

# Numerische Simulation effektiver Medien und Absorberstrukturen im Zeitbereich

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität zu Köln

vorgelegt von

Harald Leinders

aus Kall-Steinfelderheistert

Köln, 2001

Berichterstatter:

Prof. Dr. G. Nitz

Prof. Dr. D. Stauffer

Tag der mündlichen Prüfung:

04. Dezember 2001

*„Der längste Weg ist der, den man nie beginnt“*

Bilbo Beutlin



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Absorber</b>	<b>7</b>
2.1	Simulationsverfahren . . . . .	11
2.1.1	Leitungstheorie . . . . .	11
2.1.2	Diskretisierung des Absorbers . . . . .	12
2.1.3	Geometrisch optimierte Absorber . . . . .	15
2.1.4	Geometrisch optimierte Kegelabsorber . . . . .	17
2.1.5	Hohlabsorber . . . . .	19
2.1.6	Kachelabsorber . . . . .	20
2.1.7	Multikachelabsorber . . . . .	23
2.1.8	SIMIT-Absorber . . . . .	23
2.2	Implementation . . . . .	25
2.3	Ergebnisse . . . . .	26
2.3.1	Geometrisch optimierte Pyramidenabsorber . . . . .	27
2.3.2	Kegelabsorber . . . . .	35
2.3.3	Hohlabsorber . . . . .	43
2.3.4	Kachelabsorber . . . . .	46
2.3.5	Multikachelabsorber . . . . .	52
2.3.6	SIMIT-Absorber . . . . .	54
<b>3</b>	<b>Die TLM-Methode</b>	<b>57</b>
3.1	Diskretisierungsmethode . . . . .	58
3.1.1	Herleitung aus der Leitungstheorie . . . . .	58
3.1.2	Grenzen der Methode . . . . .	62
3.1.3	Iterationsvorschriften . . . . .	63
3.1.4	Verlustbehaftete Medien . . . . .	65
3.1.5	Randbedingungen . . . . .	67
3.2	Implementation . . . . .	68

---

3.3	Verifikation des Verfahrens . . . . .	69
3.4	Simulationen . . . . .	76
3.4.1	Freiraumabstrahlung zwischen zwei Metallplatten .	76
3.4.2	Das Doppelprisma . . . . .	82
<b>4</b>	<b>SMEAGOL</b>	<b>89</b>
4.1	Diskretisierungsmethode . . . . .	91
4.1.1	Aufstellen der Matrixgleichungen . . . . .	91
4.1.2	Lösung der Matrix-Maxwellgleichungen im Zeit- bereich . . . . .	95
4.2	Randbedingungen . . . . .	98
4.2.1	Metallische Ränder . . . . .	98
4.2.2	Periodische Randbedingungen . . . . .	99
4.2.3	Absorbierende Randbedingungen (PML) . . . . .	99
4.3	Überblick über die Komponenten des Programms . . . . .	112
4.4	Ergebnisse . . . . .	114
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>117</b>
<b>6</b>	<b>Abstract</b>	<b>121</b>
<b>A</b>	<b>Abkürzungen</b>	<b>123</b>
<b>B</b>	<b>Programm zur Absorberoptimierung</b>	<b>125</b>
<b>C</b>	<b>Implementation der TLM-Methode</b>	<b>139</b>
<b>D</b>	<b>Erzeugung periodischer Matrizen in C</b>	<b>143</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>149</b>
	<b>Versicherung</b>	<b>163</b>

# 1 Einleitung

Im Zuge der Untersuchung effektiver Medien im Frequenzbereich zeigte sich immer wieder, daß es wünschenswert ist, dynamische Vorgänge auch im Zeitbereich beobachten zu können. Die bisherigen Verfahren waren durch die Simulation im Frequenzbereich im wesentlichen auf stationäre Zustände festgelegt. Dynamische Effekte waren dabei nur in Form von Resonanzen oder Relaxationen sichtbar.

In der vorliegenden Arbeit wurden daher verschiedene Ansätze für den Zeitbereich implementiert und getestet. Simulationen im Zeitbereich sind im allgemeinen performanter und numerisch einfacher als im Frequenzbereich; allerdings „erkauft“ man sich diesen Vorteil mit einem erhöhten Auswertungs- und Modellierungsaufwand sowie einem erhöhten Bedarf an Hauptspeicher und Rechenzeit. Dafür erhält man die Möglichkeit, Streuungen und Ströme beobachten und auswerten zu können.

Als weitere Komponente dieser Arbeit wurden auch die bereits in [22] begonnene Untersuchung von Absorberstrukturen auf Basis effektiver Medien weitergeführt. Solche Absorber wurden teilweise bis zum Prototyp entwickelt und erzielten eine gegenüber herkömmlichen Strukturen verbesserte Dämpfung. Weiterhin wurden neue Absorbergeometrien betrachtet, unter denen sich auch die sogenannten Kachelabsorber befinden. Diese haben trotz ihrer schmalbandigen Wirkung ein großes Einsatzgebiet und wurden durch Optimierung der Materialparameter zu einem guten Kandidaten für einen technischen Einsatz.

Es muß allerdings hinzugefügt werden, daß die Entwicklung keramischer Absorber, mit Ausnahme der Kachelabsorber, zugunsten der neuen Folienabsorber stark in den Hintergrund gerückt sind.



## 2 Absorber

Die Untersuchung von Absorberstrukturen begann ich bereits gegen Ende meiner Diplomarbeit ([22]). Hintergrund war der Wunsch nach (im Vergleich zu den gängigen Schaumstoff-Absorbern) kleineren, effektiveren und vor allem schwerer brennbaren Absorbern. Materialien mit begrenzter Leitfähigkeit können auch durch keramische Werkstoffe erzeugt werden. Da diese jedoch verhältnismäßig schwer sind, lag hier das Augenmerk vor allem auf kleinen Baugrößen bei vorgegebener Dämpfung.

