielfacht. Um bei 140 GHz messen zu können, wird auf der neunten Harmonischen gearbeitet, d.h. $q = 9$. Anschließend wird das Meßsignal in D-Band-Hohlleitern (Maße: $1.65 \text{ mm} \times 0.83 \text{ mm}$) dem Meßobjekt zugeleitet.

Auf der Empfangsseite wird das hochfrequente Meßsignal in einem Oberwellenmischer auf die feste Zwischenfrequenz qf_2 heruntergemischt. Dazu wird der Oberwellenmischer mit dem, vom Leistungsteiler kommenden und verstärkten Signal der Frequenz f_1 gepumpt. Die Zwischenfrequenz wird verstärkt und mit einem festabgestimmten, schmalbandigen Pegelempfänger empfangen.

Um das Meßobjekt über einen Frequenzbereich vermessen zu können, wird die LO-Frequenz stufenweise von der unteren bis zur oberen Bandgrenze erhöht und nach jedem Schaltvorgang der Empfangspegel aus dem Spektrum-Analysator ausgelesen. Beide Vorgänge werden über einen Rechner von einem Programm gesteuert, mit dem anschließend die Meßwerte über der Frequenz dargestellt und zur Weiterverarbeitung bereitgestellt werden.

Der von mir übernommene Aufbau erwies sich als nicht geeignet, um automatische Messungen über einen Frequenzbereich von mehr als 20 GHz durchzuführen. Frequenzabhängige Pegel-schwankungen, vor allem am Ausgang des Einseitenbandmodulators, führten bei niederen Frequenzen zu überhöhten und bei hohen Frequenzen zu nicht ausreichenden Ansteuerpegeln des Vervielfachers.

Um diese Schwankungen auszugleichen, wurde während eines Wobbelvorganges die Leistung der Modulationsquelle (ein Signalgenerator) stufenweise vom Steuerungsprogramm so hochgeschaltet, daß immer ein ausreichender Pegel am Vervielfacher anlag. Diese Neuerung brachte es jedoch mit sich, daß die bisher freie Wahl des Wobbelintervalls auf zwei feste Frequenzbänder eingeschränkt werden mußte. Der Endaufbau des skalaren Netzwerkanalysators ist in Anhang A.1 aufgeführt.

3.2 Quasioptische Meßstrecke

Nachdem der skalare Netzwerkanalysator auf den größeren Frequenzbereich erweitert worden war, mußte eine geeignete Möglichkeit geschaffen werden, die Fensterscheiben in das Meßsystem einzufügen. Dazu wurde eine quasioptische Meßstrecke aufgebaut, bei der das Meßsignal in einen Freiraumstrahl, einen sogenannten Gaußschen Strahl überführt wird (ähnlich wie in [9]).

3.2.1 Gaußscher Strahl

Grundlage des quasioptischen Aufbaus ist also der Gaußsche Strahl. Eine kurze Herleitung ist im Anhang A.2 zu finden. Für den Grundmode des Gaußschen Strahls erhält man nach [10] und [11]:

$$\psi_0 = E \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \exp\left(-j[kz - 2\pi ft - \Phi_0] - j\frac{(x^2 + y^2)k}{2R_{ph}}\right), \quad (3.1)$$

mit den kartesischen Koordinaten x, y, z und der Ausbreitungsrichtung z . Weiterhin ist ψ_0 die skalare Feldkomponente und E die Amplitude des elektrischen Feldes, f die Frequenz und k die Ausbreitungskonstante. Als charakteristische Größen des Gaußschen Strahls treten auf:

- (I) Der Strahlradius w
- (II) Der Fernfeldbeugungswinkel θ
- (III) Die Phasenanomalie Φ_0
- (IV) Der Phasenfrontradius R_{ph}

Gleichung (3.1) setzt sich aus einem Amplituden- und einem Phasenterm zusammen. Ersterer hat senkrecht zur Ausbreitungsrichtung die äußere Gestalt einer Gaußverteilung (daher der Name Gaußscher Strahl) mit dem formbestimmenden Parameter w . Er gibt an, bei welchem Abstand von der z -Achse die Feldstärke auf den e -ten Teil des Achsenwertes abgefallen ist. Entlang der Ausbreitungsrichtung verändert sich w nach folgender Beziehung:

$$w^2 = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]. \quad (3.2)$$

Trägt man w über z auf, so ergibt sich eine begrenzende, hyperboloide Kontur (siehe Abbildung 3.2), in der sich der Hauptteil der Feldenergie konzentriert. Man spricht daher vom Strahlradius w . Für $z = 0$ nimmt der Strahlradius ein Minimum an, die sogenannte Strahltaille mit dem Strahltaillenradius w_0 .

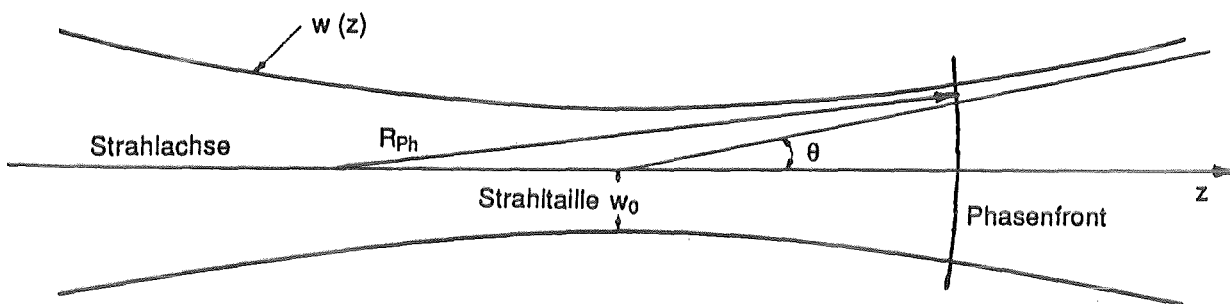


Abbildung 3.2: Der Gaußsche Strahl

Einige Autoren (z.B. [12] und [13]) definieren den Strahlradius als denjenigen Radius, bei dem die Leistung (Intensität) auf den e-ten Teil des Achswertes abgefallen ist. Der Zusammenhang mit w wird über

$$\rho = \sqrt{w} \quad (3.3)$$

hergestellt. Dabei ist ρ der intensitätsbezogene Strahlradius.

Für große z verbreitert sich der Strahl asymptotisch entlang eines Kegelmantels mit dem Öffnungswinkel θ . Die Spitze des Kegels liegt bei $z = 0$. Man spricht vom Fernfeldbeugungswinkel

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (3.4)$$

Dieser ist umgekehrt proportional zum Verhältnis w_0/λ , d.h. für große Strahltaillen im Bezug auf die Wellenlänge, weitet sich der Strahl nur schwach auf, für kleine Strahltaillen jedoch stark.

Beim Phasenterm von Gl (3.1) tritt im Vergleich zur ebenen Welle, ein zusätzlicher, von z abhängiger Term, die Phasenanomalie Φ_0 auf.

$$\Phi_0 = \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \quad (3.5)$$

Sie kann in kleinen z -Intervallen für große w_0/λ vernachlässigt werden, ist jedoch bei kleinen Strahltaillen zu berücksichtigen. Weiterhin haben wir es nicht mit einer ebenen, sondern sphärisch gekrümmten Wellenfront zu tun. Zudem variiert der Radius dieser Phasenfront-Kugelschalen mit dem Abstand von der Strahltaille. Er wird durch den Phasenfrontradius R_{Ph} beschrieben.

$$R_{Ph} = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (3.6)$$

Für $z = 0$ ist R_{Ph} unendlich groß, d.h. in der Strahltaille liegt eine ebene Wellenfront vor. Für wachsende z verringert sich zunächst der Radius bis auf ein Minimum, welches bei der konfokalen Distanz z_c

$$z_c = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.7)$$

erreicht wird. Für noch größere Abstände wächst R_{Ph} wieder, und zwar asymptotisch gegen z .

Was bedeutet dies nun für die Vermessung der Fensterscheiben?

- (I) Nach Möglichkeit sollte die Scheibe in der Strahltaille plaziert werden.
- (II) Der Strahltaillenradius sollte möglichst groß ausfallen.

Mit (I) wird garantiert, daß eine ebene Welle auf die Scheibe trifft (der Phasenfrontradius ist unendlich), damit also auch der Grundmode des Gaußschen Strahls erhalten bleibt. Weiterhin

bewirkt (I), daß der Strahlradius minimal ist, was Auswirkungen auf die erforderliche Mindestgröße der Scheibe hat.

Durch (II) wird erreicht, daß sich der Strahl nur gering aufweitet (der Fernfeldbeugungswinkel ist klein) und die Phasenanomalie vernachlässigt werden darf. Die Größe der Strahltaile erfährt allerdings ihre Begrenzung im Durchmesser der Fensterscheibe, da möglichst viel der Strahlleistung durch die Scheibe hindurchtreten sollte (siehe hierzu [14]).

Wie erzeugt man einen Gaußschen Strahl?

Es stellt sich nun das Problem, das hochfrequente Meßsignal, das nach dem Vervielfacher des Netzwerkanalysators als TE_{10} -Welle in Rechteckhohlleitern geführt wird, in einen Gaußschen Strahl zu transformieren. Ermöglicht wird dies mit Hilfe eines Gaußschen Strahlhorns, auch "scalar feed horn" oder Rillenhorn genannt. Hornantennen dieser Art sind z.B. in [10] und [15] bis [17] beschrieben.

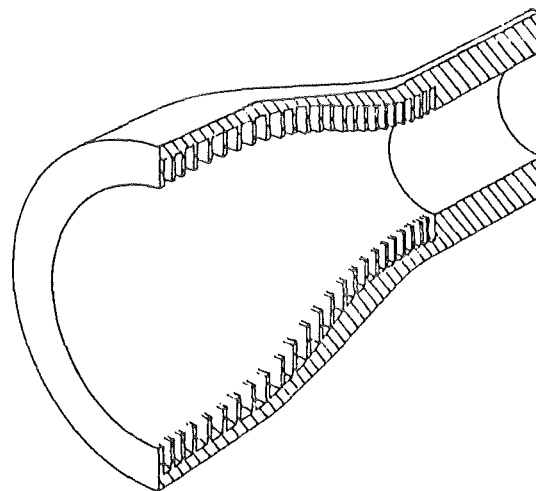


Abbildung 3.3: Das Gaußsche Strahlhorn

Ein solches Horn besteht intern aus zwei Abschnitten. Im ersten wird die Rechteckhohlleiterwelle im TE_{10} -Grundmode, mit Hilfe eines geeigneten Überganges vom rechteckigen auf kreisförmigen Hohlleiterquerschnitt, in den TE_{11} -Grundmode des Rundhohlleiters überführt. Im zweiten Abschnitt (in Abbildung 3.3 dargestellt) weitet sich dann der, jetzt an der Innenseite mit Rillen versehene Rundhohlleiter auf. Durch die Rillung, deren Tiefe von $\lambda/2$ nach $\lambda/4$ vari-

iert, wird der TE_{11} -Mode in den HE_{11} -Hybridmode umgewandelt, der anschließend abgestrahlt wird. Bei optimalem Design werden bis zu 98% der abgestrahlten Leistung in den Gauß-Grundmode überführt.

Die Strahltaile des erzeugten Gaußschen Strahls liegt innerhalb des Horns. Der Strahltaillenradius berechnet sich nach [11] zu

$$w_0 \approx 0,33A \quad (3.8)$$

aus dem Aperturdurchmesser A des Horns. Sowohl die Lage als auch der Radius der Strahltaile sind leicht frequenzabhängig.

Für den hier beschriebenen Meßaufbau standen Gaußsche Strahlhörner zur Verfügung, die laut Angaben bei 140 GHz einen Strahl mit einem Tailenradius von $w_0 = 4.5$ mm erzeugen (Messungen der Richtcharakteristik ergaben ein w_0 von 4.2 mm). Es handelt sich also, bei einer 140 GHz entsprechenden Freiraumwellenlänge von 2.14 mm, um eine schmale Strahltaile. Der Strahl weitet sich relativ stark auf.

Wie kann nun ein solcher, sich aufweitender Strahl wiederum einem zweiten Horn, das diesmal als Empfangsantenne dient, zugeführt werden und zudem, auf dem Strahlweg eine weitere, breitere Strahltaile (nach den obigen Forderungen (I) und (II)) erzeugt werden?

3.2.2 Abbildung Gaußscher Strahlen

Wie in der geometrischen Optik, ist es auch bei größeren Wellenlängen möglich, einen solchen Strahl mit Linsensystemen in gewünschter Weise zu manipulieren. Nur treten hier starke Beugungseffekte auf und wegen der, im Vergleich zur Strahlgröße, kleinen Abmessungen der fokussierenden Elemente kommt es zu Strahlabschneidungen.

Eine ideale, dünne Linse transformiert einen Gaußschen Strahl, mit dem Strahltaillenradius w_{01} und dem Abstand d_1 der Strahltaile von der Linse, in einen zweiten Strahl mit den Größen w_{02} und d_2 . Wie in [11] beschrieben, lassen sich dafür folgende Abbildungsgesetze herleiten:

$$\begin{aligned}
 w_{01} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda d_1}{\pi w_{01}^2} \right)^2} &= w_{02} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda d_2}{\pi w_{02}^2} \right)^2} \\
 \frac{1}{d_1 \left[1 + \frac{\pi w_{01}^2}{\lambda d_1} \right]} + \frac{1}{d_2 \left[1 + \frac{\pi w_{02}^2}{\lambda d_2} \right]} &= \frac{1}{b}
 \end{aligned}
 \tag{3.9}$$

Hierbei ist b die Brennweite der Linse. In Gleichung (3.9) fällt die formale Ähnlichkeit zum Abbildungsgesetz der geometrischen Optik auf. Dieses ist auch als Grenzfall für ein sehr kleines w_{01} darin enthalten. (Dieser Fall entspricht einer Kugelwelle, die sich von einem Punkt mit dem Abstand d_1 von der Linse ausbreitet).

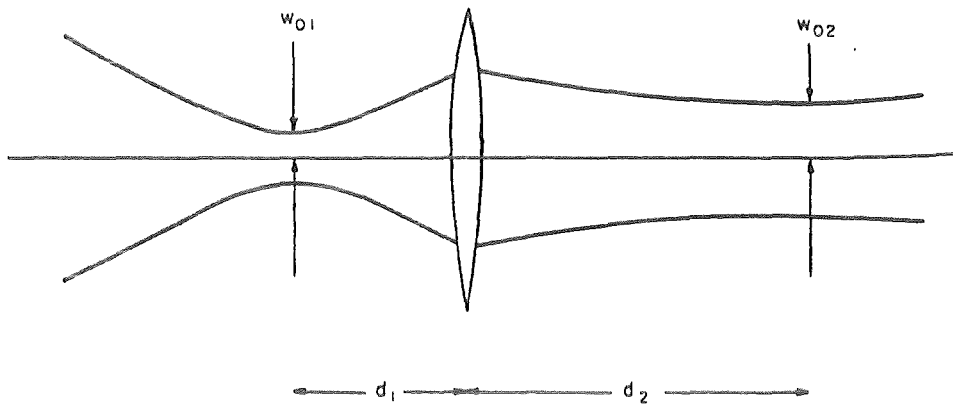


Abbildung 3.4: Transformation des Gaußschen Strahls mit einer idealen Linse

Als Problem erweist sich die Frequenzabhängigkeit der Abbildungsgesetze. Da der Meßaufbau in einem großen Frequenzbereich betrieben werden soll, wäre ein frequenzunabhängiger Strahlengang wünschenswert. Es kommt also nur der Sonderfall der konfokalen Anordnung in Frage. Entspricht der Abstand d_1 der ersten Strahlmitte genau der Brennweite der Linse, so folgt daraus frequenzunabhängig, daß auch $d_2 = b$ gilt. Lediglich der Strahlmittenradius wird nach folgender Gleichung abgebildet:

$$\frac{w_{02}}{w_{01}} = \frac{\lambda b}{\pi w_{01}^2} .
 \tag{3.10}$$

Mit einer zweiten Linse wäre es möglich, auch diese Frequenzabhängigkeit zu eliminieren. Eine konstante Größe der Strahltaile ist jedoch in der Meßanordnung nicht von Bedeutung, solange gewährleistet ist, daß w_{02} im Bezug auf den Scheibendurchmesser noch hinreichend klein ist. Um das Abbildungssystem so einfach wie möglich zu gestalten, wurde der Aufbau mit nur einem transformierenden Element vorgezogen.

Somit kann zur Vermessung der Fensterscheiben der, vom Gaußschen Strahlhorn ausgesandte Strahl, in einen zweiten transformiert werden, der den Anforderungen (I) und (II) genügt. Dieser zweite Strahl ist nach dem Durchgang durch die Scheibe wieder in den ursprünglichen Strahl zurückzutransformieren, damit er von einem identischen, spiegelsymmetrisch angeordneten Horn empfangen werden kann. Für Reflexionsmessungen erweist sich jetzt auch Bedingung (I), der Lage des Fensters in der Strahltaile, als unabdingbare Voraussetzung. Nur bei dieser Anordnung wird der Strahl in sich selbst zurückreflektiert und kann vom Sendehorn auch empfangen werden.

3.2.3 Praktischer Aufbau der Meßstrecke

Zum Aufbau eines solchen Abbildungssystems ist es auch möglich, anstatt der Linsen elliptisch geformte Metallspiegel zu verwenden. Dies wurde hier angewandt. Es resultiert somit folgender quasioptischer Aufbau:

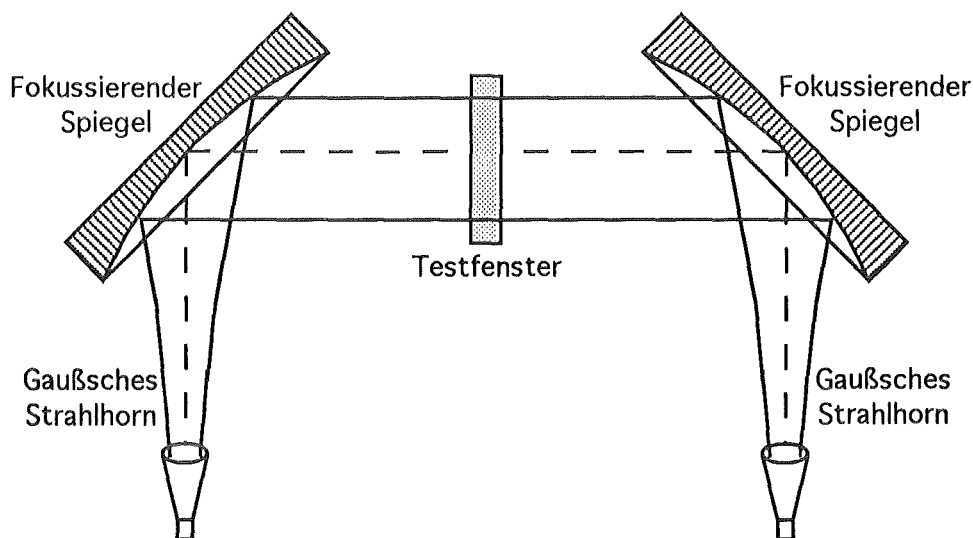


Abbildung 3.5: Quasioptischer Aufbau

Mit dem oben beschriebenen Horn wird ein, sich relativ stark aufweitender Strahl, mit einem Strahltaillenradius von 4.5 mm erzeugt. Richtmaß für die genaue Größe der zweiten Strahltaile sollte die Äquivalenz mit dem Gaußschen Strahl sein, der aus dem Gyrotron ausgekoppelt wird. Es wurde daher ein $w_0 = w_{02} = 22.5$ mm vorgegeben, was auch ausreichend Forderung (II) entspricht. Mit Gleichung (3.10) läßt sich, für die Mittenfrequenz von 140 GHz, die notwendige Brennweite des Spiegels zu $b = 148$ mm berechnen. Dies ist damit gleichzeitig der Abstand des Spiegels vom Horn und der halbe Abstand der beiden Spiegel voneinander.

In Anhang A.3 sind die Abmessungen des quasioptischen Aufbaus angegeben. Zur Feinjustage wird, bei eingeschaltetem Hochfrequenzsignal, die Position und Orientierung der beiden Hörner und Spiegel auf ein maximales Transmissionssignal hin abgestimmt. Dies ist mit einer befriedigenden Genauigkeit möglich.

Als Abschätzung für die Güte des Aufbaus, soll der leere Transmissionspfad mit einer Direktverbindung von Vervielfacher und Oberwellenmischer über ein kurzes Stück Hohlleiter (Länge: 62 mm), verglichen werden (Eine genauere Analyse wäre mit [18]+[19] möglich)

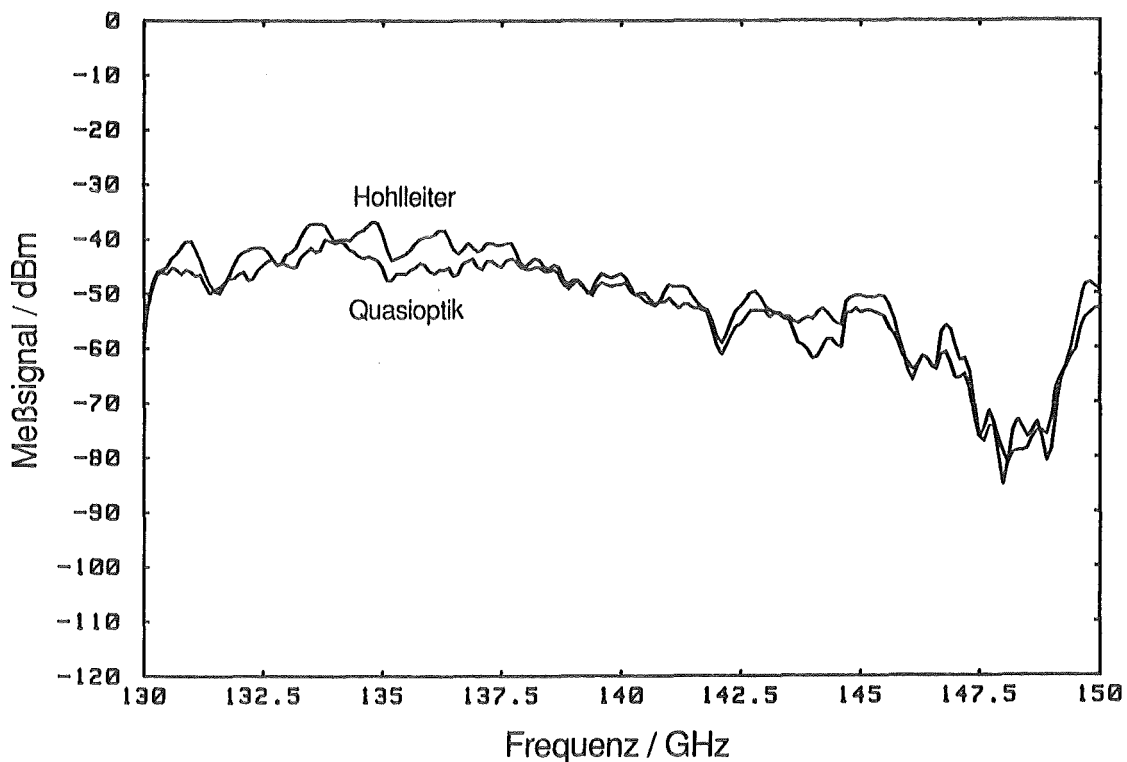


Abbildung 3.6: Quasioptischer Aufbau im Vergleich mit einer Direktverbindung von Vervielfacher und Oberwellenmischer über ein kurzes Stück Hohlleiter

In der Umgebung der Entwurfsfrequenz des quasioptischen Aufbaus von 140 GHz, ist die Direktverbindung um höchstens 2 dB besser. Selbst bei größeren Frequenzabweichungen bleibt der Unterschied noch kleiner als 6 dB.

3.3 Gesamtaufbau des Meßsystems

Somit ergibt sich folgendes Gesamt-Meßsystem:

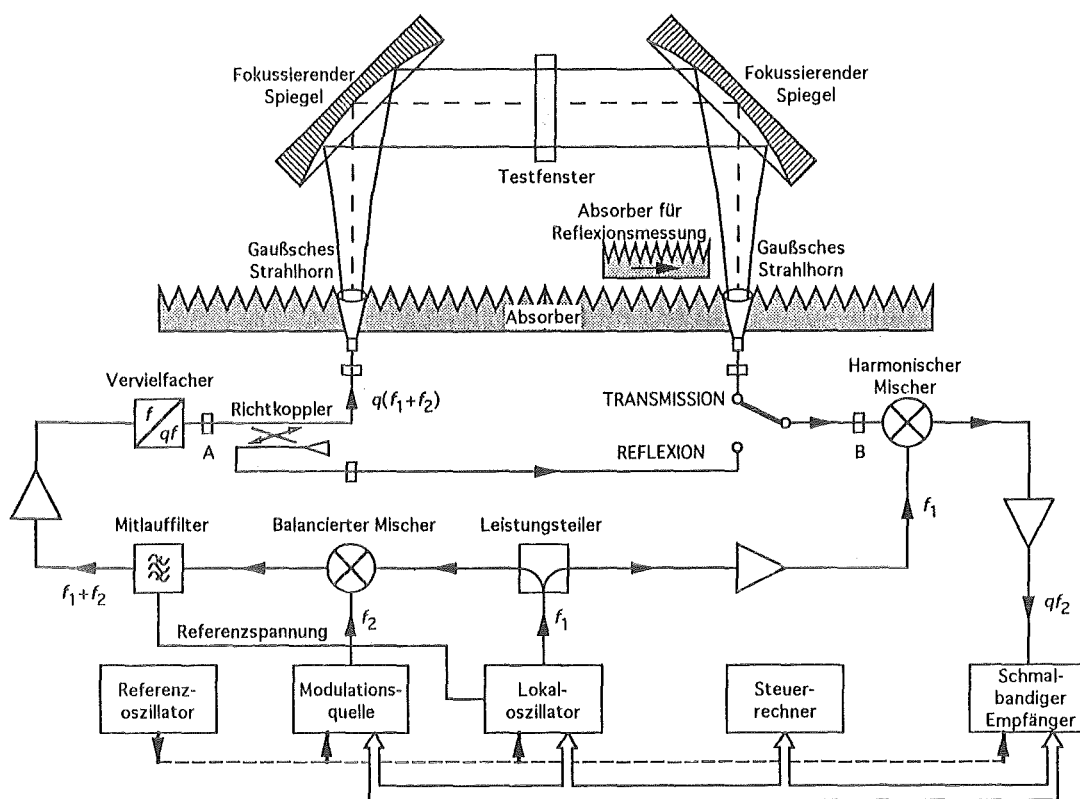


Abbildung 3.7: Gesamt-Meßsystem

Zusätzlich zum bisher Beschriebenen, ist ein Hohlleiter-Richtkoppler (Richtschärfe mindestens 28 dB) nach dem Vervielfacher eingefügt, der das vom Fenster reflektierte Meßsignal aus dem Sendepfad auskoppelt. Vor dem Oberwellenmischer ist ein Hohlleiter-Umschalter eingebaut, der es erlaubt, zwischen Transmissions- und Reflexionspfad umzuschalten. Eine Absorber-

wand trennt den quasioptischen Aufbau von der Hohlleiteranordnung. Für Reflexionsmessungen ist das Empfangshorn ebenfalls mit Absorber abzudecken.

Die Meßdynamik läßt sich aus den folgenden Messungen ablesen. Für die Transmission folgt sie aus dem Vergleich der leeren Transmissionsstrecke, mit einer Messung, bei der der Strahlengang unterbrochen wurde, was dem minimal nachweisbaren Transmissionsfaktor entspricht.

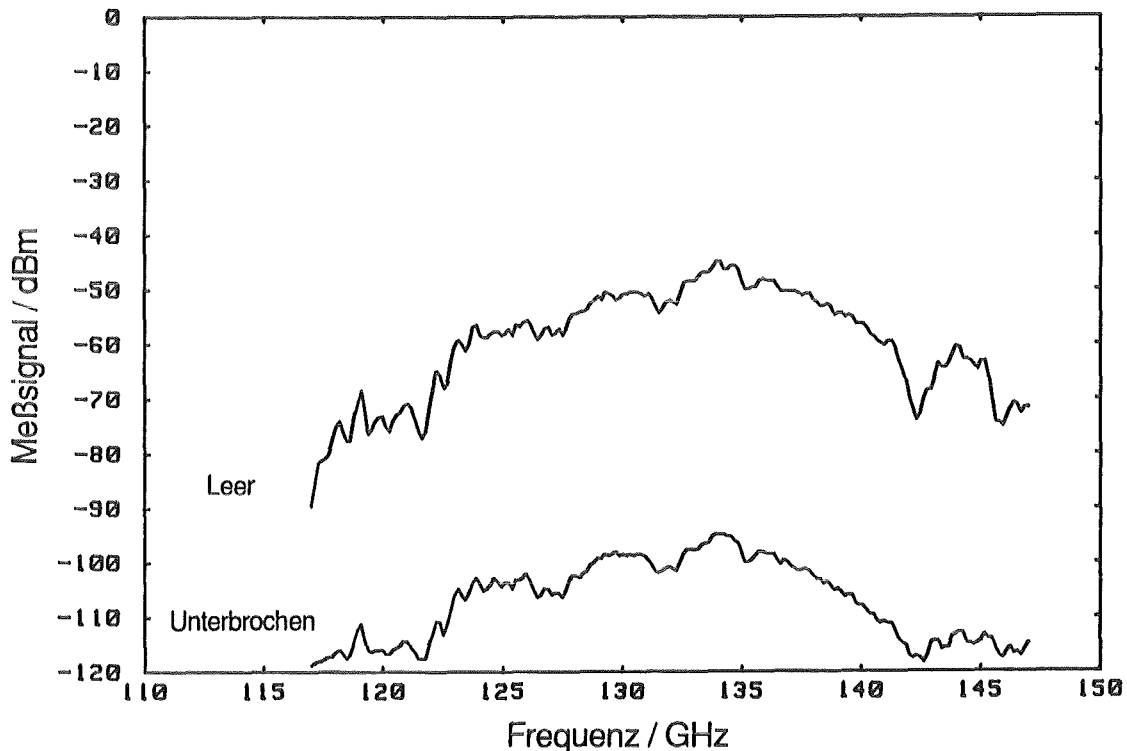


Abbildung 3.8: Leerer Transmissionspfad im Vergleich mit der unterbrochenen Strecke

Sie liegt im gesamten Frequenzbereich zwischen 40-50 dB. Das Anwachsen des Meßsignals für die unterbrochene Strecke, über den Systemrauschpegel von rund -120 dBm, läßt sich mit der Überkopplung des Sendesignals über den Isolationspfad des Richtkopplers und den, offensichtlich nicht idealen Umschalter, auf den Empfänger erklären.

Für den Reflexionspfad folgt die Meßdynamik aus einer Leermessung, bei der möglichst der gesamte, ausgesandte Strahl durch eine schwarze Last absorbiert werden soll.

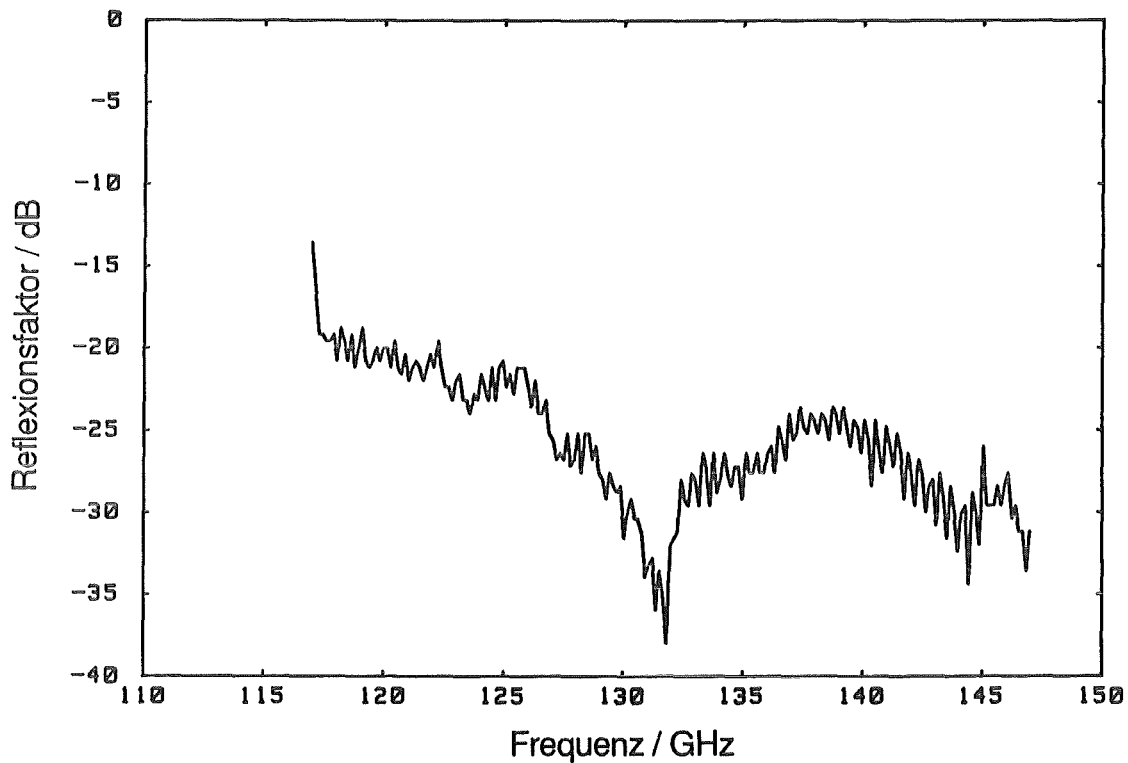


Abbildung 3.9: Minimal nachweisbarer Reflexionsfaktor

Es hat sich gezeigt, daß der minimal nachweisbare Reflexionsfaktor nicht durch den Absorberhintergrund bestimmt wird, sondern durch die Richtschärfe des Hohlleiter-Richtkopplers und durch den Eingangsreflexionsfaktor des Sendehorns begrenzt wird. Damit können Reflexionsfaktoren je nach Frequenz, zwischen -20 und -35 dB nachgewiesen werden.

Die Güte der Reflexionsstrecke läßt sich aus einem Vergleich mit dem leeren Transmissionspfad ablesen. Für den Reflexionspfad wurde in die Ebene der zweiten Strahltaile ein Metallspiegel senkrecht zur Strahlachse angeordnet, der den Strahl in sich selbst zurückreflektiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.10 dargestellt.

Beide Meßsignalpegel unterscheiden sich lediglich um die 10 dB Koppeldämpfung des Hohlleiter-Richtkopplers, die nur bei der Reflexionsmessung zu Buche schlagen.

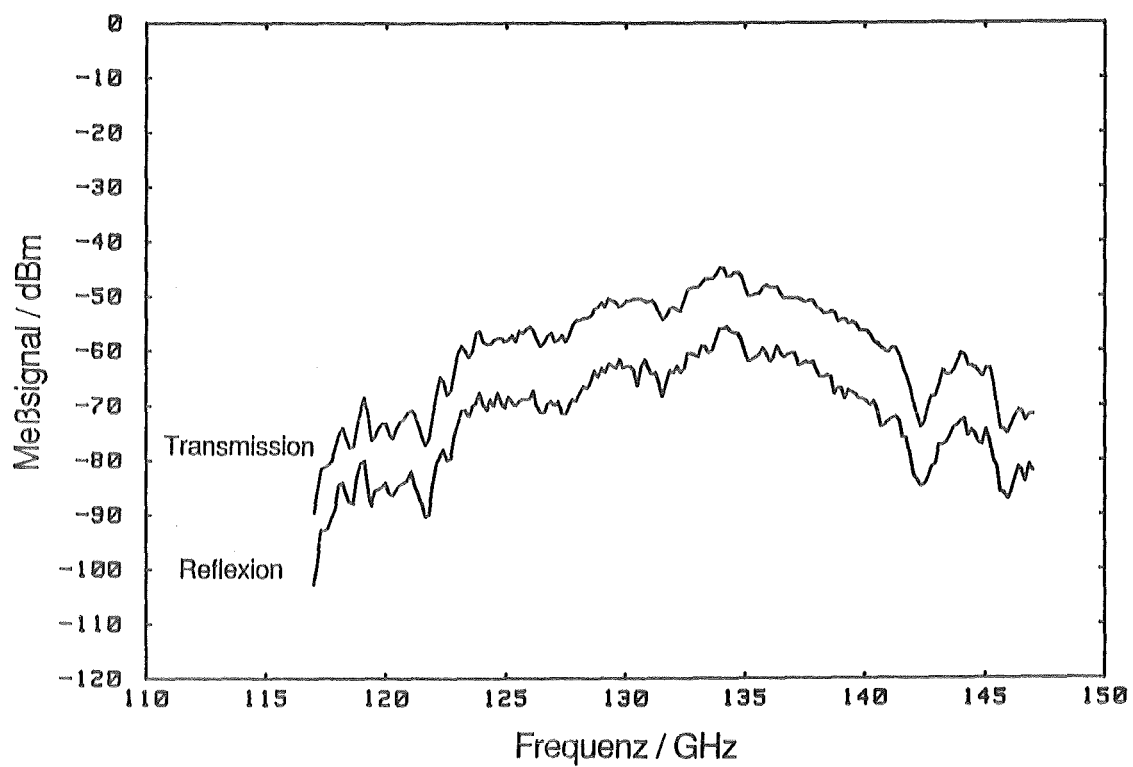


Abbildung 3.10: Vergleich des Reflexions- mit dem Transmissionspfad

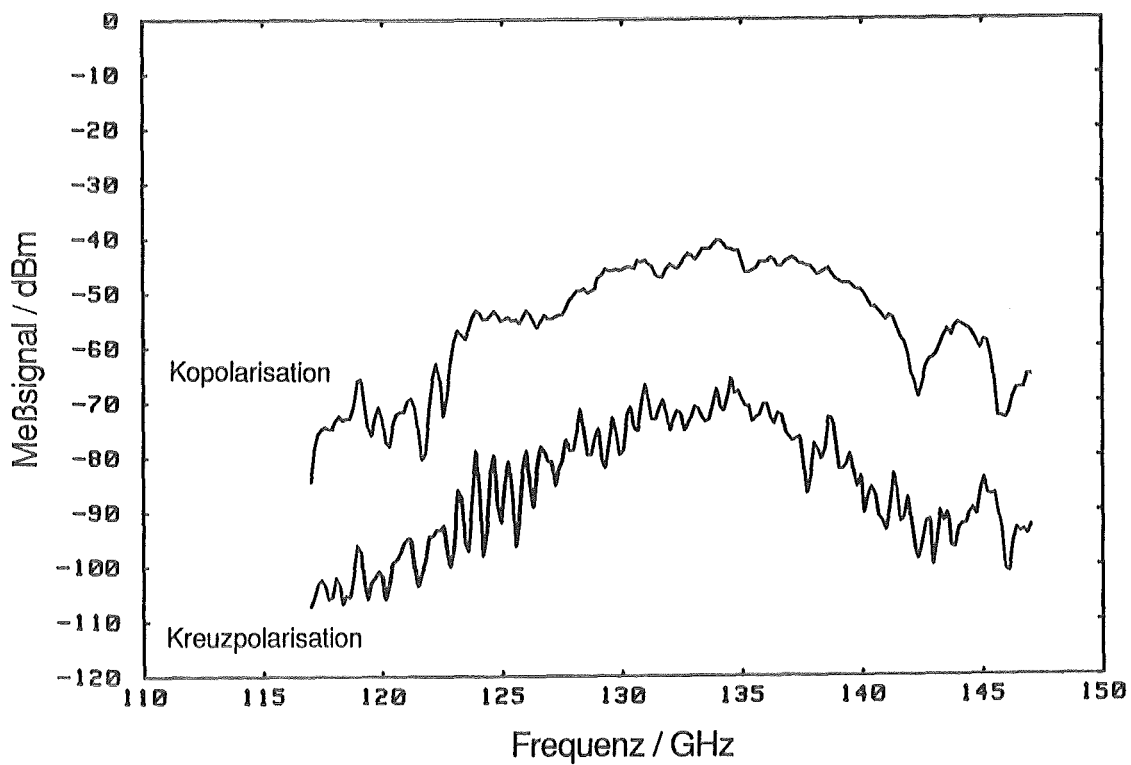


Abbildung 3.11: Vergleich von Ko- und Kreuzpolarisation

Eine letzte Messung (Abbildung 3.11) soll aufzeigen, inwieweit Kreuzpolarisationseffekte eine Rolle spielen. Gegenüber gestellt sind das Meßsignal bei 0° (Kopolarisation) und bei 90° (Kreuzpolarisation) Verdrehung der Strahlhörner gegeneinander. Wie aus dem Abstand der beiden Kurven zu erkennen ist, liegt die Kreuzpolarisationsentkopplung zwischen 25 und 35 dB.

Zur Messung der Reflexions- oder Transmissionseigenschaften eines Fensters wird nun folgendermaßen vorgegangen. Meßebeine ist die Strahltaile zwischen den beiden Spiegeln. Das zu vermessende Fenster wird mit Hilfe einer Probenhalterung senkrecht zum Strahl angeordnet. Zunächst wird über das gesamte Wobbelintervall das Signal gemessen, welches vom Fenster reflektiert bzw. durchgelassen wird. Die starken, frequenzabhängigen Pegelschwankungen des skalaren Netzwerkanalysators, machen eine Referenzmessung erforderlich, auf die das Fenstersignal bezogen wird. Dies geschieht auf dem Rechner durch einfache Subtraktion der in dB gemessenen Pegel. Die Bezugsgrößen sind:

- (I) Der leere Transmissionspfad, was einem Transmissionsfaktor von eins entspricht
- (II) Eine Metallscheibe anstelle des Fensters, was einem Reflexionsfaktor von eins entspricht

Es handelt sich also immer um Relativmessungen, die sofort den Transmissions- bzw. den Reflexionsfaktor der Scheibe liefern. Diese Kalibrationsmessung ist nicht bei jeder weiteren Fenstermessung notwendig. Sie sollte jedoch etwa alle halbe Stunde neu durchgeführt werden, um die Temperaturdrift des Netzwerkanalysators auszugleichen. Da die Fenster auf möglichst große Durchlässigkeit ausgelegt sind - die Reflexionsfaktoren liegen zwischen -10 und -30 dB - sind in Transmission keine großen Meßeffecte zu erreichen. Deshalb wird die Messung grundsätzlich in Reflexion durchgeführt.

Als Beispiel sei hier die Messung einer glatten Al_2O_3 -Keramikscheibe (Dicke $D = 3,10$ mm, $\epsilon_r = 9,65$) angeführt - einem Fenstermaterial, wie es später auch zum Aufbau der Breitbandfenster verwendet werden soll (siehe Abbildung 3.12). Al_2O_3 ist die polykristalline Form des Saphir-Einkristalls. Die Dicke der Scheibe wurde auf 140 GHz resonant abgestimmt. Zusätzlich zur Meßkurve ist der, mit dem oben erwähnten Streumatrix-Programm berechnete Verlauf des Reflexionsfaktors eingetragen. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung.

Man erkennt, daß wiederum nur in einem sehr schmalen Frequenzbereich um die 140 GHz, die gewünscht geringen Reflexionen auftreten (-20 dB Bandbreite ca. 0,6 GHz), und schon bei

kleinen Abweichungen von der Resonanzfrequenz, der Reflexionsfaktor auf bis zu -1.8 dB ansteigt, was einer Reflexion von 66% entspricht.

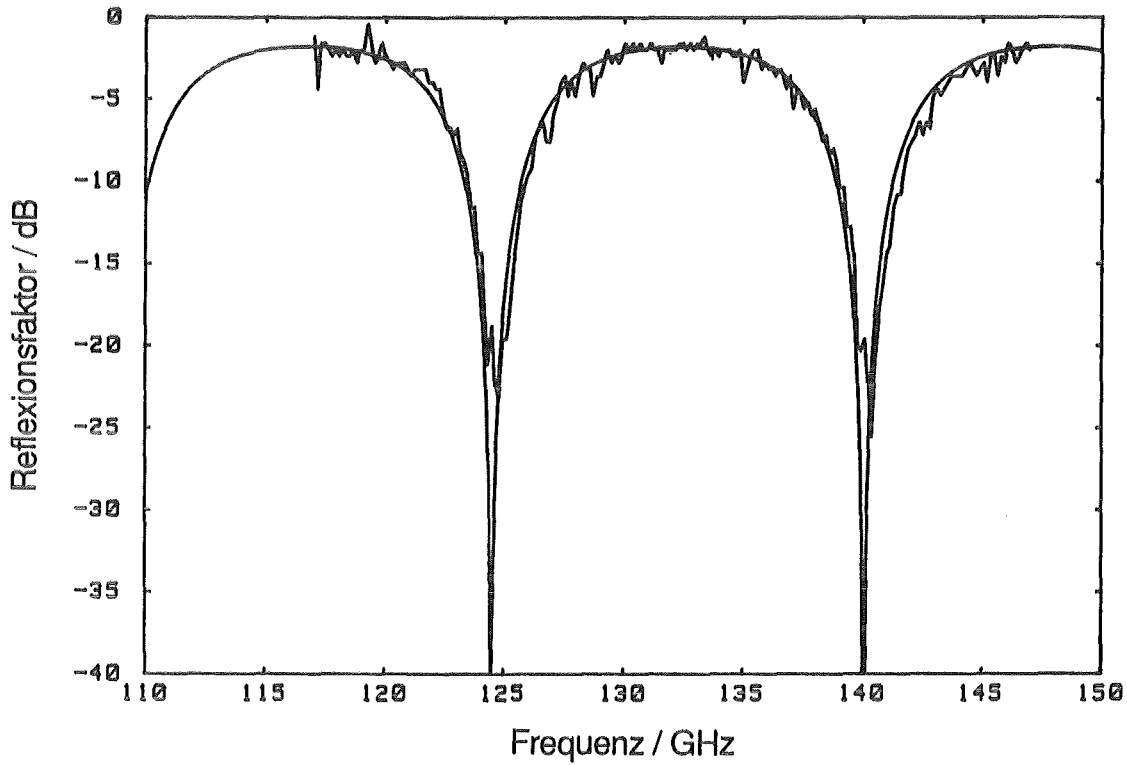


Abbildung 3.12: Gemessener und berechneter Reflexionsfaktor einer planen Al_2O_3 -Keramik-scheibe (Dicke $D = 3.10$ mm, $\epsilon_r = 9.65$)

Diese Messung möge auch als Vergleich dazu dienen, welche Reflexionsverminderungen mit den nachfolgend beschriebenen Breitbandfenstern zu erreichen sind.

4 Breitbandfenster

Nachdem die Grundlagen zur Beschreibung und Vermessung der Fensterscheiben dargestellt sind, soll jetzt auf die zentrale Aufgabe dieser Arbeit eingegangen werden - dem Entwurf von Breitbandfenstern. Zuerst werden die Möglichkeiten vorgestellt, die zur breitbandigen Reflexionsunterdrückung im gewünschten Frequenzbereich verwendet werden können. Danach soll auf die, für die Herstellung wichtigen, Material- und Dimensionierungsfragen eingegangen werden. Anschließend werden die verwirklichten Breitbandfenstertypen einzeln vorgestellt, und die zugehörigen Messungen des Reflexionsfaktors präsentiert.

4.1 Möglichkeiten

Erster Schritt hin zur breitbandigen Ausführung von Hochleistungsfenstern, ist die Wahl von Fenstermaterialien mit einer möglichst kleinen relativen Dielektrizitätskonstanten.