Das Einsatzgebiet solcher Absorberstrukturen liegt vor allem im Bereitstellen reflexionsarmer Meßplätze. Zur Untersuchung von Problemen der elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV) werden solche Meßplätze gebraucht, um unter Ausschluß störender Reflexionen an Wänden und Meßaufbauten verlässliche und reproduzierbare Messungen vorzunehmen. Bislang werden in solchen Meßhallen überwiegend die bereits oben angesprochenen Schaumstoff-Absorber eingesetzt. Sie haben den Vorteil eines geringen Gewichtes, jedoch einige entscheidende Nachteile: Zum einen haben sie beachtliche Baugrößen, da sie bei einer brauchbaren Dämpfung Dimensionen im Bereich der verwendeten Wellenlängen<sup>1</sup> aufweisen müssen ( $\lambda/4$ -Bedingung), zum anderen haben sie Graphitanteile zur Erzeugung der benötigten Leitfähigkeit, was leider auch eine gute Brennbarkeit verursacht. In großen Meßhallen kann der Brandschutz nur durch Stickstoff- oder  $CO_2$ -Flutung erreicht werden, so daß eine Brandbekämpfung u. U. erst nach einem großen Zeitverlust erfolgen kann, nachdem die in der Halle befindlichen Mitarbeiter evakuiert wurden. Die Dimensionen solcher Meßhallen erreichen leicht Dutzende von Metern (für eine Meßstrecke von ca. 10 m ist eine Halle unterhalb von 13 m Länge sinnlos). Daher ist die Auskleidung einer solchen Halle nur mit einem großen finanziellen Aufwand verbunden. Eine bereits existierende Halle wird daher sicherlich nicht mit neuen Absorberstrukturen

---

<sup>1</sup> Bei realen Messungen können das einige Meter sein.

ausgestattet werden. Für neu aufzubauende Hallen hätten schwer brennbare Absorbermaterialien allerdings entscheidende Vorteile, auch wenn der Investitionsaufwand vielleicht zunächst noch höher ist. Dafür kann man zum einen mit höheren Strahlungsleistungen arbeiten, ohne Schwelbrände innerhalb der Absorber auszulösen, zum anderen vergrößert sich durch die kleineren Dimensionen der optimierten Absorber die nutzbare Meßstrecke.

Für bereits existierende Hallen kann aber trotzdem eine Nachbesserung mit neuen Absorbern sinnvoll sein. Dafür könnten sich schmalbandige, dafür aber sehr kompakte und flache Absorberstrukturen eignen. Damit kann man bestimmte, enge Frequenzbänder gezielt unterdrücken.

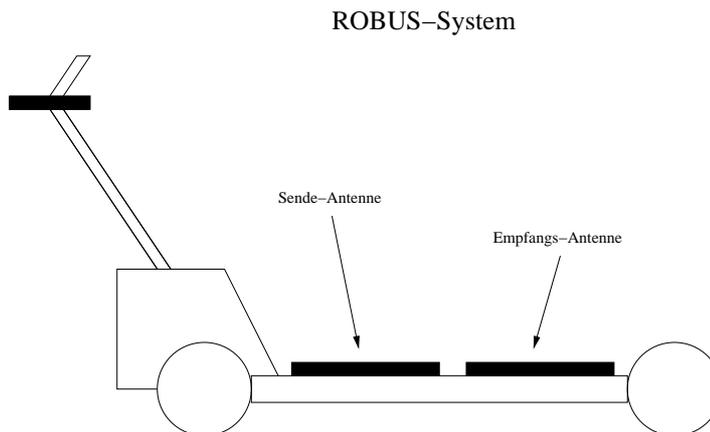
Ein Beispiel für ein solches Anwendungsgebiet ist eine Absorberkammer der Firma VW, in der sich im Bereich zwischen 70MHz und 110MHz Stehwellen mit einer Stärke um 10dB ausbilden. Eine solche Kammer könnte zusätzlich mit Flächenabsorbern an einer oder zwei Wänden ausgelegt werden, die genau in diesem Frequenzbereich wirksam sind. Eine entsprechende Anfrage wurde gestellt.

Eine andere denkbare Anwendung ist der Einsatz bei geologischen Untersuchungen. Dabei werden zunehmend Bodenradarsysteme (z.B. *ROBUS*) eingesetzt, die den großen Vorteil haben, zerstörungsfrei zu arbeiten, relativ günstig sind und eine hohe Auflösung erreichen. Hier könnte man die Innenseiten des Empfangsantennengehäuses mit solchen Schichten auskleiden und so die Auflösung noch erhöhen. Hierbei muß jedoch die Absorptionsschicht auf die Arbeitsfrequenzen solcher Systeme abgestimmt werden, da Flächenabsorber nur relativ schmalbandig wirken können.

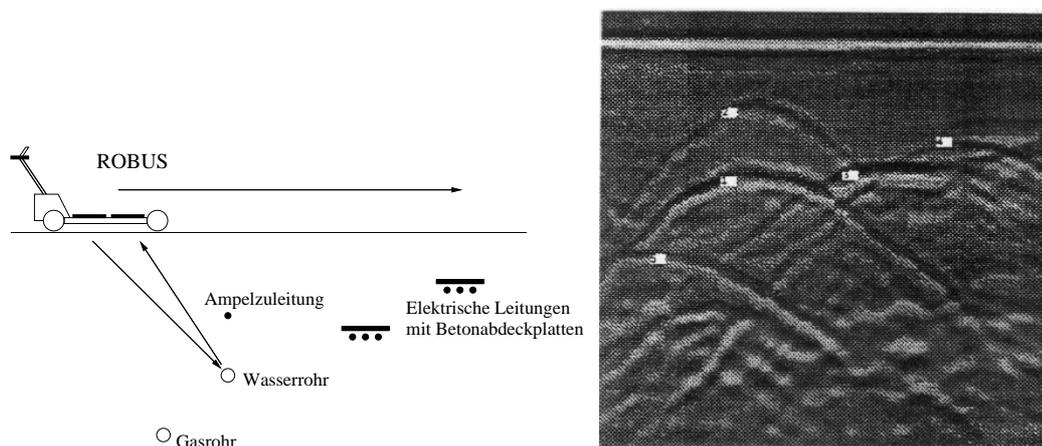
Anhand des kommerziellen Systems *ROBUS* kann die Problematik der Bodenradaruntersuchung etwas detaillierter betrachtet werden:

Es besteht aus einem fahrbaren Handwagen, auf dem eine Sendeanenne, eine Empfangsantenne und entsprechende Verarbeitungs- und Auswertungselektronik montiert sind. Dieser Wagen wird zeilenweise über das zu untersuchende Gebiet geschoben und so ein Rasterbild dieses Gebietes erzeugt.