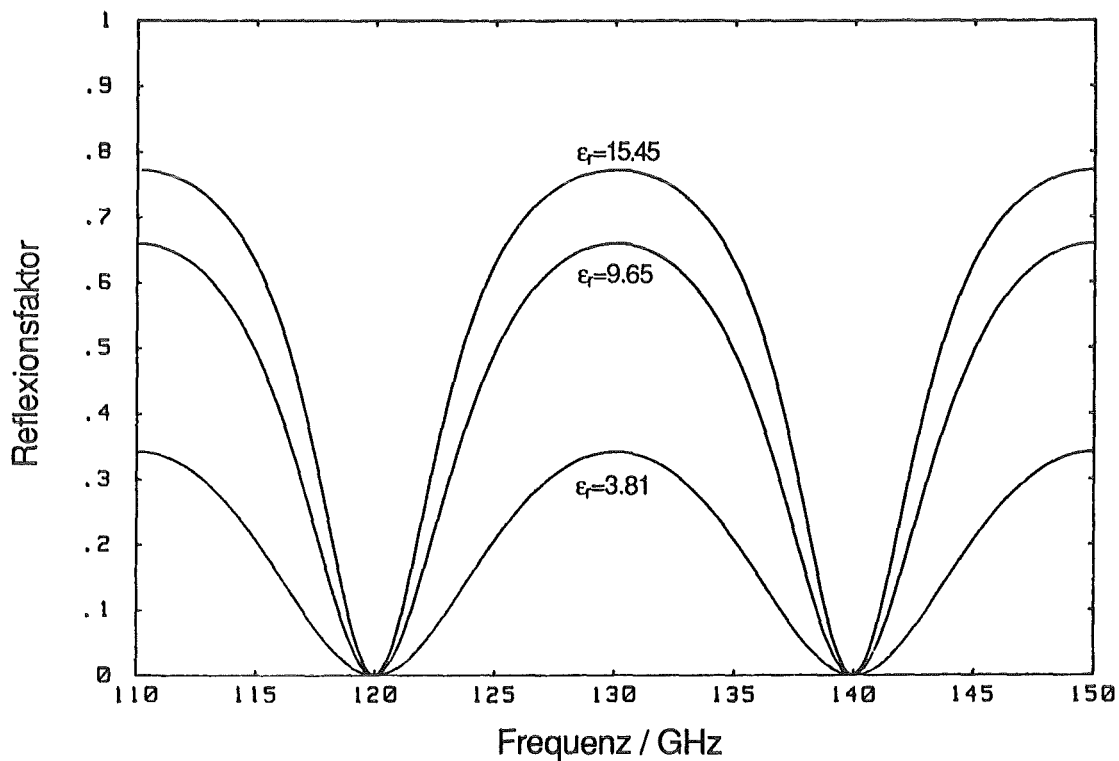


Abbildung 4.1 Reflexionsfaktor einer Einzelscheibe für unterschiedliche Materialien (Quarzglas ($\epsilon_r = 3.81$), Al_2O_3 ($\epsilon_r = 9.65$), MgTi ($\epsilon_r = 15.45$), $N = 7$)

In Abbildung 4.1 sind die Reflexionsfaktoren von Einzelscheiben mit unterschiedlichen ϵ_r dargestellt. Die Scheibendicke wurde dabei für 140 GHz auf jeweils sieben halbe Wellenlängen im Material resonant ausgelegt (Vgl. Kapitel 2.3, $N = 7$). Man erkennt, daß die kleinen ϵ_r den geringeren maximalen Reflexionsfaktor R_{max} aufweisen, der sich folgendermaßen berechnet (siehe z.B. [7]):

$$R_{max} = \left(\frac{1 - \epsilon_r}{1 + \epsilon_r} \right)^2 \quad (4.1)$$

Außerdem sollte die Fensterscheibe möglichst dünn sein. In Abbildung 4.2 ist der Reflexionsfaktor für verschiedene Resonanzdicken, also für verschiedene N aufgetragen.

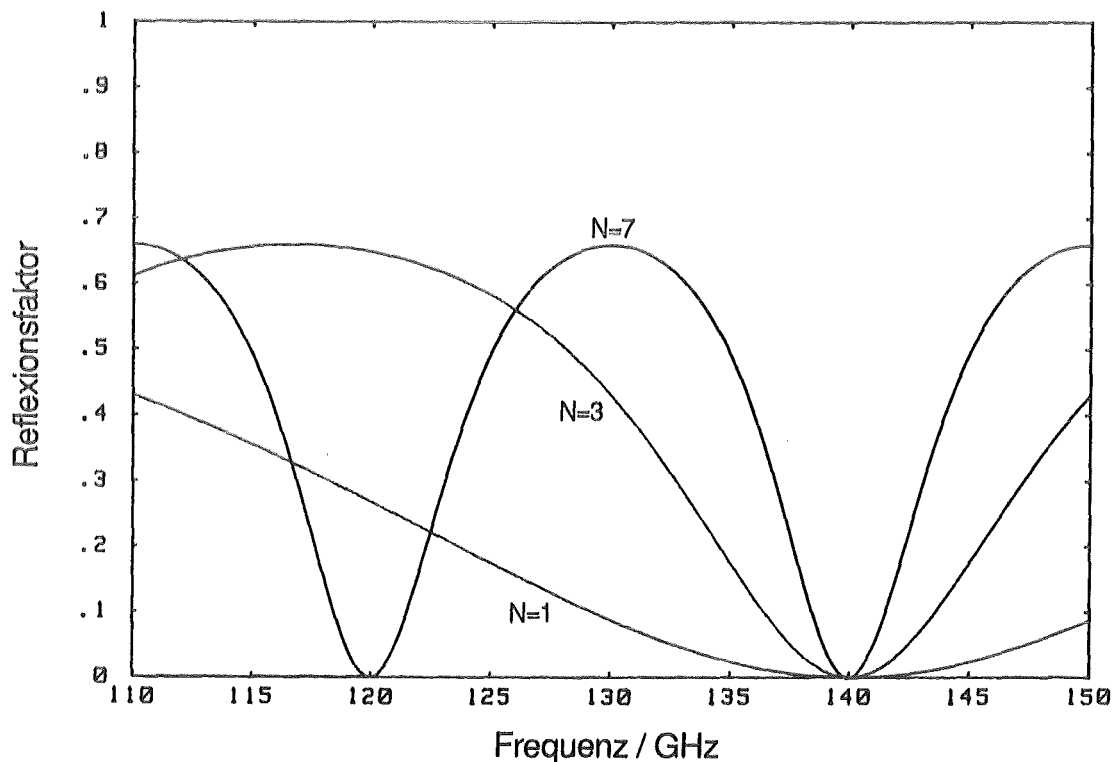


Abbildung 4.2: Reflexionsfaktor einer Einzelscheibe für unterschiedliche Vielfache der halben Wellenlänge in der Scheibendicke bei 140 GHz ($\epsilon_r = 9.65$ für Al_2O_3)

Der Anstieg des Reflexionsfaktors aus der Resonanz erfolgt für kleinere N längst nicht so steil, wie dies für die größeren Werte der Fall ist. Dies liegt daran, daß die einzelnen Resonanzfrequenzen für das größere N , näher beieinander liegen.

Es kommt also letztendlich darauf an, ein möglichst kleines Verhältnis von Scheibendicke zu Materialwellenlänge zu realisieren. Allerdings kann bei diesen Fenstern noch nicht die Rede von eigentlichen Breitbandfenstern sein. Dazu ist der Reflexionsfaktor in einem größeren Frequenzintervall noch viel zu hoch. Dieses Vorgehen kann lediglich als einfachste Methode dazu dienen, den Reflexionsfaktor in der Umgebung der Resonanzfrequenz, auf möglichst kleine Werte zu drücken.

4.1.1 Brewster-Fenster

Als eine erste und wohl breitbandigste Methode sei hier die Anordnung des Fensters nicht senkrecht zur Strahlachse, sondern unter dem Brewster-Winkel α_B , genannt. Trifft eine linear polarisierte elektromagnetische Welle im Vakuum, unter dem Winkel α_B

$$\alpha_B = \arctan n \quad (4.2)$$

auf eine planparallele dielektrische ($\epsilon_r = n^2$) Scheibe und liegt zudem der elektrische Feldvektor in der Ebene, die durch Ausbreitungsrichtung und Scheibennormale festgelegt wird, so werden, frequenzunabhängig, die Reflexionen gänzlich unterdrückt (dies ist z.B. in [20] beschrieben). Als einzige Beschränkung kann eine Frequenzabhängigkeit der Brechzahl n auftreten, die aber für die hier betrachteten Dielektrika und Frequenzen in guter Näherung vernachlässigbar ist.

Hauptnachteil dieser Methode sind die großen Brewster-Winkel, die sich für die hochleistungsverträglichen Materialien ergeben. Für Al_2O_3 -Keramik mit einem $\epsilon_r = 9.65$ ergibt sich zum Beispiel ein Winkel von 72.2° . Für einen gegebenen Strahldurchmesser werden dadurch die notwendigen Scheibenabmessungen in einem unerwünscht hohen Maß vergrößert. Weitere Nachteile sind, daß dieses Verfahren nur für linear polarisierte Wellen geeignet ist und zudem eine sehr feine Winkeljustage des Fensters bezüglich der genau zu bestimmenden E-Feld-Richtung, durchzuführen wäre. Aufgrund dieser Nachteile wurde dieser Weg nicht weiter verfolgt.

4.1.2 Fenster mit geeigneter Oberflächengestaltung

Es kommt daher nur eine zweite Breitband-Alternative in Betracht, und zwar die Oberflächen der Fensterscheiben in geeigneter Weise zu gestalten. Grundgedanke hierbei ist, den Sprung in der Dielektrizitätskonstanten zu mildern, der beim Übergang vom Vakuum in das Fenstermedium und vom Fenster wieder in Luft, auftritt. Dies kann mit resonanten oder kontinuierlichen (adiabatischen) Übergängen realisiert werden. Diese Verfahren sind grundsätzlich in ihrer Bandbreite beschränkt, wobei sich für die resonanten Strukturen theoretisch die größeren Einschränkungen ergeben. Eine Übersicht über die verschiedenen Oberflächengestaltungen ist in Tabelle T.1 zu finden. Davon sind die hervorgehobenen Möglichkeiten im Rahmen dieser Diplomarbeit genauer untersucht, und zur experimentellen Überprüfung verwirklicht worden. Die im Verlauf dieser Arbeit angefertigten Testscheiben und -fenster sind in Anhang A.4 aufgeführt. Die einzelnen Methoden werden nachfolgend beschrieben.

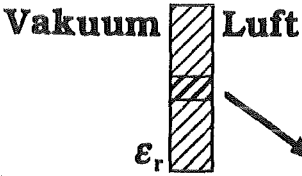



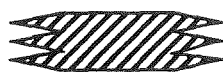



	Transformation $D = \lambda/4$		adiabatischer Übergang
	einstufig	mehrstufig	$D > \lambda_{0max}/2$
Beschichtung / Materialkombination 	$\epsilon_{rB} = \sqrt{\epsilon_r}$	$\epsilon_{rBn} = f(\epsilon_r, n)$	$\epsilon_{rB} = 1 \dots \epsilon_r$
Oberflächenstruktur $d < \lambda_{0min}/\sqrt{\epsilon_r}$	 $a \rightarrow \epsilon_{reff} = \sqrt{\epsilon_r}$	 $a_n \rightarrow \epsilon_{reffn} = f(\epsilon_r, n)$	 $a = d \dots 0$
Beschichtung mit Struktur $d < \lambda_{0min}/\sqrt{\epsilon_r}$	 $a, \epsilon_B \rightarrow \epsilon_{reff} = \sqrt{\epsilon_r}$	 $a_n, \epsilon_{Bn} \rightarrow \epsilon_{reffn} = f(\epsilon_r, n)$	 $a = d \dots 0$ $\epsilon_{rB} = \epsilon_r$

Tabelle T.1: Übersicht über die verschiedenen Oberflächengestaltungen

4.2 Materialien und Frequenzbereich

Zunächst soll allerdings noch festgehalten werden, mit welchen Materialien die Breitbandfenster angefertigt, und für welchen Frequenzbereich sie ausgelegt werden sollten.

Grundsätzlich sollten nur Materialien berücksichtigt werden, die sich auch für den Hochleistungseinsatz eignen. Dies bedeutete eine erhebliche Einschränkung in der möglichen Materialauswahl, da es nur wenige Stoffe gibt, die den beschriebenen Anforderungen genügen. Damit war eine Erschwernis bei der Anfertigung der Breitbandfenster verbunden, die oftmals die größten Probleme aufwarf. Als Materialbeispiele seien polykristallines Aluminiumoxid, Berylliumoxid und Bornitrid, Quarzglas, sowie einkristallines Aluminiumoxid (Saphir) genannt.

Die unten beschriebenen Oberflächenstrukturen sollten in eine hochreine Aluminiumoxid-Keramik (Al_2O_3) eingebracht werden. Dieses Material ist durch seine ausgesprochene Härte gekennzeichnet, welche die Bearbeitung erheblich erschwert. Die relative Dielektrizitätskonstante der vorhandenen Al_2O_3 -Scheiben lag je nach Reinheit, mit $\epsilon_r = 9.65$ (99.5% Reinheit) bzw. $\epsilon_r = 9.20$ (97.6% Reinheit) im Bereich der üblich verwendeten Materialien.

Der Durchmesser der Testscheiben sollte mit 70 mm, der Ausgangshohlleitergröße des KfK-Gyrotrons entsprechen. Übliche Dicken bewegen sich im Bereich von wenigen Millimetern oder darunter.

Mittenfrequenz f_M für die Auslegung der Fensterscheiben sollte die Entwurfsfrequenz des KfK-Gyrotrons (140 GHz) sein. Dies bedeutet im Vakuum eine Wellenlänge von $\lambda_{0M} = 2.14$ mm, die sich im dielektrischen Medium noch erheblich verkürzt (siehe Gl. (2.7)). Für den Durchlaßbereich galt natürlich, daß dieser so breit wie nur möglich sein sollte. Als Richtmaß diente ein Frequenzintervall von 130-150 GHz. In diesem Bereich wurde ein Reflexionsfaktor von < -20 dB angestrebt.

4.3 Resonante Übergänge

Zunächst sollen die resonanten Übergänge beschrieben werden, wie sie zum Beispiel bei der Objektivvergütung eingesetzt werden (siehe hierzu z.B. [21]).

4.3.1 Prinzip

Vorgegangen wird nach der, aus der Leitungstechnik bekannten $\lambda/4$ -Transformation des Wellenwiderstandes. Hier haben wir es mit dem Feldwellenwiderstand Z_F des Fenstermaterials zu tun. Für dielektrische Medien ($\mu_r = 1$) berechnet er sich nach [4] zu:

$$Z_F = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \quad (4.3)$$

Im Vakuum (und angenähert auch für Luft) gilt $\epsilon_r = 1$ und man erhält den Freiraum-Feldwellenwiderstand Z_{F0}

$$Z_{F0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (4.4)$$

Der Sprung von Z_{F0} auf Z_F beim Eintritt in das Fenster, und zurück von Z_F auf Z_{F0} beim Austritt, soll beidseitig durch einen jeweils einstufigen Übergang transformiert werden. Diese Transformation soll dabei möglichst breitbandig erfolgen. Für den Feldwellenwiderstand der transformierenden Schicht Z_{FB} muß nach [22] gelten:

$$Z_{FB} = \sqrt{Z_{F0} Z_F} \quad (4.5)$$

Und damit nach Gleichung (4.3) und (4.4):

$$\epsilon_{rB} = \sqrt{\epsilon_r} \quad (4.6)$$

Dabei ist ϵ_{rB} die relative Dielektrizitätskonstante der Übergangsschicht. Weiterhin muß die Dicke der Schicht D_B bei der Bandmittenfrequenz f_M resonant ausgelegt werden. Für D_B gilt, daß sie ein ungerades Vielfaches N_B der Viertel-Wellenlänge im Übergangsmaterial sein muß.

$$D_B = N_B \frac{\lambda_{0M}}{4\sqrt{\epsilon_{rB}}}, \quad N_B = 1, 3, 5, \dots \quad (4.7)$$

Je kleiner N_B , desto geringer sind die Reflexionen und umso größer ist die Bandbreite, wie man aus Abbildung 4.3 ersehen kann. Hier ist für eine konstante Fensterdicke ($\epsilon_r = 9.65$ für Al_2O_3) die Reflexion über der Frequenz, bei verschiedenen Dicken der Transformationsschicht ($\epsilon_{rB} = 3.11$ nach Gl. (4.6)), aufgetragen. Optimales Verhalten zeigt sich, wenn die Schichtdicke genau einer einzigen Viertel-Wellenlänge ($N_B = 1$) entspricht.

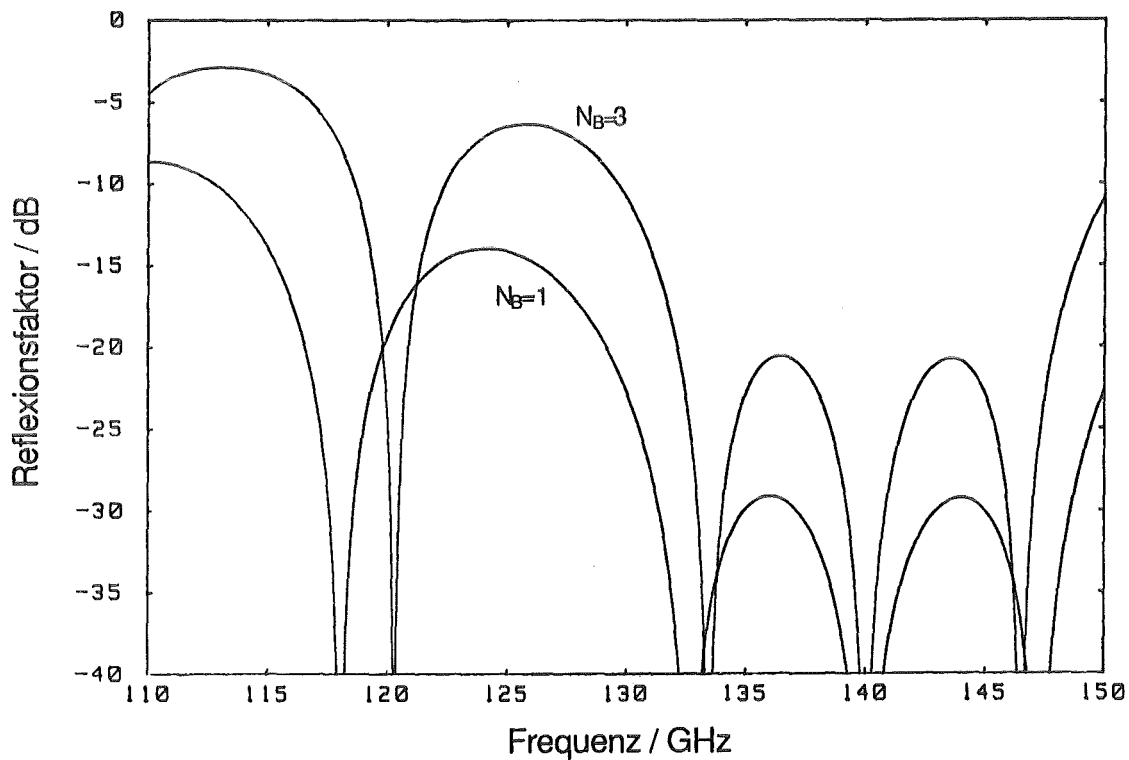


Abbildung 4.3: Reflexionsfaktor einer Scheibe mit resonanten Übergängen für unterschiedliche Beschichtungsdicken ($\epsilon_r = 9.65$ für Al_2O_3 , $N = 9$, $\epsilon_{rB} = 3.11$)

Neben der Dicke des Übergangs ist aber auch die Hauptscheibendicke D von Bedeutung. Bei geeigneter Wahl lassen sich hiermit weitere Verminderungen des Reflexionsfaktors erreichen. So sollte die Dicke D ein ganzes Vielfaches N der halben Wellenlänge im Fenstermedium sein.

$$D = N \frac{\lambda_{0M}}{2\sqrt{\epsilon_r}}, \quad N = 1, 2, 3, \dots \quad (4.8)$$

Dies wird aus Abbildung 4.4 deutlich. In diesem Diagramm ist der Reflexionsfaktor als Funktion der Hauptscheibendicke über der Frequenz aufgetragen (wiederum mit $\epsilon_r = 9.65$ und $\epsilon_{rB} = 3.11$, $N_B = 1$). Die Dicke variiert von $8 \cdot \lambda_M/2$ nach $9 \cdot \lambda_M/2$. Die Kurve des Reflexionsfaktors verschiebt sich für größere Dicken zu kleineren Frequenzen hin. Dabei wächst der Reflexionsfaktor innerhalb des Durchlaßbereichs (130 bis 150 GHz) stellenweise an. Erst wenn wieder ein ganzes Vielfaches der halben Wellenlänge erreicht ist, erhält man einen optimalen Verlauf.

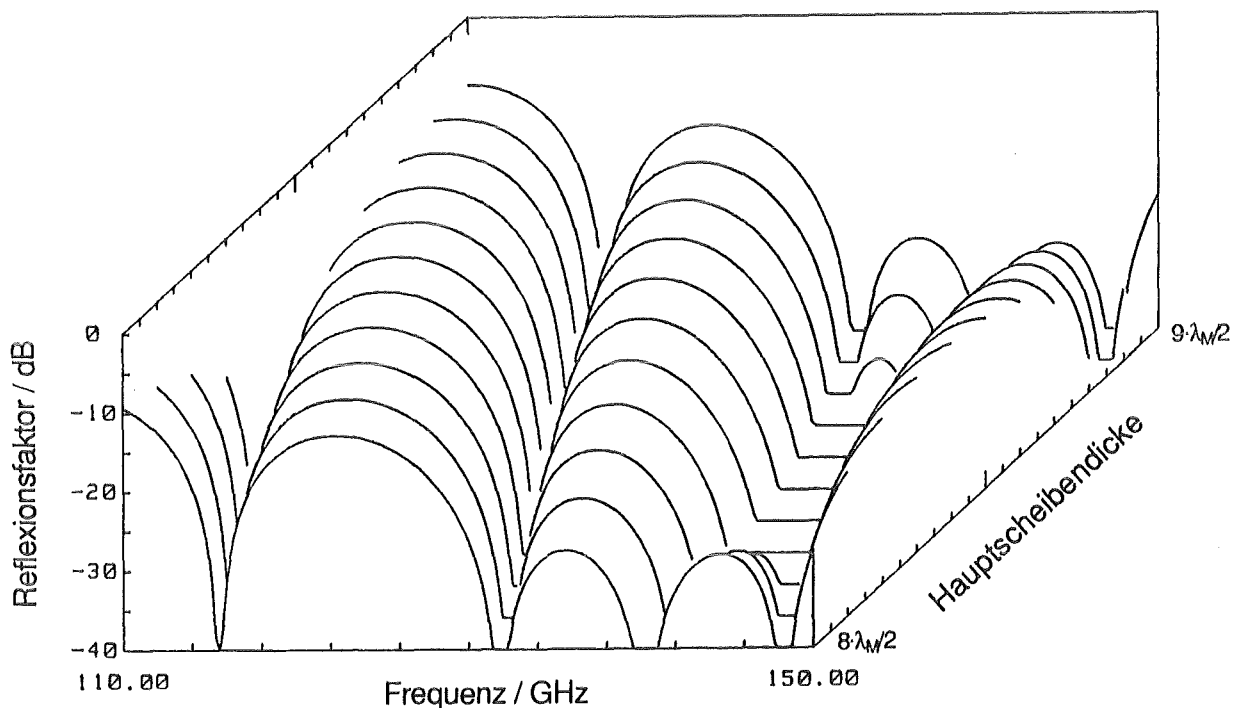


Abbildung 4.4: Reflexionsfaktor einer Scheibe mit resonanten Übergängen für unterschiedliche Hauptscheibendicken ($\epsilon_r = 9.65$ für Al_2O_3 , $\epsilon_{rB} = 3.11$, $N_B = 1$)

Jetzt muß nur noch das optimale N bestimmt werden. In Abbildung 4.5 ist der Reflexionsfaktor für verschiedene N dargestellt (Materialgrößen wie oben). Als Durchlaßbereich eines solchen Fensters kann man das Frequenzintervall zwischen den beiden Nachbarminima bezüglich der Resonanzfrequenz (hier 140 GHz) definieren. Oder man legt besser noch die beiden Frequenzen als Bandgrenzen fest, bei denen der Reflexionsfaktor nach dem Durchgang durch die Nachbarminima, wieder den Wert erreicht, der maximal im oben genannten Frequenzintervall auftritt.

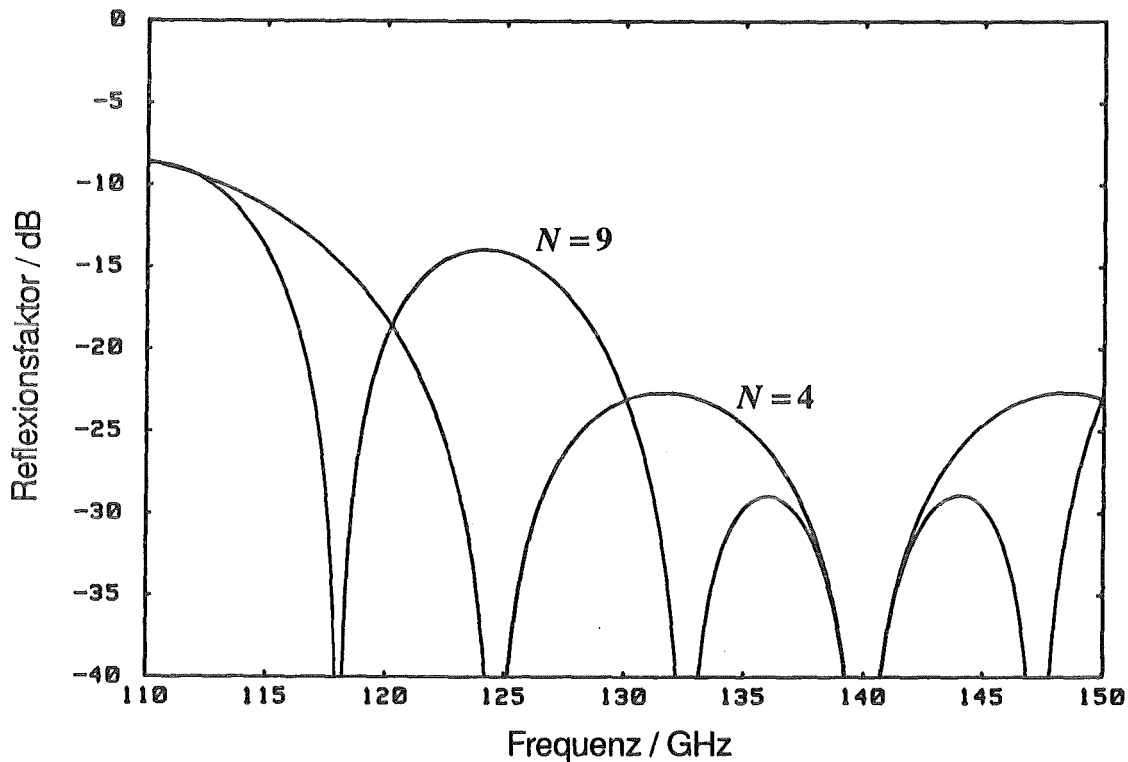


Abbildung 4.5: Reflexionsfaktor einer Scheibe mit resonanten Übergängen für unterschiedliche Vielfache der halben Wellenlänge in der Hauptscheibendicke bei 140 GHz ($\epsilon_r = 9.65$ für Al_2O_3 , $\epsilon_{rB} = 3.11$, $N_B = 1$)

Man erkennt, daß für eine gewünschte Bandbreite jeweils ein optimales N_{opt} existiert, da für größere N der Durchlaßbereich zwar schmaler, der Reflexionsfaktor in diesem Intervall aber geringer ist. Für das in den Rechnungen zu Abbildung 4.5 zugrunde gelegte Al_2O_3 , ergibt sich für den Durchlaßbereich von 130 bis 150 GHz, zum Beispiel ein $N_{opt} = 9$. N_{opt} kann bei gleicher Bandbreite, für verschiedene ϵ_r , ϵ_{rB} und N_B unterschiedlich groß ausfallen. Aus Rechnungen dazu ergab sich für größere ϵ_r ein kleineres N_{opt} . Dabei sollte beachtet werden, daß die Scheibe nicht zu dick ausfällt, um die Absorption im Material so gering wie möglich zu halten.

Eine zusätzliche Vergrößerung des Durchlaßbereichs ist zu erreichen, wenn diese Transformation mehrstufig ausgeführt wird, d.h. mehrere dieser $\lambda/4$ -Schichten mit jeweils geeignet zu wählenden ϵ_r , hintereinander angeordnet werden. Aus Realisierungsgründen, die schon beim nur einstufigen Übergang Probleme bereiten (siehe unten), wurden mehrstufige Transformationen nicht näher untersucht.

4.3.2 Dreischichtenfenster

Grundsätzliches

Als erste Möglichkeit der Realisierung eines resonanten Überganges bietet sich an, direkt nach einem Material zu suchen, das der Anforderung nach Gl. (4.6) genügt. Dieses ist dann mit der notwendigen Dicke auf das Fenster aufzubringen, sei es als direkte Beschichtung oder als getrennt gefertigte Scheiben, die dann mit der Hauptscheibe verbunden werden.

Hauptproblem, das sich hier stellt, ist bei den beschränkten Auswahlmöglichkeiten überhaupt ein geeignetes Beschichtungsmaterial zu finden. Generell haben die in Frage kommenden Übergangsmaterialien ein zu großes ϵ_{rB} .

Man wird deshalb versuchen, Materialkombinationen mit möglichst passenden ϵ_r und ϵ_{rB} zu finden. Ein Beispiel dazu ist in Abbildung 4.6 aufgeführt.

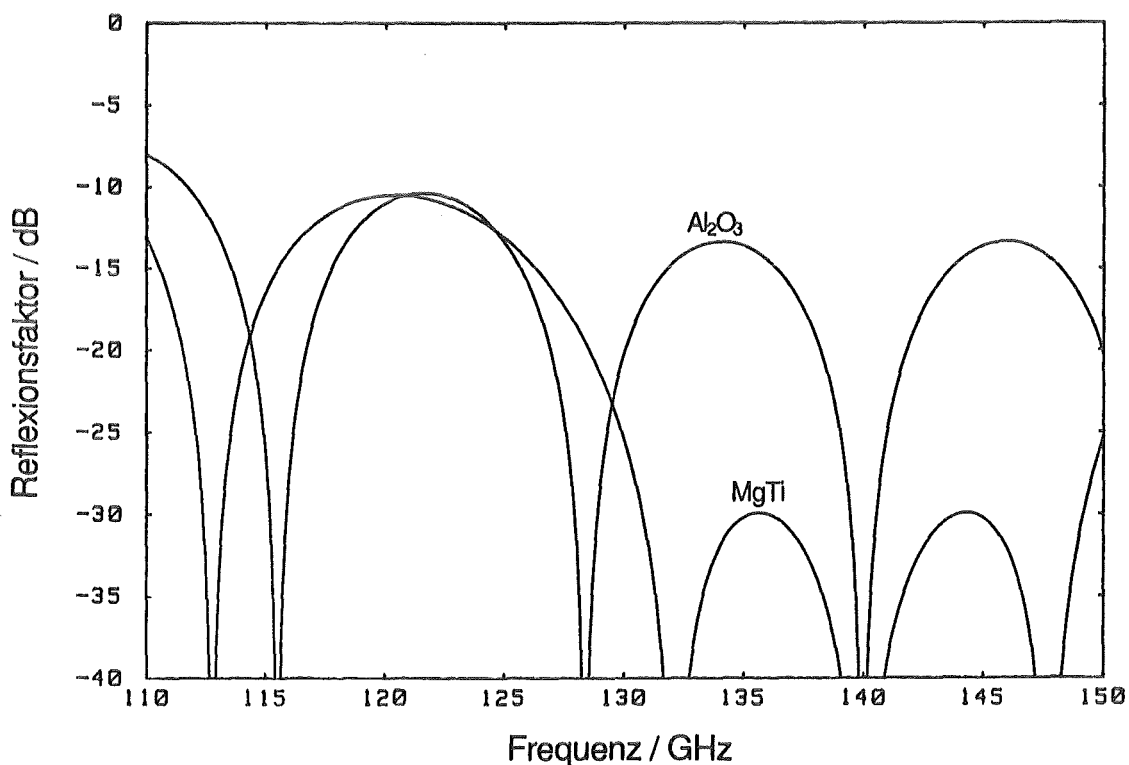


Abbildung 4.6: Reflexionsfaktor einer Scheibe mit resonanten Übergängen für unterschiedliche Hauptscheibenmaterialien (Al_2O_3 ($\epsilon_r = 9.65$), MgTi ($\epsilon_r = 15.45$), $N = 7$, $\epsilon_{rB} = 3.81$ für Quarzglas, $N_B = 1$)

Ein festes Beschichtungsmaterial (hier Quarzglas, das unter den verwendbaren Materialien mit einem $\varepsilon_{rB} = 3.81$ schon mit die geringste Dielektrizitätskonstante aufweist) wurde mit verschiedenen Hauptscheibenmaterialien kombiniert (optimal wäre ein $\varepsilon_r = \varepsilon_{rB}^2 = 14.5$).

Weitere Probleme betreffen die Hochleistungstauglichkeit solcher Strukturen. Kommt es bei losen Scheibenschichtungen mit schmalem Spalt zwischen den Scheiben, zu Überschlägen durch das hohe elektrische Feld? Sind die Materialien bezüglich ihrer Wärmeausdehnung miteinander verträglich? Wie wird die entstehende Verlustwärme aus der dünnen transformierenden Scheibe abgeführt? Fragen dieser Art sollten hier jedoch zunächst nicht berücksichtigt werden (siehe Kapitel 6.2).

Herstellung

Vorteil dieser Methode gegenüber den anderen Verfahren ist die vergleichsweise einfache Herstellbarkeit. Ist erst einmal eine geeignete Materialkombination gefunden, so lassen sich daraus recht einfach die entsprechenden Fenster herstellen. Entweder wird das Beschichtungsmaterial in der gewünschten Dicke auf der Hauptscheibe abgeschieden, was den Vorteil hätte, daß das optimale $N_B = 1$ gut zu realisieren wäre. Oder es werden getrennte Scheiben auf die geeigneten Maße zurechtgeschliffen und dann zusammengefügt (entweder durch loses Aufeinanderlegen oder durch geeignetes Verkleben). In diesem Fall sollten die Oberflächen optisch poliert sein, um eine möglichst gute Auflage zu gewährleisten.

Als Transformationsschicht wurden für die Messung wegen des geringen ε_r , Scheiben aus OH-armen Quarzglas (Infrasil I von Heraeus) mit dem genannten $\varepsilon_{rB} = 3.81$ angefertigt. Da sich aus der hohen Mittenfrequenz von 140 GHz die kleine Materialwellenlänge von $\lambda_M = 1.097$ mm ergibt, wurde aus Stabilitätsgründen nicht die optimale, aber sehr dünne $1 \cdot \lambda_M / 4$ Dicke gewählt, sondern auf $N_B = 3$ ausgewichen. Dies ergab eine Dicke der Quarzglasscheiben von 0.82 mm.

Als Hauptscheibenmaterial wurde zum einen eine Al_2O_3 -Keramik auf die resonante Dicke ($N = N_{opt} = 9$) von 3.10 mm geschliffen. Al_2O_3 wurde als Vertreter für ein, bereits als Hochleistungsfenster verwendetes Material ausgewählt. Allerdings paßt hier das ε_r von 9.65 nicht sehr gut zu Quarzglas ($\varepsilon_{rB}^2 = 14.5$). Dennoch sollte geprüft werden, welche Ergebnisse sich mit einer solchen nichtidealen Kombination erreichen lassen.

Bei der Suche nach einem Hauptscheibenmaterial mit einer einigermaßen passenden Dielektrizitätskonstanten, wurde eine Magnesium-Titanat Verbindung (D-15 MgTi von Trans-Tech Inc.) gefunden. Diese weist ein ϵ_r von 15.45 auf, was sehr nahe bei $\epsilon_{rB}^2 = 14.5$ liegt. Allerdings ist noch nicht endgültig abgeklärt, ob MgTi alle Hochleistungsanforderungen erfüllt. Für die Dickenresonanz wurde das, für den Durchlaßbereich von 130 bis 150 GHz optimale $N_{opt} = 7$ verwendet, was eine Scheibendicke $D = 1.97$ mm ergab. Diese Dicke wurde mit einem $\epsilon_r = 14.5$ berechnet, da anfänglich der genaue ϵ_r -Wert für MgTi bei 140 GHz nicht bekannt war. Sie ist also nicht für die gewünschte Bandmittenfrequenz resonant ausgelegt (Vgl. Gl (4.8)). Zusätzlich zu dieser Scheibe wurden zwei weitere angefordert, deren Dicken entsprechend für die Annahmen $\epsilon_r = 15$ bzw. 15.5 berechnet wurden. Leider erfolgte die Lieferung der, wie sich im nachhinein herausstellte, recht gut passenden $\epsilon_r = 15.5$ -Scheibe nicht mehr im Zeitraum dieser Diplomarbeit.

Alle Oberflächen der verwendeten Scheiben wurden optisch poliert. Die drei Scheiben wurden dann durch loses Aufeinanderlegen zum Dreischichtenfenster zusammengefügt. Beim fertigen Fenster sind Interferenzringe zu beobachten, die auf Luftspalte in der Größenordnung einiger μm schließen lassen.

Messung

In Abbildung 4.7 sind der gemessene und berechnete Reflexionsfaktor der Al_2O_3 -Hauptscheibe aufgetragen. Mit der Dicke wurde sehr genau die gewünschte Resonanzfrequenz von 140 GHz getroffen. Nach Gl. (4.8) sind damit die optimalen Voraussetzungen für die Hauptscheibe erfüllt.

Legt man beidseitig die genannten Quarzglasscheiben auf, so ergibt sich ein Reflexionsverlauf nach Abbildung 4.8. Rechnerisch läßt sich dieser Verlauf sehr gut nachvollziehen, wenn man zusätzlich Luftspalte zwischen den Scheiben von jeweils $10 \mu\text{m}$ annimmt. Diese bewirken auch die leichte Asymmetrie des Kurvenverlaufs bezüglich 140 GHz.

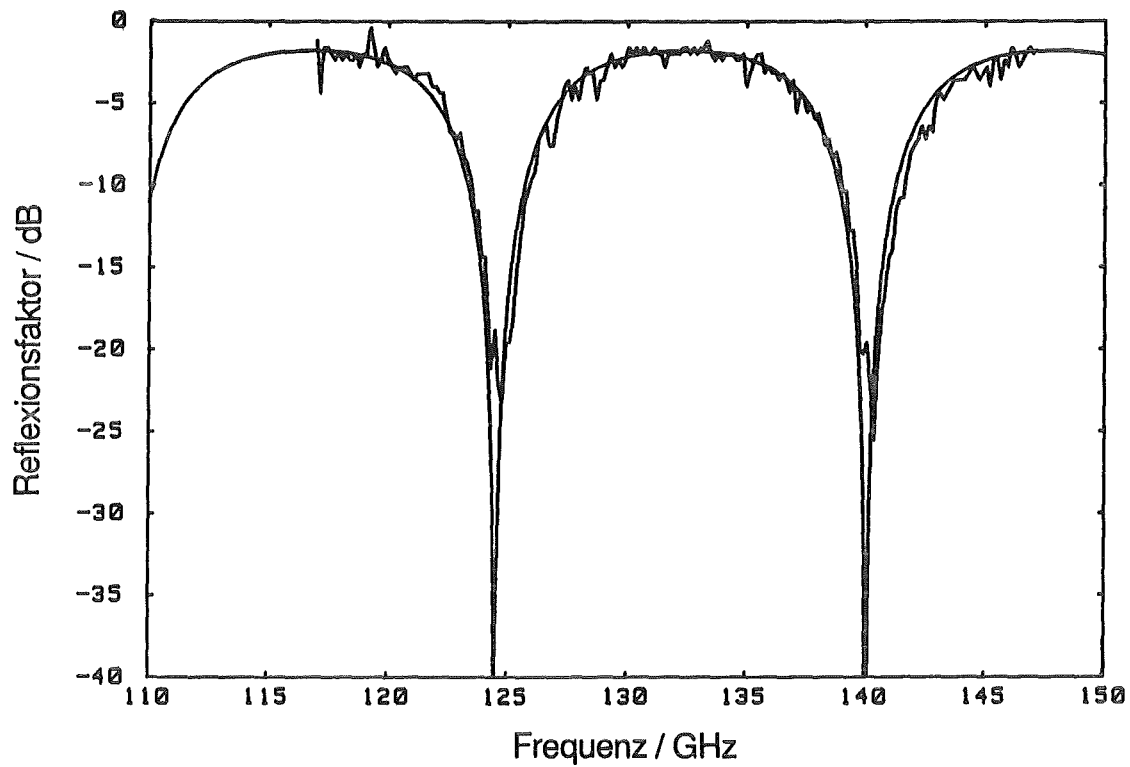


Abbildung 4.7: Gemessener und berechneter Reflexionsfaktor der Al_2O_3 -Hauptscheibe ($\epsilon_r = 9.65$, $D = 3.10$ mm)

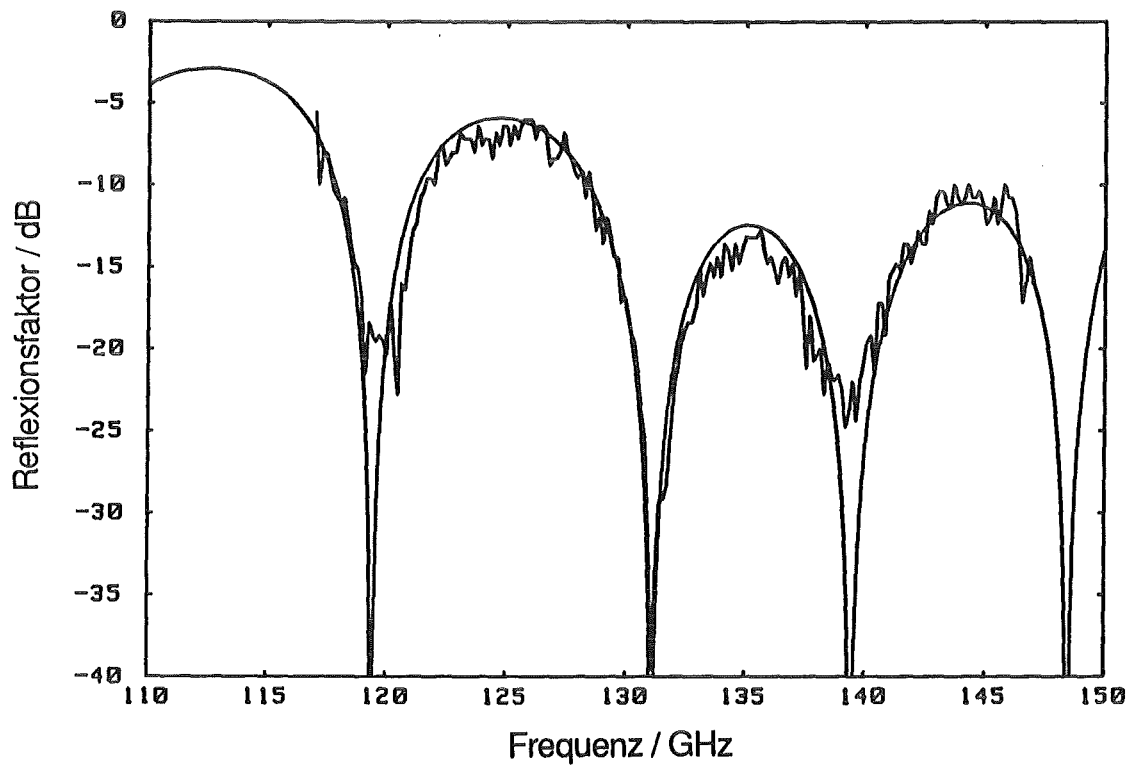


Abbildung 4.8: Gemessener und berechneter Reflexionsfaktor des Al_2O_3 -Dreischichtenfensters ($\epsilon_r = 9.65$, $D = 3.10$ mm, $D_B = 0.82$ mm, $\epsilon_{rB} = 3.81$ für Quarzglas, Luftspalt von jeweils $10 \mu\text{m}$ zwischen den Scheiben)

Soweit die Messungen mit den Standardmaterialien. Für das zweite Dreischichtenfenster wurde MgTi als Hauptscheibenmaterial verwendet. Der Reflexionsfaktor der Einzelscheibe ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Bedingt durch die nichtresonante Dicke liegt der Resonanzeinbruch bei 135.3 GHz. Außerhalb der Resonanz verhält sich ein solches Material schon beinahe wie ein metallischer Reflektor.

In Abbildung 4.10 ist das Reflexionsverhalten des damit aufgebauten Dreischichtenfensters aufgetragen. Auch in diesem Fall läßt sich die Messung rechnerisch unter Einbeziehung eines Luftspaltes von 10 μm gut nachvollziehen. Die Asymmetrie wird hauptsächlich durch die falsche Hauptscheibendicke hervorgerufen. Die gleiche Ursache hat der um rund 5 GHz nach unten verschobene Durchlaßbereich.

Diskussion

Bereits mit den Standardmaterialien, also einer längst nicht optimalen Kombination der Dielektrizitätskonstanten von Hauptscheibe und Beschichtung, wird der Reflexionsfaktor über das gesamte Frequenzintervall von 130 bis 150 GHz auf unter -10 dB gedrückt.

Wird zusätzlich ein der Beschichtung angepaßtes Hauptscheibenmaterial verwendet, so lassen sich selbst mit einer nicht idealen Hauptscheibendicke, schon Reflexionsfaktoren von unter -15 dB erreichen. Diese Verbesserung wird also mit einer Hauptscheibe erreicht, deren Reflexionsverhalten als Einzelscheibe um einiges schlechter war, als das des Standardmaterials mit seinem geringeren ϵ_r . Rechnungen ergeben, daß mit der noch nicht gelieferten MgTi-Scheibe, deren Dicke für $\epsilon_r = 15.5$ berechnet wurde, die Werte sogar auf unter -20 dB zu liegen kommen.

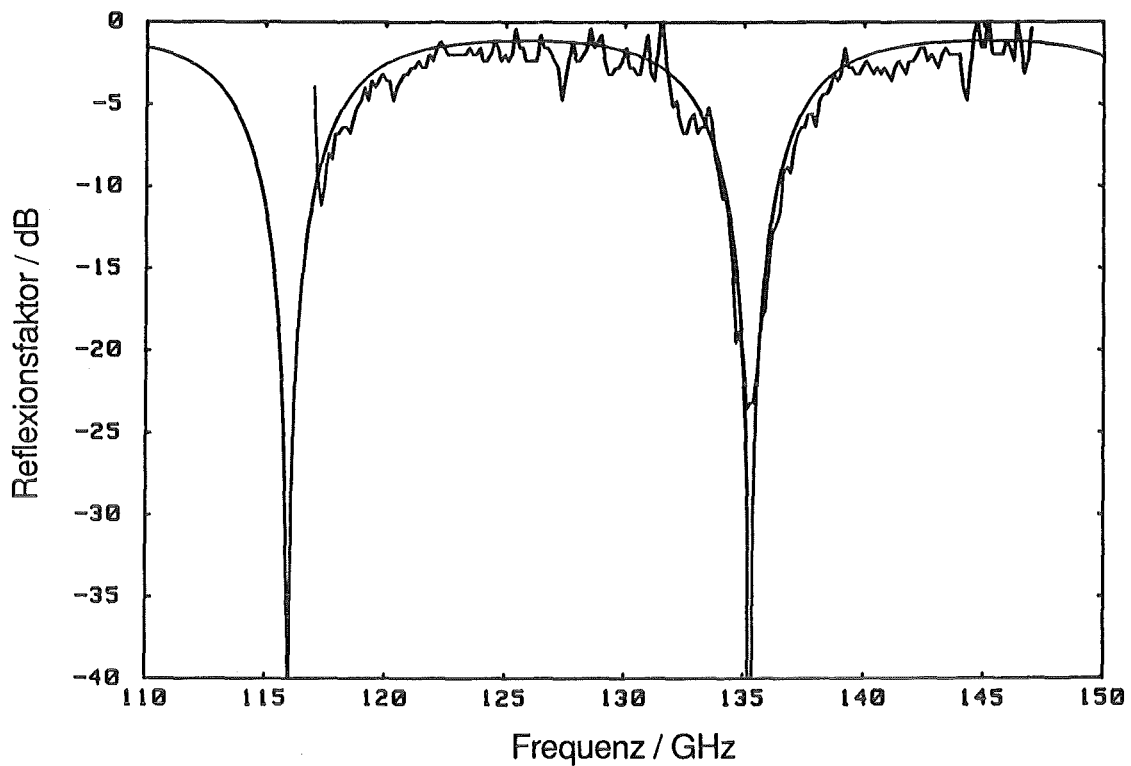


Abbildung 4.9: Gemessener und berechneter Reflexionsfaktor der MgTi-Hauptscheibe ($\epsilon_r = 15.45$, $D = 1.97$ mm)