Dabei wird nun permanent ein Radarsignal in den Boden abgestrahlt und die Reflexantwort aufgezeichnet. Aus der Laufzeit der Reflexe entsteht somit ein Tiefenprofil des Bodens. In Abbildung 2.3 ist die Anordnung für die Berechnung der Laufzeit für einen länglichen Gegenstand im Boden skizziert. Dies können zum Beispiel Wasser- oder Gasrohre sein, aber auch unterirdische Zuleitungen für elektrische Anlagen wie



**Abbildung 2.1:** Schematischer Aufbau des Bodenradarsystems ROBUS.

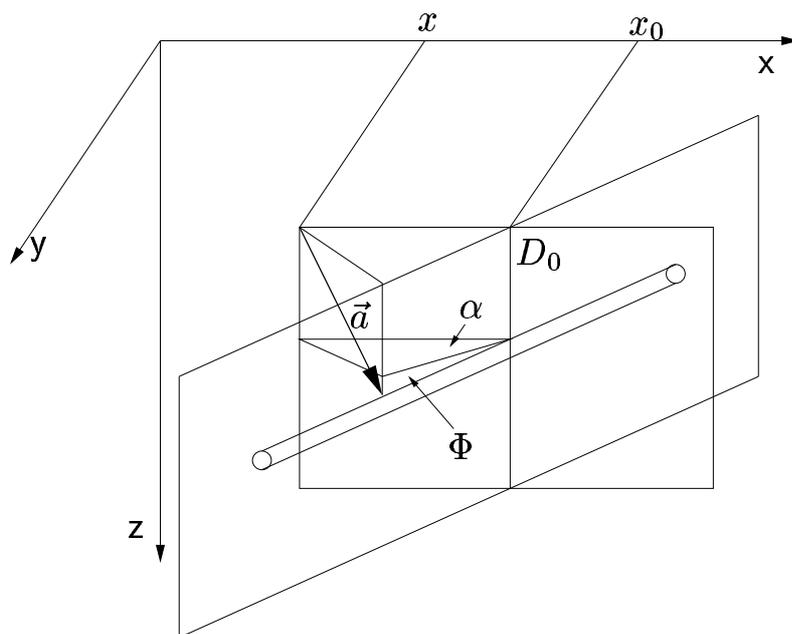


**Abbildung 2.2:** Beispiel einer Bodenuntersuchung mit verschiedenen Gegenständen (links) und die zugehörigen Rohdaten mit den gemessenen Streukurven.

Ampeln oder Laternen.

Leider führt die formale Behandlung dieser Laufzeitberechnung auf eine hyperbolische Form (wobei die Herleitung dieser Gleichung nicht Gegenstand dieser Arbeit ist):

$$t(y, \Phi, \alpha) = \frac{2c}{\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{[(x - x_0) \sin(\Phi)]^2 + [D_0 + (x - x_0) \cos(\Phi) \tan(\alpha)]^2} \quad (2.1)$$




---

**Abbildung 2.3:** Schematische Skizze zur Berechnung der Laufzeitberechnung eines länglichen Gegenstandes (z.B. Wasserrohr).

---

Die Reflexantwort eines solchen Gegenstandes ist somit hyperbolisch „verschmiert“ und muß mit einem aufwendigen Verfahren, der „Hough-Transformation“, zurückgefaltet werden.

Dabei ist eine entscheidende (die Auflösung begrenzende) Größe die sogenannte  $SNR^2$ . Eine Verbesserung dieses Verhältnisses durch Wegdämpfung unerwünschter Reflexe würde so die Auflösung direkt verbessern. Dies kann durch den Aufsatz einer von innen mit Flächenabsorbieren ausgekleideten Haube auf die Empfangsantenne geschehen.

---

<sup>2</sup> Signal to Noise Ratio

## 2.1 Simulationsverfahren

Das Maß für die Güte eines Absorbers ist seine (integrale) Reflexionsdämpfung.

Zunächst definiert man hierzu den *Reflexionskoeffizienten* durch das Verhältnis von reflektierter zu einfallender Feldstärke:

$$\rho = \frac{E_{Rueck}}{E_{Ein}} \quad (2.2)$$

Daraus ergibt sich die Reflexionsdämpfung durch

$$R[dB] = -20 \log \|\rho\| \quad .$$

Die Bauform normaler Absorber ist pyramidenförmig. Zur Diskretisierung kann man sich diese Pyramide in dünne Scheiben parallel zur Grundfläche unterteilt vorstellen. Jede dieser Schichten ist annähernd quaderförmig, so daß innerhalb dieser Quader der Lastwiderstand mit Hilfe der *Leitungstheorie* berechnet werden kann.

### 2.1.1 Leitungstheorie

Mit der Leitungstheorie kann man den (komplexen) Impedanzverlauf auf einer Leitung bestimmen. Als einfaches Modell sei eine Doppelleitung angenommen. Die Impedanz  $Z$  ergibt sich aus den Maxwellgleichungen<sup>3</sup> als Quotient aus den integralen Größen „Spannung“  $U$  und „Strom“  $I$ :

$$Z = \frac{U}{I} \quad (2.3)$$

Beide Größen  $U$  und  $I$  besitzen eine Ortsabhängigkeit entlang der Leitung, die zu einer räumlichen Phaseninvarianz führen. Solange die Wellenlängen jedoch groß sind im Verhältnis zu den Dimensionen des zu untersuchenden Leitungsabschnittes, kann die Impedanz das elektromagnetische Verhalten des Leitungsabschnittes vollständig bestimmen. Auch eine Leitung, die über keinerlei aktive Komponenten verfügt, hat einen Widerstand, der im Spezialfall einer *angepaßten* Leitung einen konstanten Wert annimmt, den **Wellenwiderstand**.

---

<sup>3</sup> siehe auch 4 und 3

Ist die Leitung jedoch nicht reflexionsfrei abgeschlossen, sondern mit einem gegebenen Lastwiderstand  $Z_L$ , so kann man mit Hilfe der **Impedanztransformation** ([19]) den Widerstand der Leitung im Abstand  $l$  vom Lastwiderstand errechnen (Bild (2.4)).