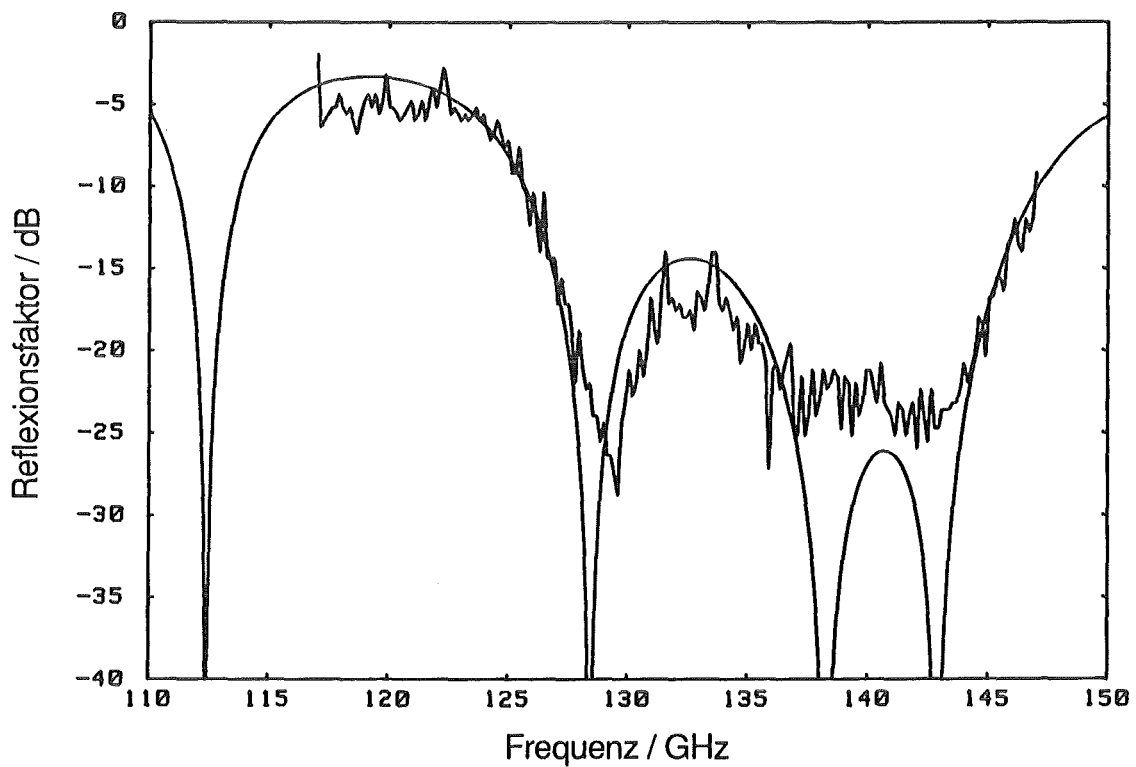


Abbildung 4.10: Gemessener und berechneter Reflexionsfaktor des MgTi-Dreischichtenfensters ($\epsilon_r = 15.45$, $D = 1.97$ mm, $D_B = 0.82$ mm, $\epsilon_{rB} = 3.81$ für Quarzglas, Luftspalt von jeweils $10 \mu\text{m}$ zwischen den Scheiben)

4.3.3 Rechteckprofil-Rillen

Grundsätzliches

Die genannten Probleme des Dreischichtenfensters versucht man dadurch zu umgehen, daß man eine Kombination verschiedener Materialien vermeidet, und die transformierende Schicht durch eine Strukturierung der Fensterscheibenoberfläche realisiert. Durch einen regelmäßigen Wechsel von Luftspalt und stehengebliebenem Material in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, soll ein homogenes Medium mit einer effektiven Dielektrizitätskonstanten ϵ_{eff} simuliert werden. Für dieses ϵ_{eff} gilt dann die gleiche Forderung, wie es für das Dreischichtenfenster nach Gl (4.6) der Fall war:

$$\epsilon_{\text{eff}} = \sqrt{\epsilon_r} \quad (4.9)$$

Da dies über der gesamten Dicke der transformierenden Schicht gelten soll, muß das Strukturverhältnis von Fenstermaterial zu Luft entlang der Ausbreitungsrichtung konstant bleiben, d.h. es handelt sich dabei um Oberflächenstrukturen mit einem Rechteckprofil. Die Tiefe des Profils bzw. die Höhe der Struktur h muß wiederum ein ungerades Vielfaches N_B der Viertelwellenlänge sein. Dabei ist die Wellenlänge zu betrachten, die sich in einem homogenen Medium mit $\epsilon_r = \epsilon_{\text{eff}}$ einstellen würde.

$$h = N_B \frac{\lambda_{0M}}{4\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \quad , \quad N_B = 1, 3, 5, \dots \quad (4.10)$$

Wie berechnet sich nun aus einer gegebenen Struktur das ϵ_{eff} ? Dies ist z.B. in [10] und [23] bis [25] beschrieben. Grundvoraussetzung dafür, daß die Struktur der elektromagnetischen Welle überhaupt als homogen erscheint, ist, daß die Wellenlänge im Fenstermaterial groß gegen die Strukturgröße d ist, so daß die Aufspaltung des Strahles in höhere Gitterordnungen und damit Beugungseffekte vernachlässigt werden können. Dies muß für alle Frequenzen des Durchlaßbereichs gelten, also auch für die kleinste Wellenlänge λ_{min} an der oberen Bandgrenze.

$$\frac{\lambda_{0\text{min}}}{\sqrt{\epsilon_r}} \gg d \quad (4.11)$$

Weiterhin ist ϵ_{reff} von der Lage des elektrischen Feldvektors bezüglich der Struktur abhängig. Bei beliebiger Polarisierung würde sich also die effektive Dielektrizitätskonstante der transformierenden Schicht ständig ändern, da es keine, in allen Richtungen homogene, Struktur gibt. Selbst bei elliptischer oder zirkularer Polarisierung, würde ein gewisses Spektrum an ϵ_{reff} -Werten zyklisch durchlaufen. Daher kommt letztendlich nur der Spezialfall der linear polarisierten Welle in Frage, für den homogene Strukturen existieren. Je nachdem, wie die Polarisationsrichtung zur Struktur orientiert ist, kann dann aus der Geometrie die effektive Dielektrizitätskonstante bestimmt werden. Soll auf beiden Seiten der Scheibe die gleiche Struktur aufgebracht werden, was sinnvoll erscheint, so ist deren Orientierung zueinander parallel auszurichten.

Hier wird allerdings ein erster Nachteil dieses Verfahrens deutlich, da es nun nicht mehr für beliebige Polarisierungen zu gebrauchen ist. Zudem muß das Fenster nicht nur wie bisher senkrecht zur Strahlachse justiert, sondern auch die Struktur entsprechend der Lage des E-Vektors, welche genau bekannt sein müßte, in die optimale Richtung gedreht werden.

Handelt es sich bei der Struktur z.B. um parallele Rillen mit dem Rillenabstand d und der Rillenbreite a , so findet man in [23] für den Fall, daß das E-Feld senkrecht zu den Rillen steht:

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_r d}{a(\epsilon_r - 1) + d} \quad (4.12)$$

Für die parallele Ausrichtung erhält man:

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{a(1 - \epsilon_r) + d\epsilon_r}{d} \quad (4.13)$$

(4.12) und (4.13) sind einfache Mittelungsformeln wie sie auch für Kondensatoren mit geschichtetem Dielektrikum gelten. Dem Fall "E senkrecht" entspricht die Serienschaltung, "E parallel" die Parallelschaltung von Kondensatoren mit den entsprechenden homogenen Dielektrika.

Für die Substratdicke, d.h. die Dicke des übriggebliebenen, unbearbeiteten Fenstermaterials zwischen den beiden strukturierten Schichten, ergeben sich die selben Anforderungen, wie sie für die Hauptscheibendicke des Dreischichtenfensters gelten.

Als weiteres Problemfeld sind hier wiederum die Fragen der Hochleistungsverträglichkeit zu nennen. Sind solche feinen Strukturen überhaupt für so hohe Leistungen geeignet? Treten an den Rillenkanten unzulässig hohe Feldstärken auf, die zu Durchschlägen in der Luft führen? Wie wirken sich solche Oberflächenbearbeitungen auf die mechanische Stabilität der Fensterscheibe aus? Eine feine Rille im Saphirkristall wirkt zum Beispiel generell als Kerbstelle, die initiiert für die Rißausbreitung wirkt.

Herstellung

Die Herstellung solcher Oberflächenstrukturen verlangt hohe Ansprüche. Wegen der Forderung nach Geometrien, die kleiner als die Wellenlänge im Material sein sollen, kommt es bei den hier betrachteten Frequenzen, zu sehr feinen Strukturen, die zudem noch in die zumeist extrem harten Materialien, auf die festgelegte $\lambda/4$ -Tiefe eingebracht werden müssen. Einziger Vorteil ist hier die Tatsache, daß der optimale Fall für $N_B = 1$ noch der am leichtesten Herzustellende ist.

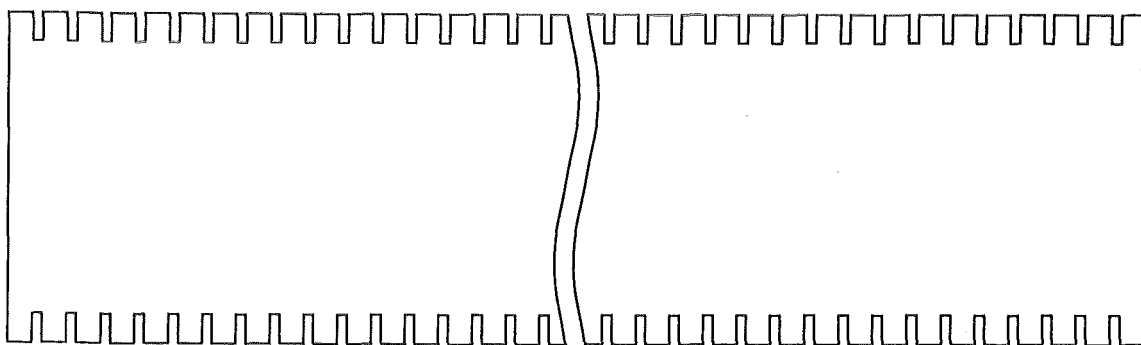


Abbildung 4.11: Scheibe mit Rechteckprofil-Rillen

Für die experimentelle Überprüfung sollten in die Oberfläche einer Al_2O_3 -Scheibe parallele Rillen mit Rechteckprofil eingearbeitet werden (siehe Abbildung 4.11). Die Suche nach einem geeigneten Fertigungsverfahren ergab, daß die minimal herstellbare Rillenbreite a_{min} lediglich auf 0.11 mm gedrückt werden konnte. Für noch feinere Strukturen wäre die Konstanz der Rillenstruktur über die gesamte Scheibe (Durchmesser immerhin 70 mm, also ca. 140 Rillen) nicht mehr gewährleistet gewesen.

Es wurde der Fall "E-Feld senkrecht zu den Rillen" gewählt. Dieser verlangt zwar kleinere Rillenbreiten, dafür verbleibt zwischen den Rillen noch genügend Material, sodaß kein

Abbrechen der Grate zu befürchten ist, wie dies beim "E-Feld parallel zu den Rillen" der Fall wäre.

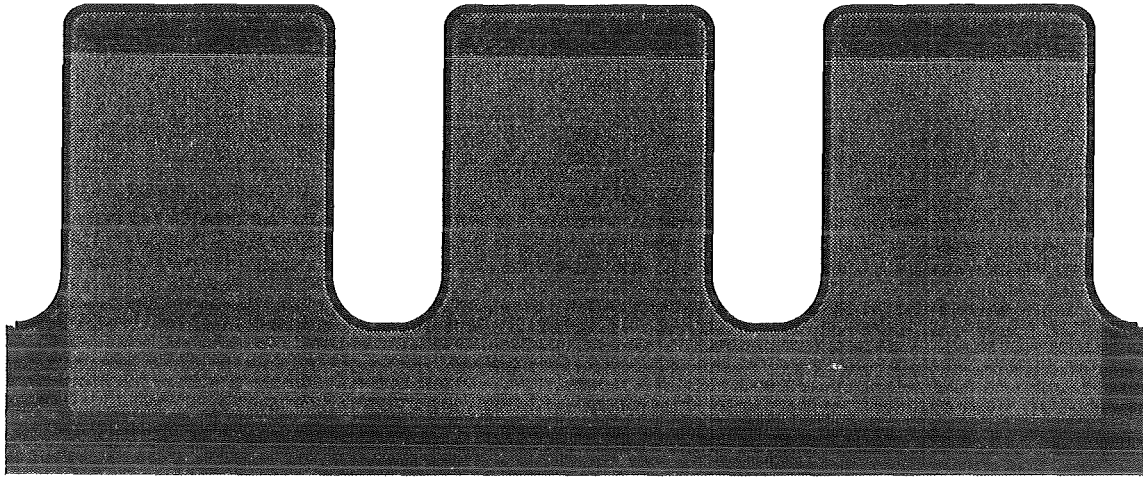


Abbildung 4.12: Realisiertes Rechteckprofil

Herstellungsverfahren war das Einschleifen der Rillen mit einem 0.1 mm starken Diamantschleifblatt. Freilich konnte das Rechteckprofil nicht ideal realisiert werden (siehe Abbildung 4.12). Am Grund der Rillen ergaben sich keine flachen Böden sondern solche mit etwa halb-kreisförmigen Querschnitt. Die Rillen hatten anstatt eines Rechteck- eher ein U-förmiges Profil. Das befürchtete Absplittern an den Rillenkanten hielt sich jedoch in kleinen Grenzen. Der nicht ideale Rillenquerschnitt aufgrund der Abrundung am Boden, läßt sich in einer effektiven Tiefe h_{eff} berücksichtigen.

$$h_{eff} = h - \frac{a}{2} \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \quad (4.14)$$

Diese Gleichung erhält man für ein ideales Rechteckprofil mit der Höhe h_{eff} , welches flächengleich zum U-förmigen Profil mit der Höhe h ist.

Anfänglich waren allerdings die minimal herstellbare Rillenbreite sowie die Dielektrizitätskonstante dieser Al_2O_3 -Keramik bei 140 GHz nicht genau bekannt. Es wurde von einem $a = 0.12$ mm (anstatt 0.11 mm) und einem $\epsilon_r = 9.7$ (anstatt 9.65) ausgegangen. Mit Gl. (4.12) berechnet sich damit der notwendige Rillenabstand für ein nach Gl. (4.9) optimales $\epsilon_{reff} = 3.11$, zu $d = 0.5$ mm. Diese Größe kollidiert jedoch mit der Forderung (4.11). Die Struktur ist sogar fast genauso groß, wie die minimale Wellenlänge im Material

($\lambda_{min} = 0.64$ mm für 150 GHz). Es war also nicht mehr garantiert, daß die Struktur noch wie eine homogene Beschichtung wirkt.

Letztendliches Ergebnis der Herstellung waren Rechteckprofil-Rillen, die auf der einen Seite der Scheibe eine Rillenbreite von $a = 0.11$ mm und auf der anderen Seite ein $a = 0.12$ mm besaßen. Damit und mit dem jetzt bekannten $\epsilon_r = 9.65$, berechnen sich die effektiven Dielektrizitätskonstanten zu $\epsilon_{reff} = 3.32$ (für $a = 0.11$ mm) und $\epsilon_{reff} = 3.14$ (für $a = 0.12$ mm). Auf beiden Seiten weicht also das ϵ_{reff} etwas vom gewünschten Wert ab.

Für die Strukturhöhe erhält man aus Gl. (4.10) ein $h = 0.304$ mm. Auch hier erweist sich die Herstellung als nicht optimal, da für die Rillentiefe lediglich Toleranzen von ± 10 μm garantiert werden können. Dies hat zur Folge, daß eventuell die Dicke der transformierenden Schicht nicht genau getroffen wird, die $\lambda/4$ -Bedingung also verletzt wird, damit aber auch gleichzeitig die Substratdicke aus ihrer $\lambda/2$ -Resonanz verstimmt wird. Ein nicht optimales h wirkt sich also gleich doppelt negativ aus. In diesem Fall wurde die Rillentiefe aber recht gut eingehalten ($h = 0.30$ mm).

Ein zusätzliches Toleranzproblem stellt die Rillenbreite dar, die die effektive Dielektrizitätskonstante der Struktur bestimmt. Dadurch wird die optimale Anpassung des transformierenden ϵ_{reff} an das ϵ_r des Scheibenmaterials verfälscht. Dies führt jedoch zu einer tolerierbaren Beeinflussung des Reflexionsverhaltens. Stärker wirkt sich das veränderte ϵ_{reff} auf die dann nach Gl. (4.10) zu bestimmende Höhe aus. Eine Abweichung von ϵ_{reff} verstimmt also auch die elektrische Länge der Transformationsschicht und verletzt damit wiederum die $\lambda/4$ -Bedingung.

In Abbildung 4.13 ist der Reflexionsfaktor dargestellt, den man aufgrund der realisierten geometrischen Abmessungen erwarten würde. Bedingt durch die nicht passende effektive Strukturhöhe und Substratdicke, sowie des leicht vom Idealwert abweichenden ϵ_{reff} , ist dieser Verlauf nicht optimal. Dennoch sollten die Reflexionen schon unter -15 dB liegen.

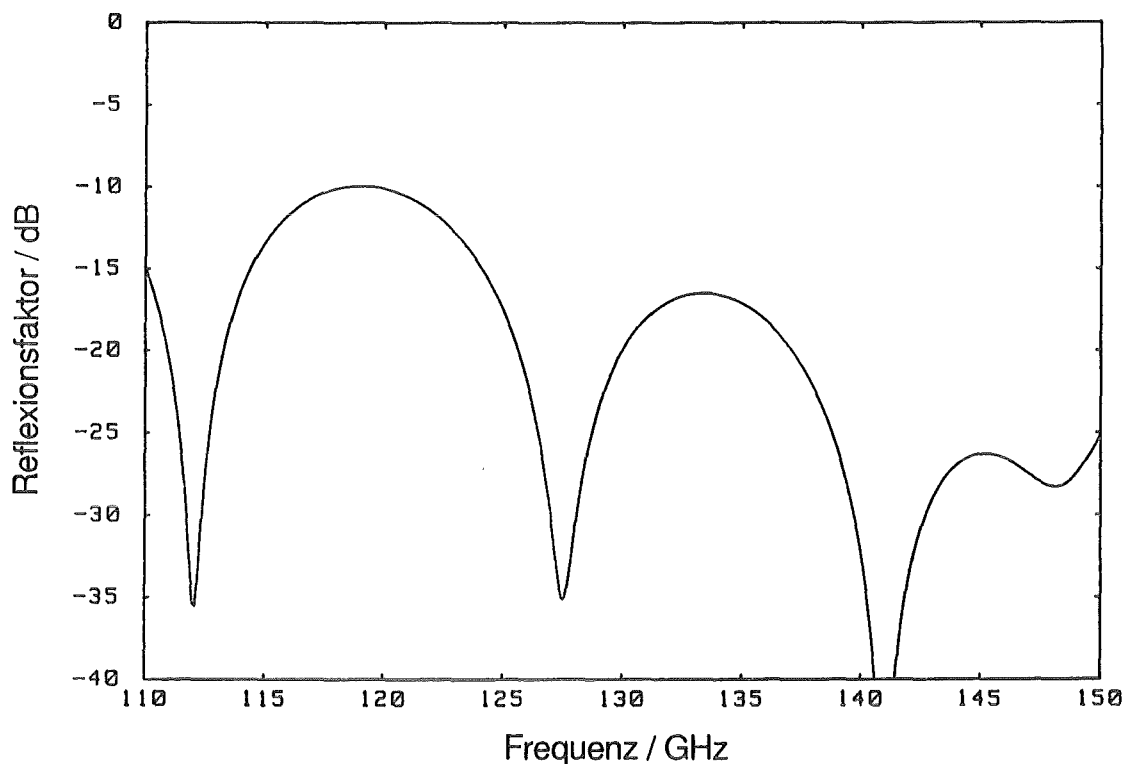


Abbildung 4.13: Erwarteter Reflexionsfaktor der Al_2O_3 -Scheibe mit Rechteckprofil-Rillen ($\epsilon_r = 9.65$, $D = 2.84$ mm, $\epsilon_{\text{reff}} = 3.14$ bzw. 3.32 , $h_{\text{eff}} = 0.287$ mm)

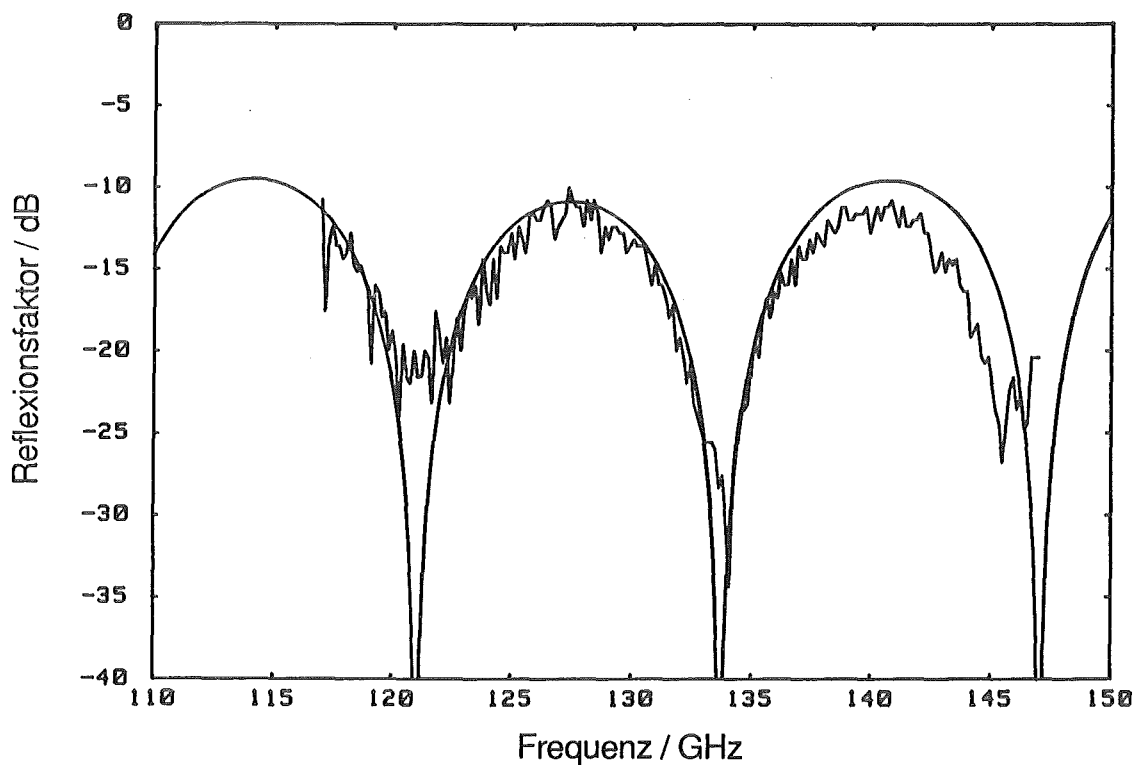


Abbildung 4.14: Gemessener Reflexionsfaktor der Al_2O_3 -Scheibe mit Rechteckprofil-Rillen und eine optimal an die Messung angepasste, berechnete Kurve für $\epsilon_{\text{reff}} = 4.17$ ($\epsilon_r = 9.65$, $D = 2.84$ mm, $h_{\text{eff}} = 0.287$ mm)

Messung

In Abbildung 4.14 ist das Meßergebnis des Reflexionsfaktors der Scheibe mit den Rechteckprofil-Rillen dargestellt. Zusätzlich eingetragen ist eine an die Meßkurve optimal angepaßten Kurve, wie sie sich für ein $\epsilon_{\text{reff}} = 4.17$ und sonst konstant gehaltenen Parametern (ϵ_r , D , und h_{eff}) berechnet.

Wie unschwer zu erkennen ist, weist die Meßkurve keinerlei Ähnlichkeit mit dem ursprünglich erwarteten Verlauf auf (vgl. Abbildung 4.13). Zudem liegt ihr Reflexionsfaktor wesentlich höher. Dagegen paßt der berechnete Verlauf für $\epsilon_{\text{reff}} = 4.17$ sehr gut zur Meßkurve. Lediglich zu hohen Frequenzen, d.h. zu kleinen Wellenlängen hin, weichen beide etwas voneinander ab.

In einer zweiten Meßreihe wurde das Rechteckprofil gegen die E-Feldrichtung verdreht (Abbildung 4.15). 0° entspricht dabei dem Fall "E-Feld senkrecht zu den Rillen", für den die Struktur ausgelegt war. 90° entspricht dem Fall "E-Feld parallel zu den Rillen". Schrittweite ist 10° .

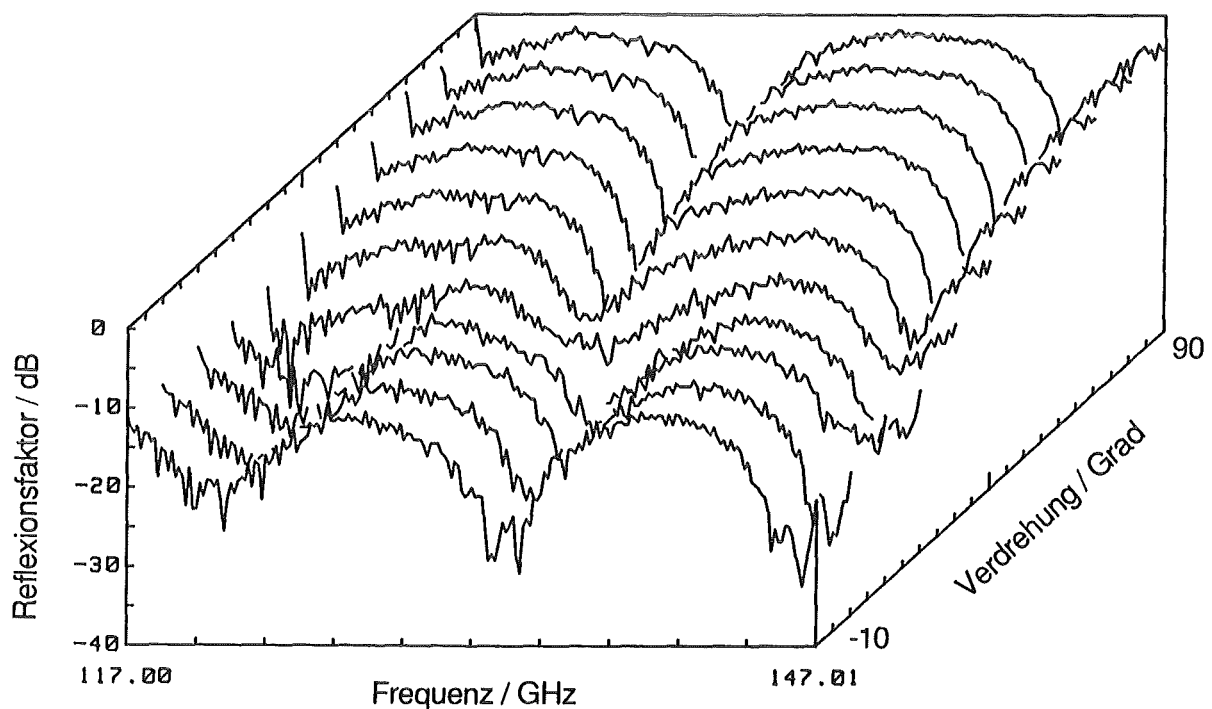


Abbildung 4.15: Gemessener Reflexionsfaktor der Al_2O_3 -Scheibe mit Rechteckprofil-Rillen für unterschiedliche Winkel zwischen E-Feld und Rillen (0° entspricht E-Feld senkrecht, 90° entspricht E-Feld parallel zu den Rillen)

Wie zu erkennen ist, ändert sich der Verlauf in der Umgebung von 0° und 90° nur recht langsam. Es kommt vielmehr zu einem fast sprunghaften Wechsel im Bereich einer Verdrehung von 30° und 40° .

Erklärung könnte sein, daß bei schrägem Auftreffen des E-Feld-Vektors auf die Rillenstruktur, die lineare Polarisierung beim Durchgang durch die Scheibe nicht mehr erhalten bleibt (siehe hierzu [26], wo dieser Effekt gezielt angewendet wird). Dies wird durch die unterschiedlichen effektiven Dielektrizitätskonstanten in den beiden orthogonalen Richtungen nach den Gleichungen (4.12) und (4.13) hervorgerufen. Der, mit den unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten der jeweiligen Feldkomponente verbundene Gangunterschied, wandelt die linear polarisierte in eine elliptisch polarisierte Welle um. Damit wird das Meßergebnis noch von der Kreuzpolarisationsentkopplung der verwendeten Hörner überlagert, die fast nur die kopolare Komponente des Feldes empfangen.

Diskussion

Erstes Meßergebnis ist, daß sich die Struktur anders verhält als man es nach dem vorne beschriebenen einfachen Modell erwarten würde. Zwar zeigt die Übereinstimmung einer berechneten Kurve mit der Messung, daß die Rillenstruktur eine homogene Schicht mit einer effektiven Dielektrizitätskonstanten simuliert, das ϵ_{eff} aber größer ausfällt als erwartet (hier eine Steigerung von 3.32 auf 4.17). Eine weitere Messung, die für den Fall "E-Feld parallel zu den Rillen" durchgeführt wurde, ergab eine leichte Abnahme vom erwarteten Wert von $\epsilon_{\text{eff}} = 7.75$ auf 7.5. Die Berechnung mittels der Gleichungen (4.12) und (4.13) ist hier also nicht mehr erlaubt.

Anzunehmender Grund ist, daß die Forderung (4.11) verletzt wurde. Ein weiteres Indiz dafür ist, daß die angepaßte Kurve ($\epsilon_{\text{eff}} = 4.17$) mit dem Verlauf der Messung zu kleineren Wellenlängen hin, nur ungenügend übereinstimmt. D.h. die Struktur weicht immer mehr vom erwarteten Verhalten ab, je größer sie im Bezug auf die Wellenlänge und damit je stärker Forderung (4.11) verletzt wird. Dennoch ist die Struktur für den eigentlichen Zweck, der Simulation einer homogenen Schicht zu gebrauchen. Allerdings muß dabei die Abweichung des resultierenden ϵ_{eff} von Gl. (4.12) berücksichtigt werden.

Weiter ist als Resultat aus der Verdrehungsmessung zu entnehmen, daß bei kleinen Fehljungen des Rillenprofils bezüglich der Polarisationsrichtung, nur geringe Einflüsse auf das

Reflexionsverhalten entstehen. Ein solches Fenster sollte sich demnach robust gegen Toleranzen dieser Art verhalten.

Die mit diesem Rechteckprofil gewonnenen Erkenntnisse wurden in einer zweiten, optimierten Struktur berücksichtigt.

Optimierte Struktur

Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß das gemessene ϵ_{reff} größer als das nach Gl. (4.12) berechnete ϵ_{reff} ist, wurde der Rillenabstand bei gleicher Rillenbreite ($a = 0.11$ mm) auf $d = 0.34$ mm verkleinert. Die Rillenbreite wurde konstant gehalten, da dieselbe Diamantschleifscheibe verwendet werden sollte. Allerdings wird mit dem kleineren d nun wiederum die Forderung (4.11) besser eingehalten, d.h. die Abweichung von (4.12) dürfte nicht mehr so groß ausfallen.

Weiterhin standen für die Oberflächenbearbeitung nur noch Al_2O_3 -Scheiben mit einer anderen Reinheit zur Verfügung (jetzt 97.6 anstatt 99.5%), was ein unterschiedliches ϵ_r von 9.2 zur Folge hat. Dieser Unterschied wird auch Einwirkungen auf die letztendliche Abweichung vom berechneten ϵ_{reff} haben.

Dennoch sollte mit dem neuen Profil versucht werden, das nach Gl. (4.9) neu berechnete ϵ_{reff} von 3.03 anzunähern. Mit diesem ϵ_{reff} berechnet sich die neue Strukturhöhe zu $h = 0.32$ mm, worin diesmal schon die Abweichung zur effektiven Höhe nach (4.14) enthalten ist ($h_{\text{eff}} = 0.31$ mm).

In Abbildung 4.16 ist der Reflexionsfaktor des neuen Rechteckprofils aufgetragen. Aus der Anpassung der berechneten Kurve folgt ein $\epsilon_{\text{reff}} = 2.9$, was etwas unter dem optimalen Wert von 3.03 liegt. Dennoch wurde mit diesem Profil der optimale Wert schon recht gut getroffen. Weiterhin ist diesmal die Rillentiefe bei der Herstellung nicht wie gefordert ausgefallen. Die effektive Höhe liegt bei 0.29 mm, was nach Gl. (4.10) eine erhebliche Verstimmung darstellt. Dazu kommt noch der Einfluß durch das etwas zu kleine ϵ_{reff} , das eine größere Höhe verlangt.

Dennoch liegt der Reflexionsfaktor dieses Fensters im gesamten Durchlaßbereich (130 bis 150 GHz) schon unterhalb von -17 dB. Wäre die Dicke der transformierenden Schicht optimal ausgefallen, so zeigt die Rechnung dazu einen Durchlaßreflexionsfaktor von unter -30 dB. Dies wohlgernekt obwohl das realisierte ϵ_{reff} nicht ganz dem optimalen Wert entspricht.

Obwohl die Forderung (4.11) verletzt wurde, war es also mit den Rechteckprofil-Rillen möglich, die gewünschte Breitbandigkeit des Fensters zu erreichen. Abschließend bleibt festzuhalten, daß bei diesem Fenstertyp die Probleme eher auf der Seite der Herstellung liegen.

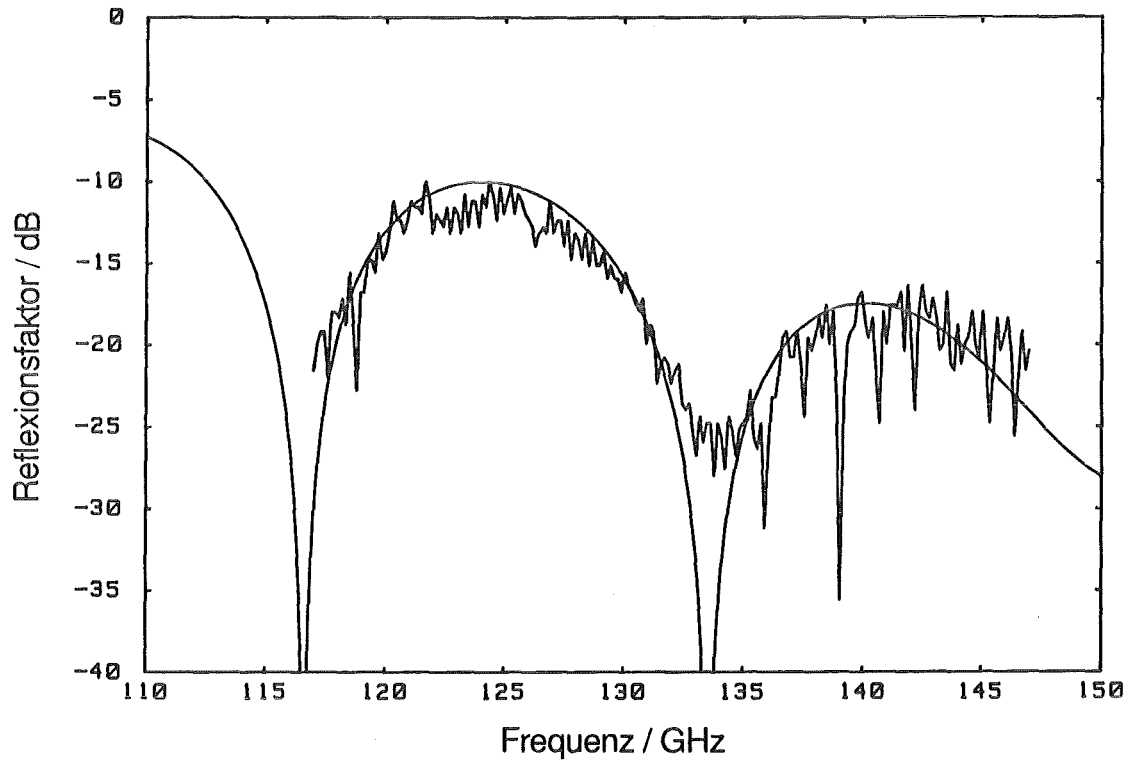


Abbildung 4.16: Gemessener Reflexionsfaktor der Al_2O_3 -Scheibe mit optimierten Rechteckprofil-Rillen und eine optimal an die Messung angepaßte, berechnete Kurve für $\epsilon_{\text{reff}} = 2.9$ ($\epsilon_r = 9.2$, $D = 2.82$ mm, $h_{\text{eff}} = 0.29$ mm)

4.4 Adiabatische Übergänge

Als Alternative zu den resonanten Strukturen werden nachfolgend die sogenannten adiabatischen Übergänge vorgestellt.

4.4.1 Prinzip

Adiabatisch soll in diesem Zusammenhang einen langsamen Übergang, d.h. einen kontinuierlichen Wechsel der Dielektrizitätskonstanten von Vakuum zu der des Fenstermediums und zurück bedeuten. Als Richtlinie gilt, daß das ϵ_r des Fenstermaterials so gering wie möglich gewählt werden sollte, damit der zu überbrückende Unterschied in den Dielektrizitätskonstanten möglichst klein ausfällt. Je langsamer dieser Übergang dann vonstatten geht, d.h. je dicker die Übergangsschicht ist, desto geringer ist der Reflexionsfaktor. Es muß also nach Wegen gesucht werden, wie ein solcher adiabatischer Übergang realisiert werden kann.

Eine Möglichkeit wäre wieder eine Materialkombination, bei der die Fensterscheibe diesmal nicht mit einem homogenen Medium, sondern mit einem oder mehreren Materialien beschichtet wird, die einen kontinuierlichen Übergang in der Dielektrizitätszahl gewährleisten. Wenn es sich aber bei den Dreischichtenfenstern schon als schwierig herausstellte, nur ein einziges Material mit einer gewünschten dielektrischen Eigenschaft zu finden, so erscheint diese Materialanforderung, für Hochleistungsfenster als völlig utopisch.

Vielmehr soll versucht werden, eine solche Übergangsschicht wiederum mit einer beidseitigen Oberflächenstruktur zu simulieren. Da diesmal der Effekt gerade darauf beruht, daß sich die Dielektrizitätskonstante entlang der Ausbreitungsrichtung ändert, scheiden hier Rechteckprofile aus. Im Unterschied zu Kapitel 4.3.3 kommt es außerdem nicht darauf an, ein bestimmtes ϵ_{reff} zu erzeugen, sondern lediglich einen langsamen Wechsel in der Dielektrizitätskonstanten zu gewährleisten, ohne daß dabei der genaue Wert von ϵ_{reff} über z bekannt oder definiert sein muß. Für optimierte Strukturen könnte dies allerdings notwendig werden.

Grundidee ist es also, durch einen allmählichen Anstieg des vom Dielektrikum ausgefüllten Volumens, auch die effektive Dielektrizitätskonstante langsam anwachsen zu lassen. Es eignen sich damit alle Strukturen mit einem annähernd dreieckigen Querschnitt. Ungefähr dreieckig soll heißen, daß die Wandungen nicht unbedingt gerade sein müssen, sondern auch gebogen runde Formen aufweisen können. Zur Bestimmung optimierter Wandprofile siehe [27]. Wichtig ist es vor allem, die Struktur möglichst spitz beginnen zu lassen, d.h. mit möglichst wenig Material beim Wechsel in das Vakuum oder in die Luft. Besonders geeignet sind somit

von Pyramiden oder Kegeln besetzte Oberflächen, aber auch parallele Rillen mit dreiecksförmigem Profil.

Fenster dieser Art weisen für beliebige Polarisierungen einen breiten Durchlaßbereich auf. Es kann jedoch durch die Anisotropie der Struktur und damit der Dielektrizitätskonstanten, zu Beeinflussungen der Polarisation der Welle und zu polarisationsabhängigen Reflexionen kommen. Ein weiterer Nachteil ist, daß sich diese Strukturen nicht mit dem beschriebenen Streumatrix-Programm berechnen lassen (Höchstens eine feine Unterteilung des Profils in Schichten senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, mit einem jeweils zu bestimmenden ϵ_{eff} , könnte diese Struktur der Rechnung zugänglich machen). Es lassen sich nach [27] bis [31] vielmehr nur Grenzfrequenzen angeben, zwischen denen die Übergangsschicht wie gewünscht funktioniert. Aus der schon beim Rechteckprofil erwähnten Bedingung, daß Beugungseffekte bis zu der minimalen Wellenlänge λ_{min} vermieden werden müssen (vgl. Gl. (4.11)), folgt auch hier aus der Strukturgröße d die obere Grenzfrequenz:

$$\begin{aligned}\lambda_{0\text{min}} &= d\sqrt{\epsilon_r} \\ f_{\text{max}} &= \frac{c_0}{\lambda_{0\text{min}}}\end{aligned}\quad (4.15)$$

Für die Strukturhöhe h gilt, daß sie so groß wie nur möglich gewählt werden sollte, damit der Übergang möglichst langsam erfolgt. Eine unzureichende Höhe macht sich zuerst für die langwellige Grenze λ_{max} bemerkbar. Für die untere Grenzfrequenz der Struktur erhält man:

$$\begin{aligned}\lambda_{0\text{max}} &= 2h \\ f_{\text{min}} &= \frac{c_0}{\lambda_{0\text{max}}}\end{aligned}\quad (4.16)$$

4.4.2 Dreiecksprofil-Rillen

Grundsätzliches

Zunächst sollen parallele Rillen mit dreieckigem Profil betrachtet werden, wie sie in [27] und [28] beschrieben sind (siehe Abbildung 4.17). Gegenüber anderen adiabatischen Strukturen haben sie einen weiteren großen Vorteil (siehe [27]). Ordnet man die Rillen auf den beiden Fensterseiten senkrecht zueinander an, so kann die einfallende Welle polarisationsrein übertragen werden, da Polarisationsdrehungen bedingt durch die Struktur auf der Vorderseite, auf der Rückseite genau kompensiert werden. Dieses Verfahren eignet sich also vor allem auch dann, wenn über die Polarisation der elektromagnetischen Welle nichts bekannt ist, oder beliebige Polarisierungen ohne Störung transmittiert werden sollen.

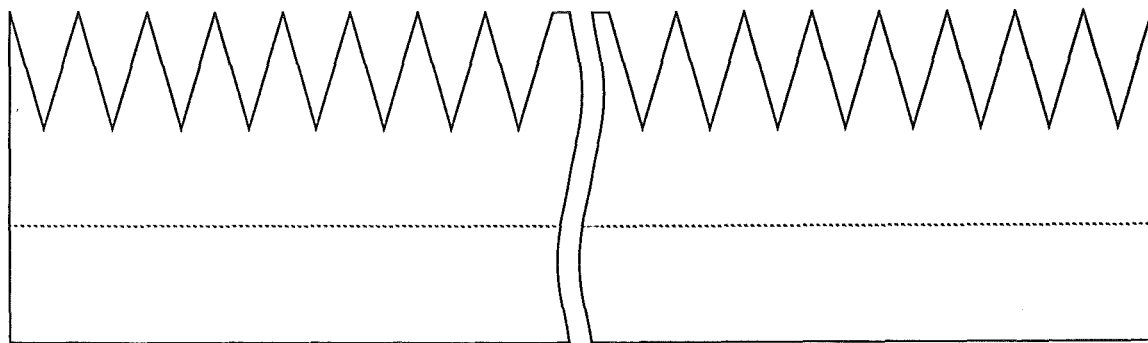


Abbildung 4.17: Scheibe mit Dreiecksprofil-Rillen

Als einziges Problem wäre hier wieder auf die Hochleistungstauglichkeit hinzuweisen, mit den selben Fragen, wie sie sich schon bei dem Rechteckprofil gestellt haben. (Siehe Kapitel 4.3.3).

Herstellung

Aus den Gleichungen (4.15) und (4.16) ergeben sich die Dimensionierungsvorschriften für die Herstellung der Dreiecksprofil-Rillen. Diese sollten wiederum in eine Al_2O_3 -Keramik eingeschliffen werden. Beschränkt man sich zunächst auf den Frequenzbereich von 130 bis 150 GHz, so folgt aus Gl. (4.16) mit $\lambda_{0max} = 2.31$ mm eine minimale Höhe von $h_{min} = 1.155$ mm (Zur Herstellung wurde deshalb ein $h = 1.2$ mm gefordert). Für die maximale Strukturgröße d_{max} folgt mit $\lambda_{0min} = 2$ mm aus Gl. (4.15) $d_{max} = 0.64$ mm.

Wie sich im Herstellungsprozeß zeigte, waren solche Rillenabstände bei der geforderten Strukturhöhe nicht zu realisieren, da die Spitzen der, zwischen den Rillen stehengebliebenen Grate abbrechen. Daher wurde auf einen größeren Rillenabstand von $d = 0.695$ mm ausgewichen, was nicht mehr mit der gewünschten oberen Grenzfrequenz in Einklang stand. Es stellte sich also heraus, daß der theoretische Vorteil der größeren Bandbreite gegenüber den resonanten Strukturen, aus Fertigungsgründen gar nicht umgesetzt werden konnte.

Weiterhin ließen sich, ebenso wie beim Rechteckprofil, aus Herstellungsgründen nicht die idealen Profile verwirklichen (siehe Abbildung 4.18). Besonders störend wirkt sich dies auf die Schärfe des Grates aus. Es bilden sich keine Spitzen sondern vielmehr kleine Plateaus (Breite ca. 0.05 mm), die noch rund 7% der ursprünglichen Oberfläche der auftreffenden Welle entgegenstellen, und damit einen kleinen Sprung in der Dielektrizitätskonstanten bewirken. Weniger störend wirkt sich die Rundung am Boden der Rillen aus.

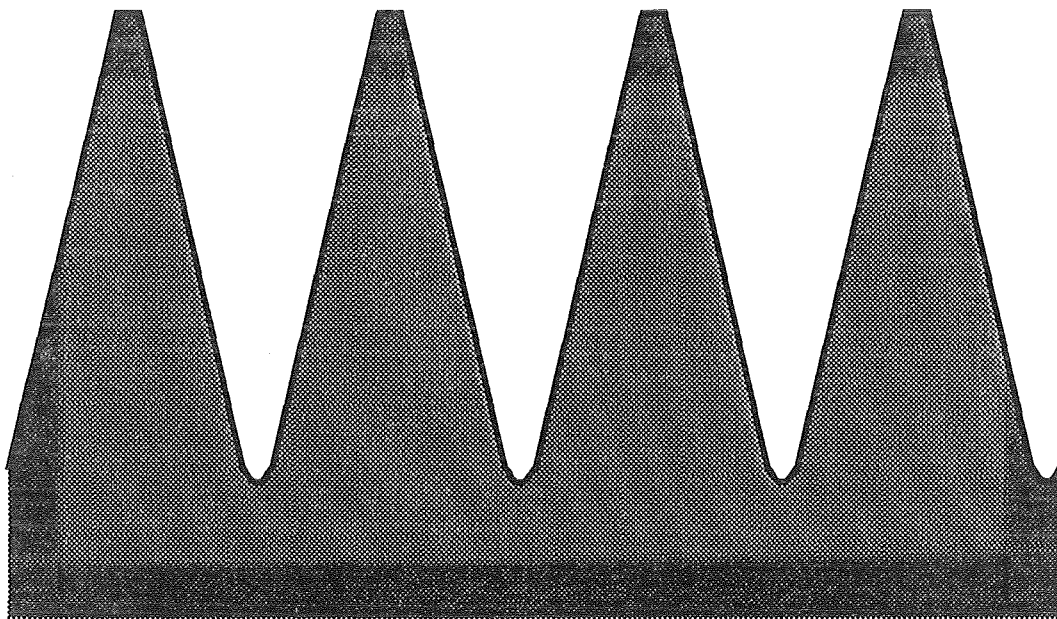


Abbildung 4.18: Realisiertes Dreiecksprofil

Es bestehen somit große Probleme, mit den verwendeten Fertigungsmethoden die gewünschten Strukturen herzustellen.

Messung

In Abbildung 4.19 ist die Messung des Reflexionsfaktors dieser Al_2O_3 -Keramikscheibe mit Dreiecksprofil-Rillen, über der Frequenz aufgetragen. Zusätzlich eingetragen sind die untere und obere Grenzfrequenz $f_{min} = 124.9$ GHz und $f_{max} = 138.9$ GHz, die sich aus den realisierten Strukturgrößen nach den Gleichungen (4.15) und (4.16) ergeben.

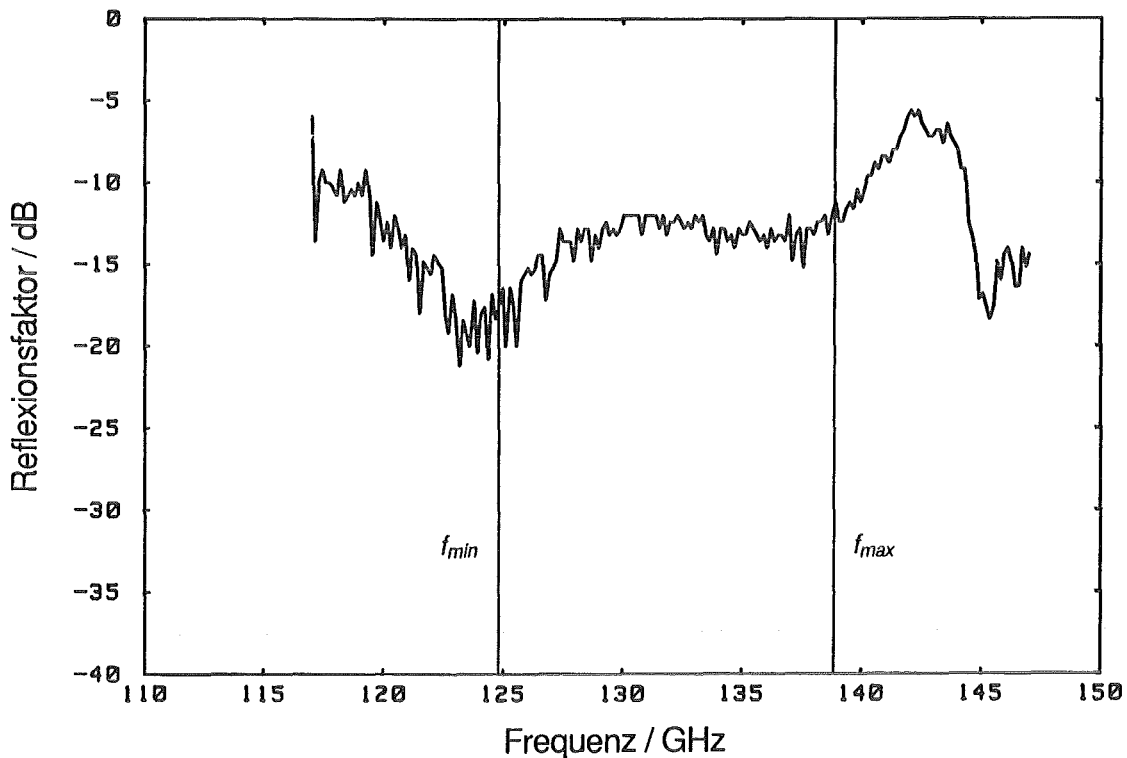


Abbildung 4.19: Gemessener Reflexionsfaktor der Al_2O_3 -Scheibe mit Dreiecksprofil-Rillen. Eingezeichnet sind $f_{min} = 124.9$ GHz und $f_{max} = 138.9$ GHz

Diskussion

Zunächst fällt auf, daß die theoretisch berechneten Grenzfrequenzen den Bereich des konstant niedrigen Reflexionsfaktors von ca. -12 dB, der sich aus der Messung ergibt, recht gut eingrenzen. Die Gleichungen (4.15) und (4.16) können also zur Auslegung des Durchlaßbereichs des Breitbandfensters verwendet werden. Zu beachten ist, daß oberhalb von f_{max} der Reflexionsfaktor wieder ansteigt, diese Grenze also nicht überschritten werden sollte. Hingegen

ist unterhalb von f_{min} , wegen des nochmaligen Absinkens von R , noch etwas Spielraum vorhanden.