Es gilt:

$$\frac{Z_l}{Z_M} = \frac{Z_L + iZ_M \tan kl}{Z_M + iZ_L \tan kl} \quad , \quad (2.4)$$

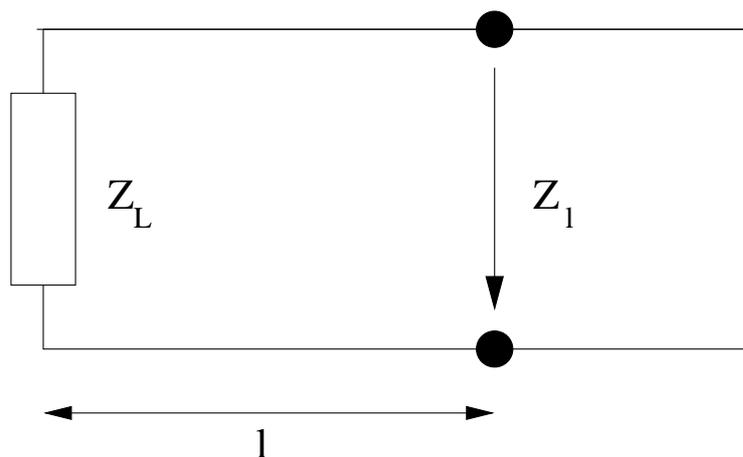
wobei die Größe  $k$  der **Wellenvektor** der sich auf der Leitung ausbreitenden Welle und  $Z_M$  der **Wellenwiderstand** der Leitung ist, gegeben durch

$$Z_M = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\varepsilon_0 \varepsilon}} \quad . \quad (2.5)$$

An dieser Stelle gehen die Materialparameter ( $\varepsilon$ ,  $\mu$ ) des die Welle tragenden Mediums (der Leitung) in den Formalismus ein. Auch im Vakuum erfährt eine Welle einen Widerstand, der im SI-System den Wert  $Z_M = Z_0 = 377 \Omega$  annimmt.

### 2.1.2 Diskretisierung des Absorbers

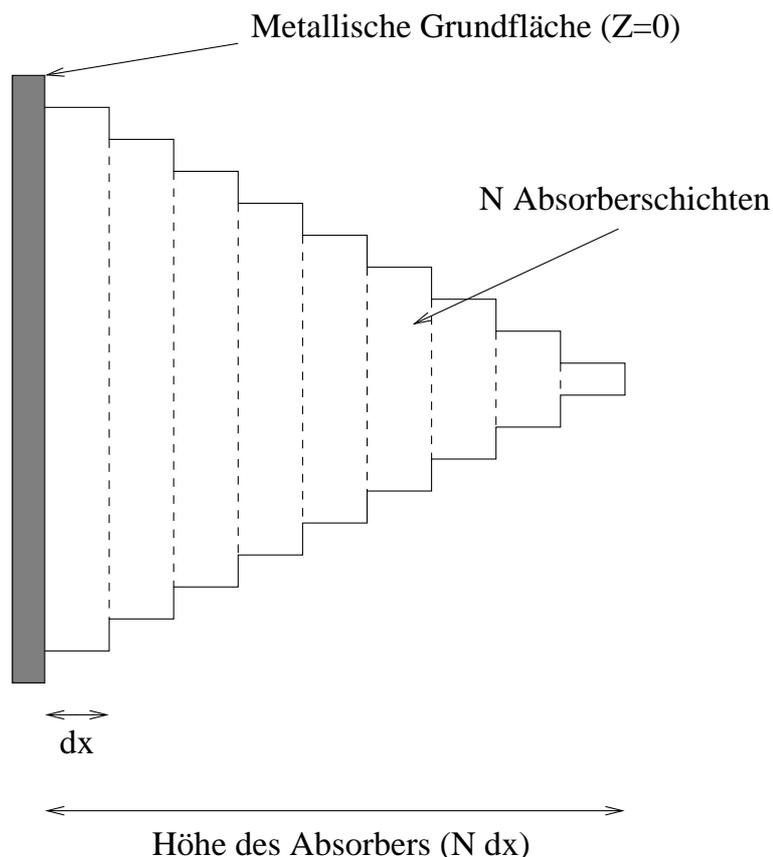
Um eine Näherung für die integrale Reflexion des Absorbers zu finden, greift man auf die Impedanztransformation 2.4 zurück. Dazu wird, wie



**Abbildung 2.4:** Impedanztransformation auf einer Leitung

bereits oben angesprochen, die Absorberpyramide in dünne Schichten der Dicke  $dx$  parallel zur Grundfläche zerlegt. Die Grundfläche selber ruht in diesem Modell auf einer metallischen Grundfläche, die mit  $Z = 0$  (Kurzschluß) eine definierte Impedanz sichert. Oberhalb der Pyramide befindet sich ein Vakuum, aus der die Welle auf den Absorber einstrahlt.

Jede dieser dünnen Schichten kann für sich genommen als homogenes Leitungsstück aufgefaßt werden. Dabei umfaßt diese Schicht aber nicht nur jenen Bereich, der mit Absorbermaterial gefüllt ist, sondern auch die umgebende Luft bis hin zur Ausdehnung der Grundfläche. Somit ist jede Schicht gleich groß, wenngleich sie nur Absorbermaterial mit einem bestimmten **Füllfaktor**  $f$  enthält. Der Lastwiderstand einer Schicht ist somit durch den (über die Dicke  $dx$  transformierten) Endwiderstand der vorhergehenden Schicht gegeben, ausgehend von der metallischen Grundplatte. Die Eigenschaften der Impedanztransformation ergeben sich nun aus den Materialeigenschaften der Schicht, somit aus



**Abbildung 2.5:** Diskretisierungsmodell einer Absorberstruktur

dem Füllfaktor  $f$  und den Materialparametern  $(\varepsilon, \mu)^4$ .

Wendet man nun die Impedanztransformation, beginnend bei der Grundfläche, iterativ auf die Absorberschichten an, so gelangt man zu folgenden Regeln:

$$Z_l \rightarrow Z(j) \quad (2.6)$$

$$l \rightarrow dx \quad (2.7)$$

$$Z_M \rightarrow Z_M(j) = Z_0 \sqrt{\frac{\mu(j)}{\varepsilon(j)}} \quad (2.8)$$

$$k \rightarrow k(j) = k_0 \sqrt{\mu(j)\varepsilon(j)} \quad (2.9)$$

$$Z_L \rightarrow Z(j-1) \quad (2.10)$$

Somit ergibt sich für die Impedanztransformation die Gleichung:

$$\frac{Z(j)}{Z_M(j)} = \frac{Z(j-1) + iZ_M(j) \tan k(j) \cdot dx}{Z_M(j-1) + iZ(j) \tan k(j) \cdot dx} \quad (2.11)$$

Auf diese Weise kann man die Reflexionseigenschaften des gesamten Absorbers auf die Reflexion an einer „ebenen Wand“ zurückführen, indem sukzessive von der Metallplatte aus die Impedanz des Absorbers bis hin zu der Spitze transformiert wird. Diese ebene Wand wird dann durch die Impedanz  $Z(N)$  repräsentiert. Die Reflexion selber geschieht dann dementsprechend in der Entfernung  $l = N \cdot dx$  vor der abschließenden Metallfläche.