Der Reflexionsfaktor liegt im gesamten Durchlaßbereich unter -12 dB, was einer verbleibenden Reflexion von 6.3% entspricht. Daß dieser nicht noch kleiner ausgefallen ist, liegt vor allem an den oben genannten, herstellungsbedingten Plateaus. Indiz dafür ist, daß die -12 dB Reflexionsfaktor recht gut den 7% Plateauflächenanteil entsprechen (bei einem maximalen Reflexionsfaktor von -1.8 dB nach Gl. (4.1) für die plane Al_2O_3 -Scheibe).

4.4.3 Mottenaugen-Struktur

Grundsätzliches

Unter Mottenaugen-Strukturen versteht man den Besatz der Oberfläche mit pyramiden- oder kegelförmigen Objekten. Strukturen solcher Art sind auch auf der Augenoberfläche von Nachtfaltern zu finden, wo sie zur Verbesserung der Lichttransmission in das Auge dieser nachtaktiven Insekten dienen (hier im sichtbaren Wellenlängenspektrum, woraus sehr kleine Strukturgrößen im Bereich von einigen hundert Nanometern resultieren). Daher der Name Mottenaugen. Eine Beschreibung dazu ist in [32] zu finden.

Prinzipiell sind diese Strukturen in der Reflexionsverminderung besser als die vorher dargestellten Rillen, da in der Auftreffebene der einfallenden Welle weniger Material entgegengestellt wird. Beschreibungen von Mottenaugen-Strukturen findet man z.B. in [29] bis [31]. Ist die Mottenaugenstruktur nicht klein im Vergleich zur Wellenlänge im Dielektrikum so ist die Polarisationsreinheit nicht gewährleistet, weil es nicht zu den Kompensationseffekten wie bei den Dreiecksprofilrillen kommt.

Wieder stellen sich die selben Fragen bezüglich der Hochleistungsverträglichkeit, wie dies auch bei den beiden anderen Oberflächenbearbeitungen der Fall war. (Siehe Kapitel 4.3.3 und 4.4.2).

Herstellung

Es sollte versucht werden, ebenfalls in einer Al_2O_3 -Keramik durch überkreuzweises Einschleifen von Dreiecksprofilrillen, eine Pyramidenstruktur zu erzeugen. Für die Herstellung galten die gleichen Dimensionierungsvorgaben wie für das Dreiecksprofil.

Hatte man bei der vergleichsweise einfacheren Rillenstruktur schon Fertigungsprobleme mit den kleinen Abmessungen, so erwies sich die Herstellung eines Mottenauges in Aluminiumoxid mit der Schleiftechnik als nicht durchführbar. Beim zweiten Schliff senkrecht zu den ersten Rillen, wäre es zum unkontrollierten Abbrechen der Pyramidenspitzen gekommen.

Um überhaupt eine experimentelle Überprüfung dieser Struktur zu ermöglichen, wurde ein Mottenaug aus dem leicht zu bearbeitenden Teflon angefertigt. Mit einem $\epsilon_r = 2.04$ ist allerdings kein Vergleich mit den Hochleistungsmaterialien möglich, da von vorneherein der Sprung in der Dielektrizitätskonstanten wesentlich geringer ausfällt, und bei gleicher Strukturhöhe der Übergang automatisch wesentlich sanfter verläuft. Das Mottenaug aus Teflon soll lediglich zum Vergleich der beiden adiabatischen Übergänge dienen, weshalb zusätzlich eine Teflonscheibe mit Dreiecksprofil-Rillen mit den gleichen Abmessungen (Strukturgröße $d = 1.38$ mm, Strukturhöhe $h = 1.2$ mm) angefertigt wurde. Wegen des geringeren ϵ_r , kann die Strukturgröße nach Gl. (4.15) auch um einiges größer gewählt werden.

Messung

In Abbildung 4.20 ist der Reflexionsfaktor des Teflon-Mottenauges aufgetragen. Als Vergleich dazu dient in Abbildung 4.21 eine Teflonscheibe mit Dreiecksprofil-Rillen. Eingetragen ist nur die untere Grenzfrequenz $f_{min} = 124.9$ GHz nach Gl. (4.15) weil $f_{max} = 152.1$ GHz nach Gl. (4.16) außerhalb des dargestellten Frequenzbereichs liegt.

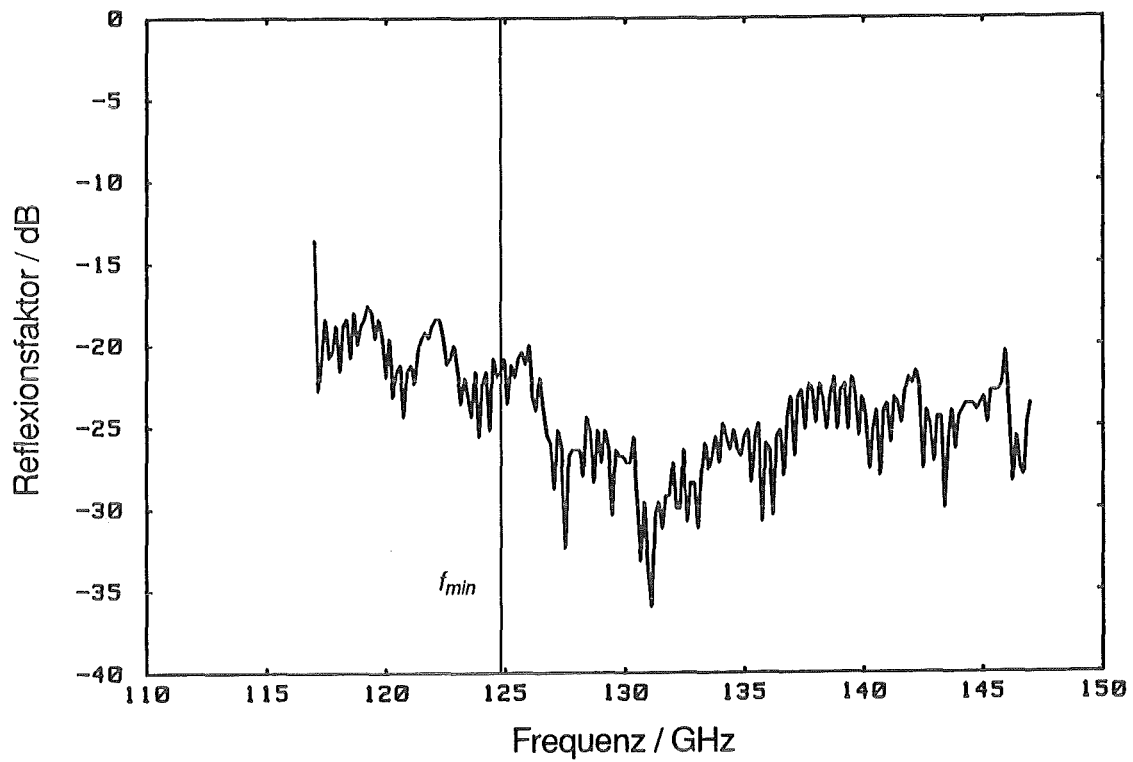


Abbildung 4.20: Gemessener Reflexionsfaktor des Teflon-Mottenauges. Eingetragen ist $f_{min} = 124.9$ GHz

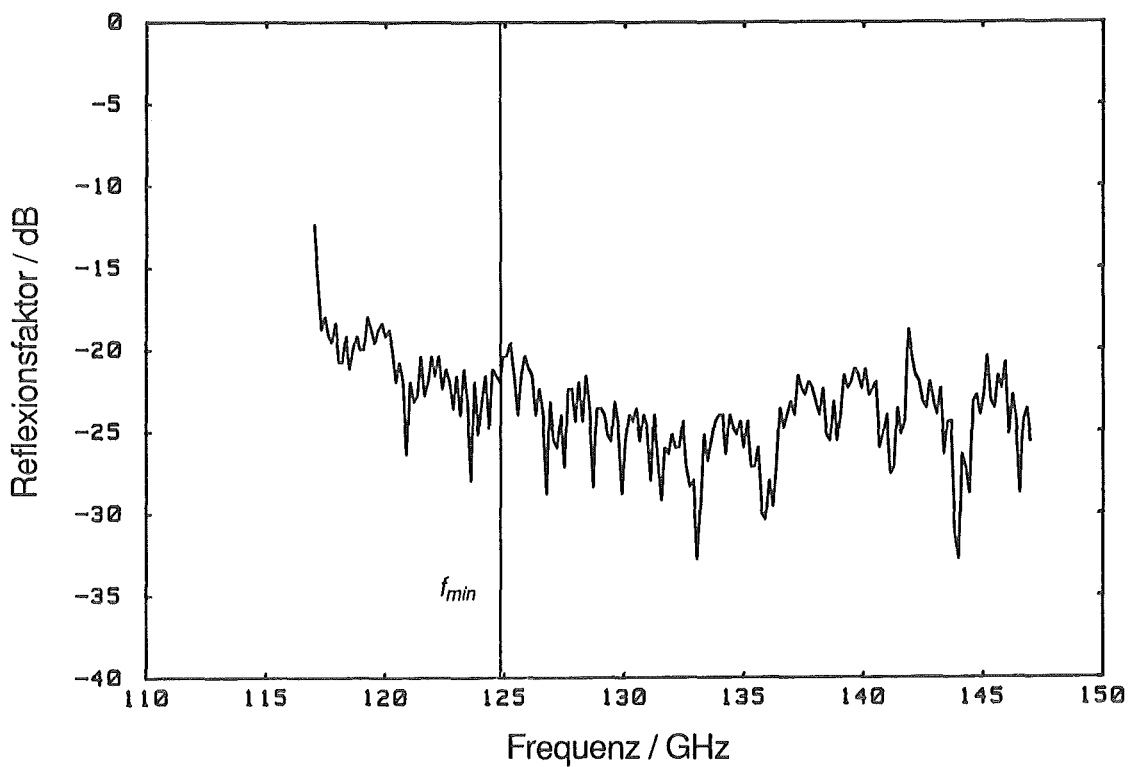


Abbildung 4.21: Gemessener Reflexionsfaktor der Teflonscheibe mit Dreiecksprofil-Rillen. Eingetragen ist $f_{min} = 124.9$ GHz

Diskussion

Zuerst muß festgehalten werden, daß beiden Messungen durch die Nachweisgrenze des Reflexionsfaktors (vgl. Abbildung 3.9) ein Limit gesetzt ist. Dennoch erkennt man, daß die Mottenaugenstruktur gegenüber der Dreiecksrillen-Struktur noch zu einer leichten Verminderung des Reflexionsfaktors führt. Wie groß diese ist, kann allerdings aus der Messung nicht abgelesen werden, da der Verlauf des Reflexionsfaktors des Mottenauges mit der Nachweisgrenze zusammenfällt. Sie beträgt bei 130 GHz mindestens 5 dB.

Als Ergebnis bleibt also festzuhalten, daß die erwartete Verbesserung durch das Mottenauge eintritt, also auch für Hochleistungsmaterialien eine weitere Reflexionsminderung zu erreichen wäre. Entscheidend ist also der Materialanteil, der der einfallenden Welle in der Auftreffebene entgegengestellt wird.

Mit der Verwendung von Teflon wird als Nebeneffekt deutlich, um wieviel bessere Ergebnisse zu erreichen sind, wenn Materialien mit möglichst niedrigem ϵ_r verwendet werden.

5 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden nun die einzelnen Möglichkeiten, ein Breitbandfenster zu realisieren, miteinander verglichen. Aus dieser Gegenüberstellung folgt dann der Auswahlvorschlag, welcher Fenstertyp am besten geeignet ist.

5.1 Vergleich

Der Vergleich beschränkt sich hier wiederum nur auf die elektromagnetischen Eigenschaften der Breitbandfenster. Lediglich Fragen der Herstellbarkeit werden zusätzlich berücksichtigt. Vor- und Nachteile der verschiedenen Möglichkeiten bezüglich ihrer Hochleistungstauglichkeit bleiben außer Betracht. Die Vergleichskriterien sind:

- (I) Bandbreite
- (II) Reflexionsfaktor
- (III) Polarisierung
- (IV) Herstellung

Zu Punkt (I): Theoretisch haben die adiabatischen Übergänge die größere Bandbreite. Werden diese als Dreiecksprofil-Strukturen realisiert, so sollte der Durchlaßbereich über die Grenzfrequenzen nach den Gleichungen (4.15) und (4.16), und damit über die Struktur nach Wunsch einstellbar sein. Die erforderlichen Strukturgrößen konnten aber mit dem verwendeten Herstellungsverfahren nicht realisiert werden. Die Bandbreite des Testfensters mit den Dreiecksprofil-Rillen war sogar geringer als die der resonanten Übergänge.

Mit den resonanten Übergängen können Durchlaßbereiche des Fensters erzeugt werden, die voll den Erwartungen entsprechen (130 bis 150 GHz). Für die betrachteten Realisierungsmöglichkeiten - dem Dreischichtenfenster und der Scheibe mit den Rechteckprofil-Rillen - konnte dies mit Testfenstern experimentell nachgewiesen werden. Mit beiden Fenstertypen sind die gleichen Bandbreiten zu erreichen.

Zu Punkt (II): Auch bezüglich des Reflexionsfaktors konnten herstellungsbedingt mit der adiabatischen Struktur nur vergleichsweise hohe Werte erzielt werden. Sie liegen für das Dreiecksprofil oberhalb der Reflexionen aller anderen Fenstertypen. Vorteil könnte aber der

konstante Verlauf des Reflexionsfaktors innerhalb des Durchlaßbereichs sein. Bei den resonanten Strukturen kommt es dagegen prinzipiell zu Schwankungen über der Frequenz.

Die besten Reflexionsresultate lassen sich mit den Rechteckprofil-Rillen erreichen. Sie erweisen sich aufgrund der genannten Materialbeschränkungen dem Dreischichtenfenster, welches von diesen Einschränkungen besonders betroffen ist, als überlegen. Werden nur Materialien betrachtet die schon heute als Fenster verwendet werden, so sind einzig mit diesem Fenstertyp die geforderten niedrigen Reflexionsfaktoren zu erreichen. Diese Anforderungen sind aber auch mit dem Dreischichtenfenster zu erfüllen, wenn zu neuen Materialien mit geeigneteren Dielektrizitätskonstanten übergegangen wird.

Zu Punkt (III): Das Dreischichtenfenster und die adiabatischen Dreiecksprofil-Rillen (bei senkrechter Anordnung auf Vorder- und Rückseite) sind für beliebige Polarisierungen uneingeschränkt verwendbar. D.h. sie weisen konstante Durchlaßeigenschaften auf und haben keine Einflüsse auf die Polarisation der Welle.

Dies ist für das Mottenaugenauge nicht mehr gewährleistet. Zwar geht die Breitbandigkeit auch für beliebige Polarisierungen nicht verloren, jedoch kann es zu Beeinflussungen der Polarisation der Welle und zu polarisationsabhängigen Reflexionsfaktoren kommen.

Einer noch größeren Einschränkung unterliegt das Fenster mit den Rechteckprofil-Rillen. Dieses ist nur für linear polarisierte Wellen zu verwenden, wobei der E-Feld-Vektor eine definierte Lage bezüglich der Rillen aufweisen muß.

Zu Punkt (IV): Am einfachsten ist das Dreischichtenfenster herzustellen. Es werden lediglich genaue Anforderungen an die Dicke der einzelnen Schichten gestellt, die aber ohne weiteres technologisch zu beherrschen sind.

Etwas schwieriger wird es bei der Herstellung der Rechteckprofil-Rillen. Sie sind nur in einem recht aufwendigen Verfahren zu realisieren. Mit der verwendeten Herstellungsmethode konnten zudem nur Abmessungs-Toleranzen garantiert werden, die zu einer nicht mehr tolerierbaren Abweichung vom Idealprofil führen können.

Problematisch wurde die Fertigung der adiabatischen Strukturen die noch aufwendiger ist. Die Dreiecksprofil-Rillen konnten nur für einen kleineren Durchlaßbereich hergestellt werden, die Herstellung eines Mottenauges in Keramik erwies sich als undurchführbar. Des weiteren

erwiesen sich die Dreiecksprofile als nicht spitz genug, was zu einem vergleichsweise hohen Reflexionsfaktor führte.

5.2 Auswahl

Läßt man die Hochleistungseignung zunächst außer Betracht, so wäre es ideal einen adiabatischen Übergang mit einer sehr feinen, aber hohen Dreiecksrillen-Struktur und einem sehr scharfen Grat zu verwenden. Die Rillen sind dabei auf beiden Seiten senkrecht zueinander anzuordnen. Bei der Materialauswahl sollte auf eine möglichst kleine Dielektrizitätskonstante geachtet werden. Ein solches Fenster würde über einen großen Frequenzbereich einen kleinen und konstanten Reflexionsfaktor aufweisen, und keine Anforderungen an die Polarisation stellen bzw. diese beeinflussen.

Solch eine Struktur ließ sich aber mit dem verwendeten Herstellungsverfahren nicht anfertigen. Daher sollte man entweder versuchen, verbesserte Fertigungsmethoden zu finden, oder man beschränkt sich auf die bisher erreichten Ergebnisse. Letztere sind in Tabelle T.2 zusammengefaßt. In Klammern angemerkt sind diejenigen Reflexionsfaktoren, die mit den derzeit verwendeten Methoden erreichbar wären.

Fenstertyp	Reflexionsfaktor	Bandbreite	Polarisation	Herstellung
Dreischichten-Fenster	< -10 dB < -15 dB (-20 dB)	130-150 GHz	beliebig	+
Rechteckprofil-Rillen	< -17 dB (-30 dB)	130-150 GHz	linear	○
Dreiecksprofil-Rillen	< -12 dB	125-139 GHz	beliebig	—

Tabelle T.2: Bisher erreichte Ergebnisse

Die Meßergebnisse der Testfenster zeigen, daß mit ihnen schon Breitbandfenster realisiert wurden, die in einem großen Frequenzbereich zu einer erheblichen Reduktion der Fensterreflexionen führten. Sogar die Wunschgrößen von -20 dB innerhalb von 130 bis 150 GHz könnten ohne weiteres mit diesen Fenstern erreicht werden.

Welches Fenster sollte nach dem jetzigen Stand ausgewählt werden?

Aufgrund der genannten Herstellungsprobleme für die adiabatischen Strukturen scheiden diese bei einer Fensterauswahl im Moment aus. Es stehen also nur noch das Dreischichtenfenster und das Rechteckprofil zur Auswahl. Beide weisen den gleichen Durchlaßbereich auf.

Wird die Tauglichkeit des Fensters für beliebige Polarisierungen gefordert, so kommt lediglich das Dreischichtenfenster in Frage. Nur im Fall der linear polarisierten Welle kann eine Wahl zwischen den beiden Fenstertypen getroffen werden. Diese richtet sich nach dem gewünschten Einsatzgebiet. Werden sehr hohe Ansprüche an das Durchlaßvermögen des Fensters gestellt, so sollte das Rechteckprofil verwendet werden. Dafür muß dann aber eine aufwendigere Herstellung sowie eine zusätzlich notwendige Justage des Fensters bezüglich der Lage von Rillen und E-Feld-Vektor, in Kauf genommen werden. Das Dreischichtenfenster stellt hingegen die einfachere Lösung mit den etwas größeren Reflexionen dar.

Für die letztendliche Entscheidung muß natürlich noch die Hochleistungstauglichkeit der einzelnen Verfahren überprüft werden. Dabei könnte es zu einer gänzlich anderen Auswahl kommen, so daß aus den Alternativen dasjenige Breitbandfenster zu wählen wäre, welches den bestmöglichen Kompromiß darstellt.

6 Résumé

Zum Schluß wird noch einmal kurz zusammengefaßt, was im Rahmen dieser Diplomarbeit erreicht wurde und ein Ausblick auf weiterführende Aufgaben gegeben.

6.1 Zusammenfassung

Ziel dieser Diplomarbeit war der Entwurf von Breitbandfenstern für Millimeterwellen. Die Anforderungen für den späteren Einsatz im Hochleistungsbereich sollten hier nur bei der Auswahl der Materialien berücksichtigt werden. Zur experimentellen Überprüfung der Breitbandfenster sollte desweiteren ein quasioptischer Niederleistungs-Meßplatz aufgebaut werden.

Für letzteres war es zunächst notwendig, den vorhandenen skalaren Netzwerkanalysator für 140 GHz, auf ein größeres Frequenzintervall (117 bis 150 GHz) zu erweitern. Anschließend wurde eine quasioptische Spiegelstrecke aufgebaut (Grundlage dafür ist der Gaußsche Strahl), die eine bequeme Vermessung der Testfenster im Niederleistungsbereich ermöglicht. Zur Steuerung des Gesamtaufbaus wurde das Programm QUASIOPTIK geschrieben. Mit diesem Meßsystem können die Fenster sowohl in Transmission als auch in Reflexion vermessen werden. Bedingt durch das hohe Transmissionsvermögen (über 95%) der entwickelten Breitbandfenster, wurden diese ausschließlich in Reflexion vermessen, da hier der größere Meßeffect zu erreichen ist. Der minimal nachweisbare Reflexionsfaktor liegt je nach Frequenz zwischen -20 und -35 dB.

Als Verfahren, ein Fenster breitbandig auszuführen, wurde die geeignete Gestaltung der Fensterscheibenoberfläche verwendet. Hierzu eignen sich resonante oder adiabatische Übergänge. Zu deren Realisierung wurden zum einen eine Materialkombination, zum anderen eine Oberflächenstrukturierung, mit der ein solches Übergangsmaterial simuliert wird, betrachtet. Drei Möglichkeiten wurden genauer untersucht und für diese auch Testfenster angefertigt. Es handelte sich dabei um:

- (I) Ein Dreischichtenfenster, bei dem beidseitig ein Beschichtungsmaterial mit einer resonanten Dicke mit der Hauptscheibe kombiniert wurde.
- (II) Eine Scheibe mit parallelen Rechteckprofil-Rillen auf beiden Oberflächen, die ein solches Beschichtungsmaterial mit einer resonanten Dicke simulieren.

- (III) Eine Scheibe mit Dreiecksprofil-Rillen, die einen adiabatischen Übergang gewährleisten.

Die resonanten Strukturen wurden mit einem Streumatrixprogramm auf ihre theoretischen Eigenschaften hin untersucht, besonders hinsichtlich der Wahl der einzelnen Schichtdicken. Die adiabatischen Übergänge konnten dagegen mit dieser Methode nicht theoretisch behandelt werden.

Probleme bei der Herstellung waren die beschränkte Auswahl der in Frage kommenden Materialien, die feinen Strukturen die sich aus den Dimensionierungsvorschriften ergaben, sowie die extreme Härte der Fenstermaterialien, was die Bearbeitung erheblich erschwerte. Diese Probleme betrafen vor allem die Fertigung der Dreiecksprofil-Rillen, was sich in ihren vergleichsweise hohen Reflexionen und verminderten Durchlaßbereich äußerte.