Um nun eine Aussage über die Güte des Absorbers treffen zu können, bestimmt man zunächst den Reflexionskoeffizienten  $\rho$  des Absorbers gemäß 2.2 durch:

$$\rho = \left| \frac{Z_0 - Z(N)}{Z_0 + Z(N)} \right| \quad (2.12)$$

Diesen Reflexionskoeffizienten gilt es zu minimieren jedoch nicht bei nur einer Wellenlänge, was zwangsläufig auf die Konstruktion einer sogenannten  $\frac{\lambda}{4}$ -Schicht hinauslaufen würde, sondern es muß immer ein Frequenzbereich betrachtet werden. Auf diese Weise erzielt man eine möglichst gute breitbandige Anpassung. Technisch gesehen rufen große

---

<sup>4</sup> Ein ähnlicher Ansatz zur Diskretisierung von Pyramidenabsorbern wurde zeitlich später und unabhängig von dieser Arbeit in [27] benutzt. Allerdings wurden hier andere numerische Ansätze und Verfahren eingesetzt.

Wellenlängen die meisten Probleme hervor, da kurze Wellen (mit Wellenlängen unterhalb der halben Absorberhöhe) sich in den Zwischenräumen der Absorber totlaufen. Hier wirken sie wie ein Wellensumpf. Daher muß eine Gewichtung auf kleine Frequenzen gelegt werden. Dies erreicht man zum Beispiel dadurch, daß man nicht den Reflexionskoeffizienten  $\rho$  minimiert, sondern statt dessen die Funktion<sup>5</sup>:

$$F = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \rho(\nu) \cdot d \log(\nu) \quad . \quad (2.13)$$

Durch die logarithmische Skala wird die gewünschte Gewichtung erreicht. Durch Variation der Integralgrenzen kann man dabei jedes gewünschte Frequenzband einstellen.

Nun kann man auf die Absorptionseigenschaften des Absorbers auf verschiedene Weise Einfluß nehmen. In diesem Modell stellen sich die Absorber, die man sich ja bezüglich der Grundplatte periodisch fortgesetzt vorstellen muß, wie ein effektives Medium lateral zur Einstrahlrichtung dar. Es gilt also, die effektiven Materialparameter ( $\varepsilon$ ,  $\mu$ ) zu variieren. Dies kann durch eine Veränderung des Füllfaktors bei ansonsten homogen gefülltem Absorber geschehen (geometrisch optimierte Absorber) oder aber durch eine Veränderung der dielektrischen Eigenschaften innerhalb des Absorbers selber (DK<sup>6</sup>-Gradient, Kachelabsorber).

### 2.1.3 Geometrisch optimierte Absorber

Betrachtet man eine gegebene Absorbergeometrie, so stellt man fest, daß über die Parameter  $Z_M(j) = Z_M(j, \varepsilon(j), \mu(j))$  und  $k(j) = k(j, \varepsilon(j), \mu(j))$  die dielektrischen Eigenschaften des Absorbermaterials direkt in die Impedanztransformation (2.4) eingehen. Da zu der angenommenen Absorberschicht aber nicht nur der Bereich des Absorbermaterials, sondern auch das umgebende Vakuum bis hin zur Ausdehnung der Grundplatte gehören, werden die Materialparameter zu effektiven Parametern, die sich aus den beiden „Bulk“-Werten des Materials und des Vakuums zusammensetzen. Um den Füllfaktor  $f$  zu bestimmen, muß man bei gleicher Dicke der Schicht nur die Querschnittsfläche des mit Absorberma-

---

<sup>5</sup> Dieser Ansatz wurde vom Autor der vorliegenden Arbeit entwickelt.

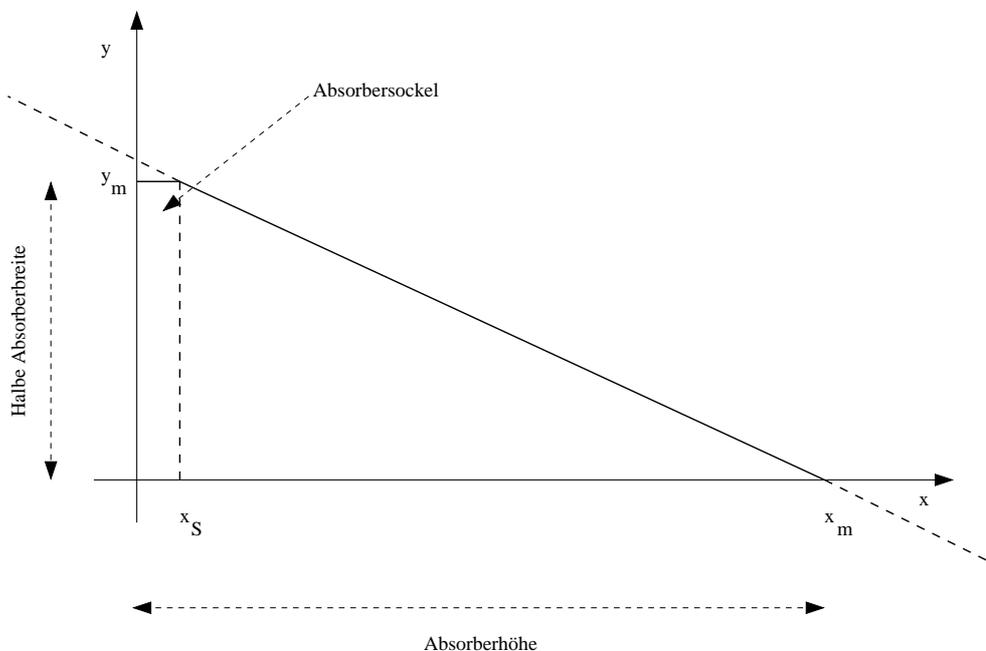
<sup>6</sup> Dielektrische Konstante

terial gefüllten Bereiches in Verhältnis zur Gesamtfläche setzen:

$$f(j) = \frac{(2 \cdot y(j))^2}{(2 \cdot y_m)^2} = \left( \frac{y(j)}{y_m} \right)^2 . \quad (2.14)$$

Dabei ist  $y_m$  die halbe Kantenlänge der Grundfläche des Absorbers. Die meisten Absorber arbeiten mit rein dielektrischen Materialien. Daher kann man  $\mu(j) = 1$  annehmen. Bei einer gegebenen Effektiv-Medien-Formel kann man somit die effektive Dielektrizitätskonstante (oder dielektrische Funktion) direkt aus dem Füllfaktor bestimmen. Dieser wiederum hängt bei vorgegebenen Bulk-Werten nur noch von der Geometrie des Absorbers ab.

Bei der Variation der Absorberhüllkurve sind jedoch gewisse Rahmenbedingungen zu beachten. Zunächst soll die Höhe des Absorbers sowie die Ausdehnung seiner Grundfläche nicht verändert werden. Auch muß darauf geachtet werden, daß eine gewisse Höhe des Absorbers oberhalb der metallischen Abschlußplatte massiv bleibt, also niemals Teile der Welle direkt auf die Metallplatte treffen dürfen. Dies soll als „Sockel“ der Dicke  $x_{Sock}$  bezeichnet werden (siehe auch Abb. 2.6). Weiterhin darf sich der Absorber nicht weiter als die Ausdehnung der Sockelplatte nach



**Abbildung 2.6:** Längsschnitt durch einen klassischen Absorber mit Sockel

außen wölben, denn er soll ja von gleichgearteten Absorbern umgeben sein. Dies würde eine kompakte Masse oberhalb des Sockels bedeuten.

Um einen Ansatzpunkt zu finden, geht man zunächst von einer „klassischen“ Pyramide aus. Hier ist die Hüllkurve oberhalb des Sockels eine Gerade. Man findet folgende Vorschrift (der Index  $K$  soll die klassische Struktur kennzeichnen):

$$\begin{aligned} y_K(x) &= y_m \left( \frac{x_m - x}{x_m - x_{Sock}} \right) & x > x_{Sock} \\ y_K(x) &= y_m & x \leq x_{Sock} \end{aligned}$$

Die Hüllkurve des Absorbers soll nun optimiert werden. Dabei wird die Gerade aus Abb. 2.6 mit einem Polynom dritten Grades moduliert, was einen einfachen und effektiven Ansatz darstellt:

$$y_A(x) = y_K(x) \cdot \left\{ 1 + \sum_{i=1}^3 a_i x^i \right\} \Big|_{x > x_{Sock}} \quad (2.15)$$

Nun kann das Integral 2.13 als Funktion der Parameter  $a_i$  dargestellt, berechnet und optimiert werden.

Dazu wird mit einem dreidimensionalen Gittersuchverfahren ([17]) ein Minimum der Funktion

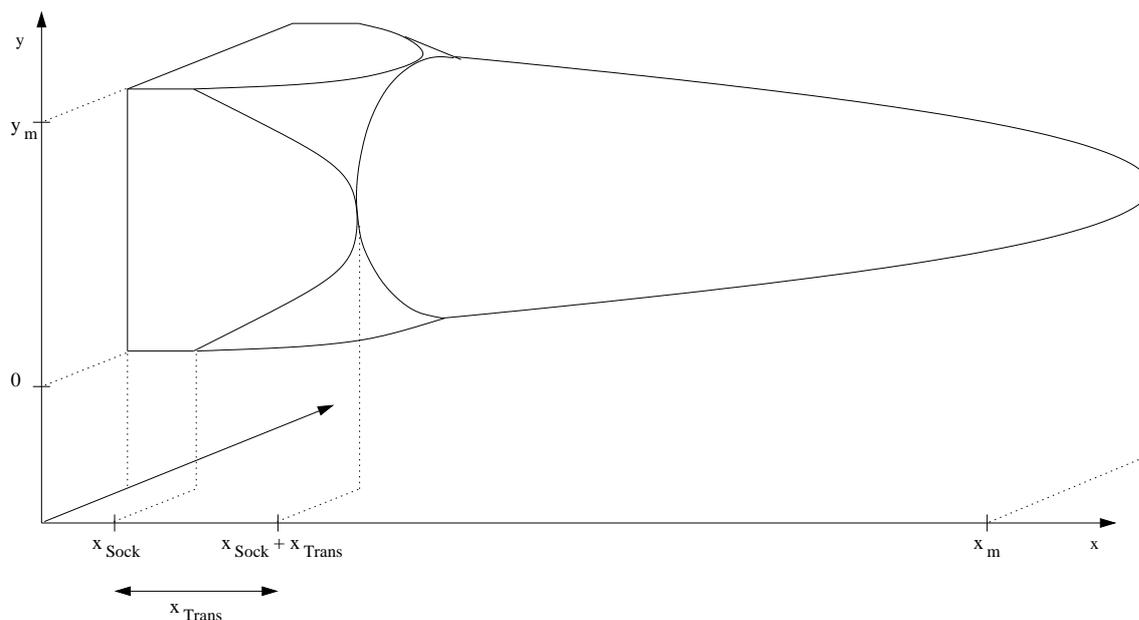
$$F = F(a_1, a_2, a_3)$$

aufgesucht. Zur Erhöhung der Präzision wird (pro Dimension) durch die das lokale Minimum umgebenden Punkte eine Parabel gelegt und deren Minimum errechnet. Diese Schritte werden mit abnehmender Schrittweite  $\delta a_i$  solange wiederholt, bis keine weitere Verbesserung in Bezug auf das Integral  $F$  erreicht werden kann.

Somit hat man über die Parameter  $a_i$  gleichzeitig eine optimierte Hüllform der Absorberstruktur  $y_A(x)$  gefunden.

#### 2.1.4 Geometrisch optimierte Kegelabsorber

Eine weitere Erweiterung der herkömmlichen Pyramidenabsorber ist die Möglichkeit, solche Absorber, ausgehend von einer quadratischen Grundfläche, in eine kegelförmige Struktur übergehen zu lassen. Bei den benutzten keramischen Werkstoffen stellt dies eine erhebliche Vereinfachung im Produktionsprozeß dar. Der Übergang zwischen der quadratischen und der runden Querschnittsfläche darf allerdings nicht sprunghaft



**Abbildung 2.7:** Modell eines Kegelabsorbers mit definiertem Übergang zur quadratischen Grundfläche

erfolgen, da sonst ebene Flächen oder scharfe Kanten entstehen, die zu einer erhöhten Reflexion führen (Abb. 2.7).