Dennoch konnten für die ersten resonanten Testfenster schon Reflexionsfaktoren nachgewiesen werden, die über einen weiten Frequenzbereich nur noch sehr geringe Werte aufwiesen (im Frequenzintervall von 130 bis 150 GHz kleiner -17 dB). Weiterhin besteht die gute Aussicht, daß sich diese Werte mit den verwendeten Verfahren auf einen Bereich von unter -20 bis -30 dB drücken lassen.

Für die Rechteckprofil-Rillen ergab sich wegen der zu großen Strukturgröße, ein Abweichen der resultierenden effektiven Dielektrizitätskonstanten vom, nach einfachen Mittelungsformeln berechneten Wert.

Ein Vergleich der verschiedenen Breitbandfenster ergab, daß nach dem momentanen Stand, für beliebige Polarisationen das Dreischichtenfenster verwendet werden sollte. Im Falle einer linear polarisierten Welle kann auf das Rechteckprofil übergegangen werden, wenn höhere Ansprüche an die Fensterreflexionen gestellt werden.

6.2 Ausblick

Als weitere Aufgaben, die sich an diese Arbeit anschließen, wären drei Punkte zu nennen.

(I) Es sollte versucht werden, verbesserte Herstellungsverfahren für die Oberflächenstrukturen zu finden. Dies gilt vor allem für die adiabatischen Strukturen, bei denen eine spitzere Gestaltung der Grate, oder die Herstellung einer Mottenaugen-Struktur wünschenswert wäre. Erste Schritte, die in dieser Richtung unternommen wurden (siehe dazu [33]), deuten aber an, daß man hier auf größere Probleme stoßen wird.

(II) Eine numerische Berechnung der Rechteckprofil-Rillen wäre notwendig, um eine genaue Vorhersage der resultierenden effektiven Dielektrizitätskonstanten treffen zu können. Aufgrund der zu großen Strukturgröße war eine Berechnung mit den einfachen Mittelungsformeln, die Grundlage für die Dimensionierung der Rillen waren, nicht mehr möglich.

(III) Der entscheidende Schritt ist nun aber, auch auf die Hochleistungstauglichkeit der verwendeten Verfahren einzugehen. Probleme die auftreten könnten, wurden ja schon im einzelnen in Kapitel 4 angedeutet. So wird es sich z.B. zur Vermeidung unzulässig hoher Feldstärken im Bereich der Rillenkanten wahrscheinlich als notwendig erweisen auf gerundete Profile überzugehen. Auch hierfür wäre wieder eine numerische Berechnungsmethode nötig. Für die letztendliche Auswahl eines Breitbandfenstertyps ist also die Hochleistungseignung wohl das entscheidende Kriterium.

7 Literaturverzeichnis

- [1] Liao, S.Y., *Microwave electron-tube devices*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1988, S. 307-319.
- [2] Hippel, A.R. von, *Dielectrics and waves*, The M.I.T. Press, Cambridge, 1966.
- [3] Grau, G., Freude, W., *Optische Nachrichtentechnik*, 3. Auflage, Springer, Berlin, 1991, S. 11-15.
- [4] Mlynski, D.A., *Elektrodynamik*, Skriptum zur Vorlesung, 3. Auflage, Universität Karlsruhe, 1985, S. 127-143.
- [5] Wiesbeck, W., *Hochfrequenztechnik I*, Skriptum zur Vorlesung, 4. Auflage, Universität Karlsruhe, 1990, S. 92-100.
- [6] Michel, H.-J., *Zweitor-Analyse mit Leistungswellen*, Teubner, Stuttgart, 1981.
- [7] Nickel, H.-U., Thumm, M., *Plane transverse waveguide windows - survey of formulas for reflection, transmission, and absorption*, Proc. 16th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Lausanne, SPIE Vol. 1576, 1991, S. 444-445.
- [8] Geist, T., Hochschild, G., Wiesbeck, W., *Scalar mm-wave network analysis with high dynamic range*, Proc. 18th European Microwave Conf., Stockholm, 1988, S. 339-343.
- [9] Gagnon, D.R., *Highly sensitive measurements with a lens-focused reflectometer*, IEEE Trans. on Microwave Theorie and Techniques, Vol. 39, 1991, S. 2237-2240.
- [10] Lesurf, J.C.G., *Millimeter-wave optics, devices and systems*, Adam Hilger, Bristol, 1990.
- [11] Goldsmith, P.F., *Quasi-optical techniques at millimeter and submillimeter wavelengths*, in Button, K. J. (Ed.), *Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 6, Academic Press, New York, 1982, S. 277-343.

- [12] Belland, P., Crenn, J.P., *Matching of a gaussian beam into hollow oversized circular waveguides*, Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 10, 1989, S. 1279-1287.
- [13] Rebuffi, L., Crenn, J.P., *Radiation patterns of the HE_{11} mode and gaussian approximations*, Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 10, 1989, S. 291-311.
- [14] Goldsmith, P.F., *Gaussian optics system design for millimeter and submillimeter wavelengths*, Proc. Mikrowellentechnologie und Optoelektronik '87, Wiesbaden, Band 1, 1987, S. ÜI2.
- [15] Clarricoats, P.J.B., Olver, A.D., *Corrugated horns for microwave antennas*, Peter Peregrinus, London, 1984.
- [16] Wylde, R.J., *Millimetre-wave gaussian beam-mode optics and corrugated feed horns*, IEE Proceedings, Vol. 131, 1984, S. 258-262.
- [17] Tuovinen, J., *Accuracy of a gaussian beam*, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 40, 1992, S. 391-398.
- [18] Joyce, W.B., DeLoach, B.C., *Alignment of gaussian beams*, Applied Optics, Vol. 23, 1984, S. 4187-4196.
- [19] Kogelnik, H., *Coupling and conversion coefficients for optical modes*, Proc. Symp. on Quasi-Optics, Polytechnic Press, New York, 1964, S. 333-347.
- [20] Klein, M.V., Furtak, T.E., *Optik*, Springer, Berlin, 1988, S. 56-68.
- [21] Musset, A., Thelen, A., *Multilayer antireflection coatings*, in Wolf, E. (Ed.), Progress in optics, Vol. 8, 1970, S. 201-237.
- [22] Zinke, O., Brunswig, H., *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*, Band 1, 3. Auflage, Springer, Berlin, 1986, S. 91-116.
- [23] Kirschbaum, H.S., Chen, S., *A method of producing broad-band circular polarization employing an anisotropic dielectric*, IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Juli 1957, S. 199-203.

- [24] Kuester, E.F., Holloway, C.L., *Improved low-frequency performance of pyramid-cone absorbers for application in semi-anechoic chambers*, Proc. IEEE Natl. Symp. on EMC, Denver, Colorado, 1989, S. 394-399.
- [25] Morita, T., Cohn, S.B., *Microwave lens matching by simulated quarter-wave transformers*, IRE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 4, 1956, S. 33-39.
- [26] Vliet, A.H.F. van., Graauw, T. de, *Quarter wave plates for submillimeter wavelengths*, Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 2, 1981, S. 465-477.
- [27] Petelin, M.I., Kasparek, W., *Surface corrugation for broadband matching of windows in powerful microwave generators*, Int. J. of Electronics, Vol. 71, 1991, S. 871-873.
- [28] Haddenhorst, H.-G., *Durchgang von elektromagnetischen Wellen durch inhomogene Schichten*, Z. für angewandte Physik, Band 7, 1955, S. 487-496.
- [29] Ma, J.Y.L., Robinson, L.C., *Night moth eye window for the millimetre and sub-millimetre wave region*, Optica Acta, Vol. 30, 1983, S. 1685-1695.
- [30] Brand, G.F., *Tunable gyrotrons*, in Button, K. J. (Ed.), Infrared and Millimeter Waves, Vol. 14, Academic Press, New York, 1985, S. 371-408.
- [31] Wilson, S.J., Hutley, M.C., *The optical properties of 'moth eye' antireflection surfaces*, Optica Acta, Vol. 29, 1982, S. 993-1009.
- [32] Bernhard, C.G., *Strukturelle und funktionelle Adaption in einem visuellen System*, Endeavour, Vol. 26, 1967, S. 79-84.
- [33] Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH (Hrsg), *KfK Nachrichten*, 23, 2-3, 1991, Karlsruhe.
- [34] Kogelnik, H., Li, T., *Laser beams and resonators*, Applied Optics, Vol. 5, 1966, S. 1550-1567.

8 Symbole und Abkürzungen

Nachfolgend sind alle verwendeten Symbole und Abkürzungen aufgeführt. Sie sind nach Themengebieten alphabetisch sortiert.

Allgemeine physikalische Größen

c	Lichtgeschwindigkeit
c_0	Freiraum-Lichtgeschwindigkeit
f	Frequenz
k	Ausbreitungskonstante
\bar{n}	komplexe Brechzahl
n	Realteil von \bar{n} , auch reelle Brechzahl
n_i	Imaginärteil von \bar{n}
P	Einfallende Leistung
P_{abs}	Absorbierte Leistung
P_{refl}	Reflektierte Leistung
P_{trans}	Transmittierte Leistung
R	Leistungs-Reflexionsfaktor
R_{max}	Maximaler Leistungs-Reflexionsfaktor einer Einzelscheibe
R_F	Feldstärke-Reflexionsfaktor
$[S]$	Streumatrix
$[S_{AB}]$	Streumatrix der Schichtenfolge A - B
S_{A11}, \dots, S_{B22}	Elemente der Einzelstreumatrizen
t	Zeit
T	Leistungs-Transmissionsfaktor
T_F	Feldstärke-Transmissionsfaktor
x, y, z	Kartesische Koordinaten
z	Ausbreitungsrichtung, bzw. Strahlachse
Z_F	Feldwellenwiderstand
Z_{F0}	Freiraum-Feldwellenwiderstand
δ	Verlustwinkel
$\bar{\epsilon}_r$	komplexe relative Dielektrizitätskonstante
ϵ_r	Realteil von $\bar{\epsilon}_r$, auch reelle relative Dielektrizitätskonstante
ϵ_{ri}	Imaginärteil von $\bar{\epsilon}_r$

ϵ_0	Elektrische Feldkonstante
λ	Wellenlänge
λ_0	Freiraum-Wellenlänge
μ_r	Reelle relative Permeabilitätskonstante
μ_0	Magnetische Feldkonstante
HF	Hochfrequenz
TEM-Welle	Elektromagnetische Welle mit ausschließlich transversalen elektrischen und magnetischen Feldkomponenten

Zum Gaußschen Strahl

A	Aperturdurchmesser
b	Brennweite
d_1, d_2	Abstand der Strahlteile von der Linse bzw. vom Spiegel
E	Amplitude des elektrischen Feldes
p, q	Indizes des pq -ten Modes
R_{ph}	Phasenfrontradius
u	Funktion
w	Strahlradius bezüglich der Feldstärke
w_0, w_{01}, w_{02}	Strahltaillenradius bezüglich der Feldstärke
z_c	Konfokale Distanz
θ	Fernfeldbeugungswinkel
ρ	Strahlradius bezüglich der Leistung
ρ_0	Strahltaillenradius bezüglich der Leistung
Φ	Phasenanomalie
Φ_{pq}	Phasenanomalie des pq -ten Mode
Φ_0	Phasenanomalie des Grundmode
ψ	Skalare Feldkomponente
ψ_{pq}	Skalare Feldkomponente des pq -ten Mode
ψ_0	Skalare Feldkomponente des Grundmode

Zum Breitbandfenster

a	Rillenbreite
a_{min}	Minimal herstellbare Rillenbreite
d	Strukturgröße, auch Rillenabstand
d_{max}	Maximaler Rillenabstand
D	Scheibendicke, auch Hauptscheibendicke bzw. Substratdicke
D_B	Beschichtungsdicke
f_{max}	Obere Grenzfrequenz des Durchlaßbereichs
f_{min}	Untere Grenzfrequenz des Durchlaßbereichs
f_M	Mittelfrequenz des Durchlaßbereichs
h	Strukturhöhe, auch Rillentiefe
h_{eff}	Effektive Rillentiefe des Rechteckprofils
h_{min}	Minimale Rillentiefe
N	Anzahl der halben Wellenlängen in D
N_{opt}	Optimale Anzahl der halben Wellenlängen in D
N_B	Anzahl der Viertel-Wellenlängen in D_B
Z_{FB}	Feldwellenwiderstand der Beschichtung
α	Öffnungswinkel des Dreiecksprofil
α_B	Brewster-Winkel
ϵ_{reff}	Effektive relative Dielektrizitätskonstante der Struktur
ϵ_{rB}	Relative Dielektrizitätskonstante der Beschichtung
λ_{max}	Wellenlänge bei f_{min}
λ_{min}	Wellenlänge bei f_{max}
λ_M	Wellenlänge bei f_M
λ_{0max}	Freiraum-Wellenlänge bei f_{min}
λ_{0min}	Freiraum-Wellenlänge bei f_{max}
λ_{0M}	Freiraum-Wellenlänge bei f_M
Al_2O_3	Aluminiumoxid
$MgTi$	Magnesiumtitanat

Zum Meßsystem

f_1	Signalfrequenz des synthetisierten Generators (LO)
f_2	Signalfrequenz der Modulationsquelle
f_3	Meßsignalfrequenz
q	Vervielfachungsfaktor
LO	Lokaloszillator

A Anhang

A.1 Endaufbau des skalaren Netzwerkanalysators

In Abbildung A.1 ist der Endaufbau des skalaren Netzwerkanalysators dargestellt. In dieser Konfiguration eignet er sich zum Betreiben des quasioptischen Aufbaus in einem Frequenzbereich von 117 bis 150 GHz, unter Verwendung des Steuerprogramms QUASIOPTIK.

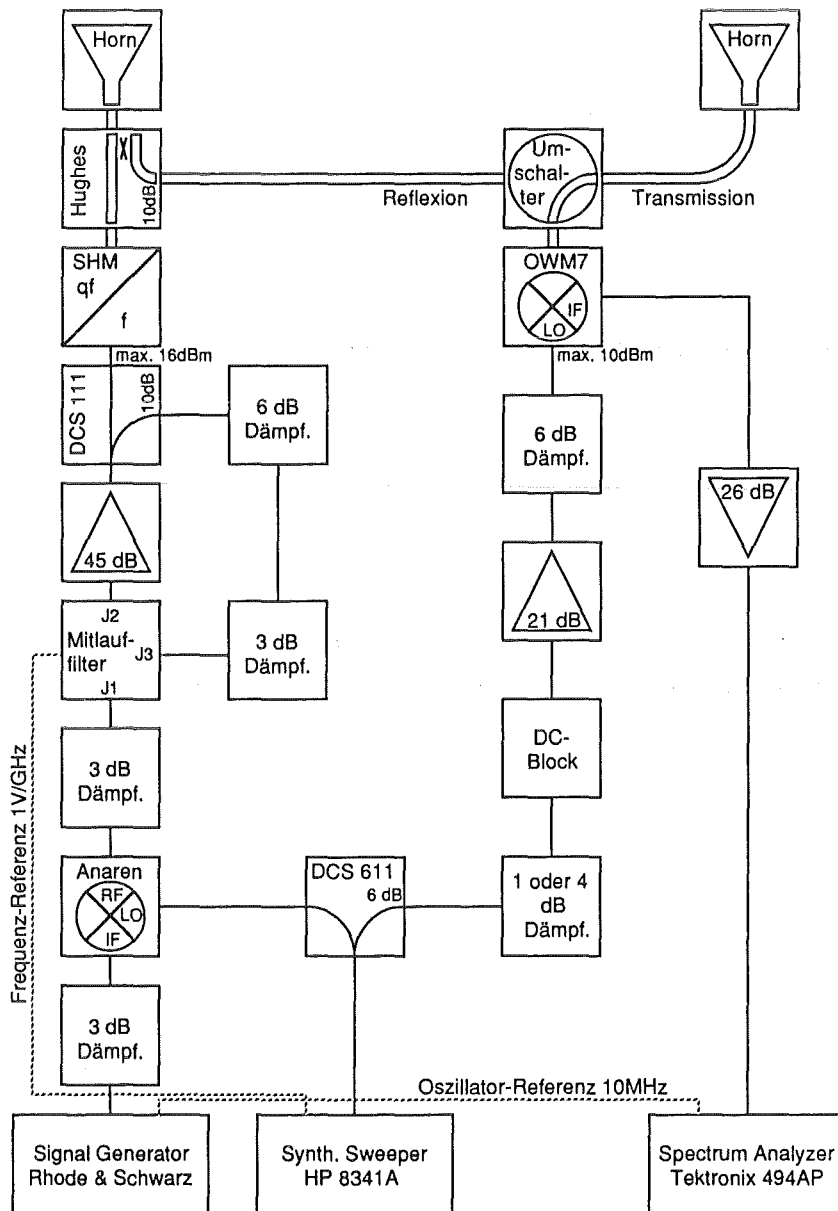


Abbildung A.1: Endaufbau des skalaren Netzwerkanalysators

A.2 Herleitung des Gaußschen Strahls

Ausgangspunkt ist wie in [10] und [34] die skalare Wellengleichung

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0 \quad , \quad (\text{A.1})$$

mit der skalaren Feldkomponente ψ und der Ausbreitungskonstanten k . Als Lösungsansatz wählt man:

$$\psi = u(x, y, z) \exp(-jkz) \exp(j2\pi ft) \quad (\text{A.2})$$

mit einer Funktion u , die in der Ausbreitungsrichtung z nur schwach, senkrecht dazu in x - y Richtung aber stark variiert, wie es die Eigenschaft eines Strahles ist. Es gilt also:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (\text{A.3})$$

Bei der sogenannten "paraxialen Näherung" wird dieser Term vernachlässigt. Setzt man diesen Ansatz in die Wellengleichung ein, so erhält man:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.4})$$

Lösungen dieser Differentialgleichung sind bekannt. Mit den Hermite-Polynomen p -ter bzw. q -ter Ordnung H_p bzw. H_q ergibt sich dann für die skalare Feldkomponente:

$$\psi_{pq} = \frac{1}{w} E H_p \left(x \frac{\sqrt{2}}{w} \right) H_q \left(y \frac{\sqrt{2}}{w} \right) \exp \left[-j(kz - \Phi_{pq} - 2\pi ft) - (x^2 + y^2) \left(\frac{1}{w^2} + j \frac{k}{2R_{Ph}} \right) \right] \quad (\text{A.5})$$

mit:

$$w^2 = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (\text{A.6})$$

$$\Phi_{pq} = (p + q + 1) \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right) \quad (\text{A.7})$$

$$R_{ph} = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (\text{A.8})$$

Man erhält also ein ganzes Modenspektrum mit dem Grundmode ψ_0 ($p = q = 0$)

$$\psi_0 = E \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w} \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} \right) \exp \left(-j \left[kz - 2\pi ft - \Phi_0 \right] - j \frac{(x^2 + y^2)k}{2R_{ph}} \right) \quad (\text{A.9})$$

Dieser Grundmode besitzt folgende Vorteile gegenüber den höheren Moden:

- (I) Er ist einfach zu berechnen.
- (II) Er ist einfach zu erzeugen.
- (III) Er weist das beste Verhalten in quasioptischen Systemen bezüglich der Strahlbegrenzung durch die endliche Spiegelgröße (siehe dazu [10]) auf.

A.3 Abmessungen der quasioptischen Meßstrecke

In Abbildung A.2 sind die Abmessungen des quasioptischen Aufbaus angegeben. Es sind keine Strahlfadengrößen, sondern die Abstände der einzelnen Halterungen voneinander eingetragen, was einen einfachen Wiederaufbau ermöglicht. Zur Feinjustage sind dann bei eingeschalteter HF, die einzelnen Komponenten auf eine Position mit maximalem Meßsignal auszurichten.

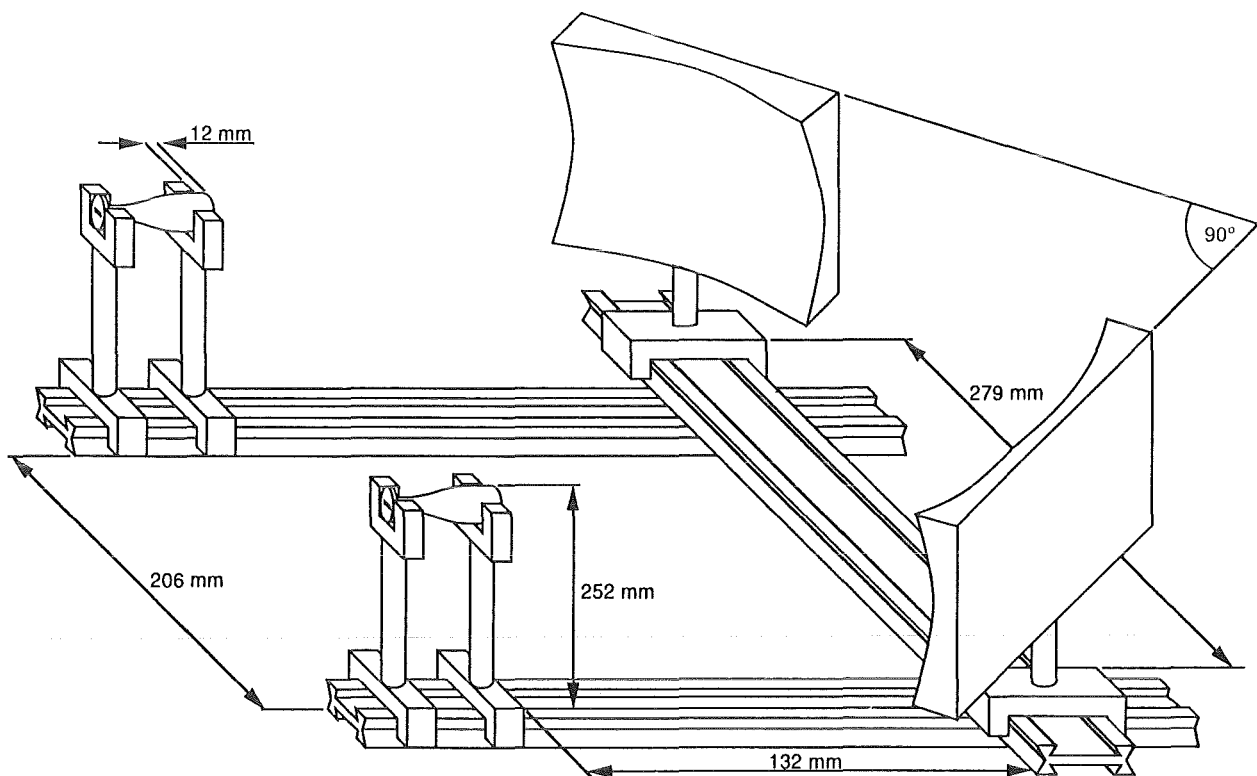


Abbildung A.2: Abmessungen der quasioptischen Meßstrecke

A.4 Bestand an Testscheiben zum Breitbandfenster

Im folgenden sind alle Testscheiben und -fenster aufgelistet, die zur experimentellen Untersuchung der einzelnen Breitbandfenster angefertigt und vermessen wurden (Alle Angaben in mm). Der Durchmesser beträgt für alle Scheiben 70 mm.

Teflon	plan		$D = 5.27$		
	plan		$D = 5.63$		
	Rillen mit Dreiecksprofil		$d = 0.64$	$\alpha = 30^\circ$	$D = 6.14$
	Rillen mit Dreiecksprofil		$d = 1.38$	$\alpha = 60^\circ$	$D = 6.14$
	Mottenaugen		$d = 1.38$	$\alpha = 60^\circ$	$D = 6.14$
Macor	plan		$D = 3.15$		
	plan		$D = 3.39$		
Quarzglas	plan	(1 Punkt)	$D = 0.8216$		*
	plan	(2 Punkte)	$D = 0.8212$		*
	plan	(3 Punkte)	$D = 0.8219$		**
	plan	(4 Punkte)	$D = 0.8190$		**
Al ₂ O ₃ (99.5%)	plan	(Scheibe 24)	$D = 3.100$		
	plan	(Scheibe 25)	$D = 3.096$		*
	Rillen mit Rechteckprofil		$d = 0.500$	$h = 0.30$	$a = 0.11/0.12$
	Rillen mit Dreiecksprofil		$d = 0.695$	$h = 1.20$	
Al ₂ O ₃ (97.6%)	plan	(Scheibe 26)	$D = 3.407$		
	plan	(Scheibe 28)	$D = 3.406$		
	plan	(Scheibe 29)	$D = 3.414$		
	Rillen mit Rechteckprofil		$d = 0.34$	$h = 0.30$	$a = 0.11$
MgTi	plan	(1 Punkt)	$D = 1.935$		
	plan	(2 Punkte)	$D = 1.973$		**
Metall	plan				

* für das Al₂O₃-Dreischichtenfenster verwendet

** für das MgTi-Dreischichtenfenster verwendet