Solche Absorber sind wie folgt aufgebaut:

Bis zu einer Länge  $x_{Sock}$  oberhalb der Grundfläche wird ein vollständig quadratischer Querschnitt beibehalten. Danach folgt über eine Distanz  $x_{Trans}$  der Übergang zur runden Querschnittsfläche. Dazu wird in diesem Bereich der quadratische Querschnitt mit abgerundeten Ecken versehen, deren Radius stetig wächst. Schließlich gehen die gerundeten Bereiche ineinander über und ergeben die runde Querschnittsfläche des kegelförmigen Bereichs (Abb. 2.8).

Zur Erweiterung des Modells der stetigen Impedanztransformation benötigt man eine erweiterte Vorschrift zur Berechnung des Füllfaktors einer Schicht. Dazu wird zunächst bestimmt, wie der Radius der Eckrundung auf den Transformationsbereich  $x_{Sock} < x < x_{Trans}$  abgebildet wird. Dazu wird die der Radius eines Kegels berechnet, dessen Grundfläche den Radius  $y_m$  besitzt und dessen Kegel mit der Absorberspitze zusammenfällt:

$$r = y_m \cdot \frac{(x - x_{Sock})}{x_{Trans}} \quad (2.16)$$

Mit Hilfe dieser Beziehung gelangt man nun zu einer Berechnungsvorschrift für den Füllfaktor im gesamten Bereich ( $0 < x < x_m$ ) mit  $y = y(x)$ :

$$f = \frac{y^2}{y_m^2} \equiv 1 \quad 0 < x \leq x_{Sock}$$

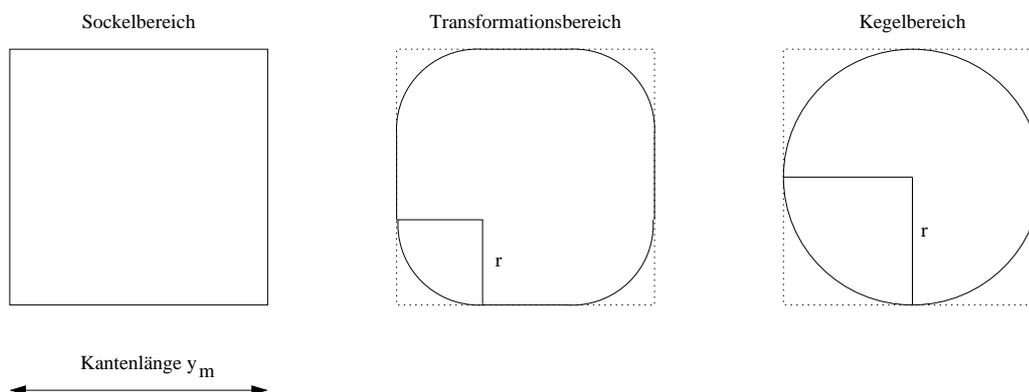
$$f = \frac{(4y^2 - (4 - \pi)r^2)}{4y_m^2} \quad x_{Sock} < x \leq (x_{Sock} + x_{Trans})$$

$$f = \frac{\pi r^2}{4y_m^2} \quad (x_{Sock} + x_{Trans}) < x \leq x_m$$

Oberhalb des Sockels und des Transformationsbereiches kann nun die Kegelform mit dem oben beschriebenen Verfahren variiert und optimiert werden. Es entsteht dabei aus einem Kegel eine in der Regel leicht nach außen gewölbte rotationssymmetrische Form (Abb. 2.7).

### 2.1.5 Hohlabsorber

Unter Anwendung des oben beschriebenen Verfahrens kann man zusätzlich noch eine Sonderform des geometrisch optimierten Absorbers berechnen. Dazu müssen die Materialparameter so gewählt werden, daß über eine hinreichend große Leitfähigkeit (enthalten im Imaginärteil der



**Abbildung 2.8:** Transformation der quadratischen zur runden Querschnittsfläche

dielektrischen Konstante bzw. der dielektrischen Funktion) die Eindringtiefe so klein wird, daß ein Eindringen der Welle in den Innenraum des Absorbers weitgehend unterbunden wird. Dies hat einen erheblichen Gewichtsverlust und damit eine erhöhte Verwendbarkeit solcher Absorber zur Folge. Andererseits wird die elektrische Anpassung an den Wellenwiderstand des Freiraums schwieriger.

Zur Eindringtiefe gelangt man aus dem Imaginärteil des Wellenvektors  $k$ :

$$\Im(k) = \Im(k_0 \sqrt{\varepsilon \mu}) =: i k''$$

mit  $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$  und  $\mu = \mu' - i\mu''$ . Dies führt auf einen Faktor  $e^{-k'' x}$ , so daß man  $\eta = \frac{1}{k''}$  als Eindringtiefe definieren kann.

Falls der Imaginärteil der dielektrischen Materialparameter nicht so groß ist, daß ein Eindringen der Welle in den inneren Hohlraum des Absorbers verhindert wird, muß das fehlende Volumen bei der Berechnung des Füllfaktors jeder Schicht in Betracht gezogen werden. Dazu definiert man eine Wandstärke  $d < y_m$ , und modifiziert die Vorschriften zur Berechnung des Füllfaktors, indem aus der Wandstärke eine „Innenwand“  $y_i = y - d$  und ein „Innenradius“  $r_i = r - d$  bestimmt wird. Die Gleichungen werden dann zu:

$$f = \frac{y^2 - y_i^2}{y_m^2} \quad 0 < x \leq x_{Sock}$$

$$f = \frac{(4(y^2 - y_i^2) - (4 - \pi)(r^2 - r_i^2))}{4y_m^2} \quad x_{Sock} < x \leq (x_{Sock} + x_{Trans})$$

$$f = \frac{\pi(r^2 - r_i^2)}{4y_m^2} \quad (x_{Sock} + x_{Trans}) < x \leq x_m$$

### 2.1.6 Kachelabsorber

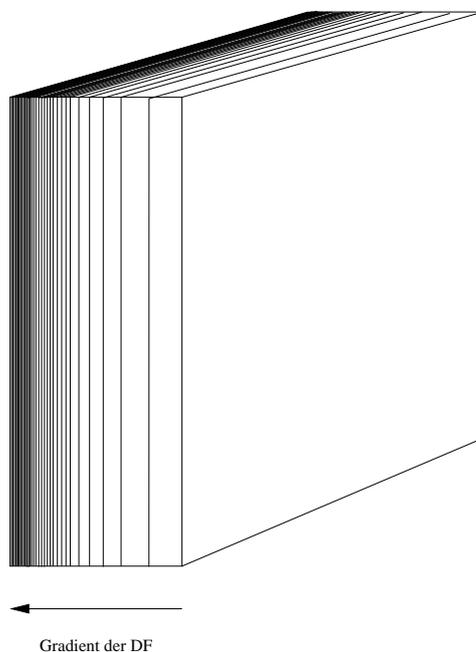
Eine andere Möglichkeit, einen Gradienten der dielektrischen Funktion (DF) zu erreichen, ist die, schon innerhalb des Absorbermaterials nach und nach eine Erhöhung der Dichte des elektrisch aktiven Materials in einem zweikomponentigen Gemisch zu erzeugen. Dies stellt dann wieder ein effektives Medium dar. Wenn der Gradient der dielektrischen Funktion einen Impedanzverlauf mit einer guten Anpassung zwischen Freiraum ( $Z = 377 \Omega$ ) und der Metallplatte ( $Z = 0$ ) erzeugt, ist es auch

nicht länger notwendig, die Absorber pyramiden- oder kegelförmig herzustellen, sondern man kann leicht zu bearbeitende und herzustellende Kacheln benutzen. Allerdings ist die Erzeugung des DK-Gradienten ein technisch außerordentlich schwieriger Vorgang, weil es bei der Herstellung des Materialgemisches auf hohe Präzision ankommt.

Die Verfahren zur Optimierung des Absorbers ändern sich im Grunde nicht, nur daß nun der Füllfaktor nicht über die Geometrie des (homogen gefüllten) Absorbers variiert wird, sondern direkt über eine variable Dichte der elektromagnetischen Mischungskomponente.

In diesem Modell kann man allerdings aufgrund der Materialstruktur nicht länger von einer Serienschaltung der Materialien ausgehen, man muß hier eine für Mischungen geeignete Effektiv-Medien-Formel benutzen, wie sie zum Beispiel in [14] vorgestellt wurde. Eine solche, numerisch bestimmte Formel hat im Vergleich zu den gängigen theoretischen Ableitungen (siehe dazu [8]) den Vorteil, über den gesamten Füllfaktorbereich gültig zu sein.

Es bleibt jedoch wie bei den geometrisch optimierten Absorbern die Tatsache, daß durch eine möglichst geschickte und numerisch zu bestimmende Anpassung des elektrischen Kurzschlusses unterhalb der Grund-



---

**Abbildung 2.9:** *Kachelabsorber mit zur Rückwand hin ansteigenden effektiven Materialparametern*

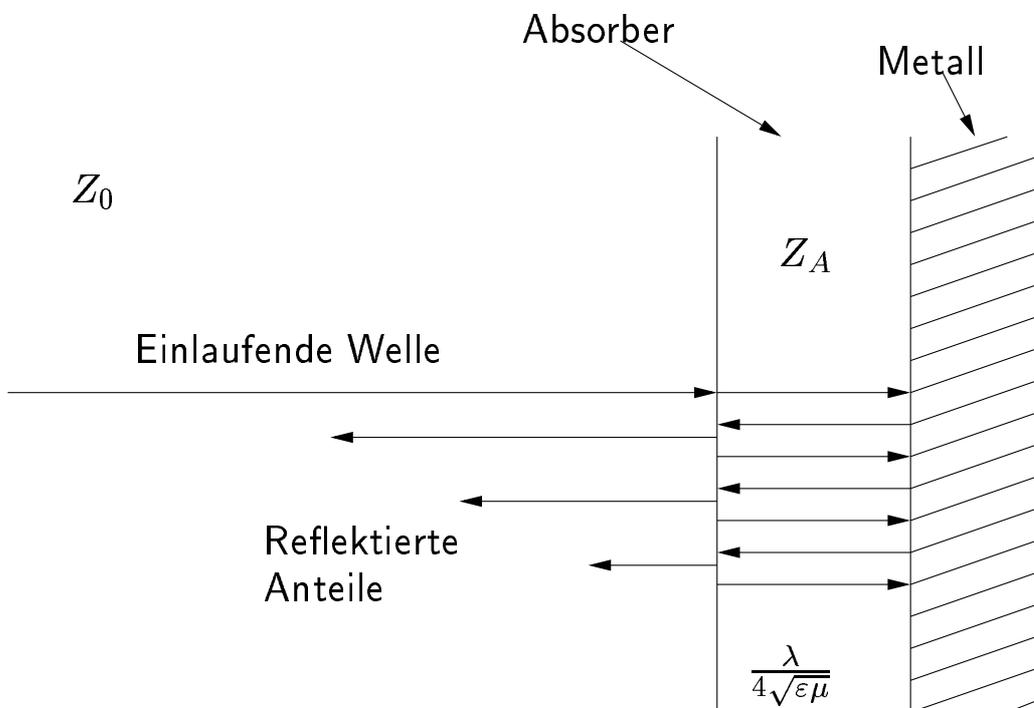
---

fläche der Absorber an den Freiraum eine im Vergleich zur konventionellen  $\lambda/4$ -Schicht breitbandige Reflexionsdämpfung erreicht werden soll.

Verzichtet man auf die Optimierung des Füllfaktorverlaufes, so erhält man schmalbandiger wirkende Absorberkacheln, für die jedoch, wie bereits in der Einleitung dargelegt wurde, durchaus sinnvolle Einsatzgebiete existieren. Die Simulation dient dann dazu, bei vorgegebener Frequenzabhängigkeit der Materialparameter für jede gewünschte zu dämpfende Frequenz die optimale Kacheldicke zu bestimmen. Die Kachelabsorber werden somit als reine  $\lambda/4$ -Schicht eingesetzt.

Diese Schicht verhält sich analog zu den in der Optik eingesetzten Vergütungsschichten. Innerhalb der Schicht kommt es zu Mehrfachreflexionen. Bei einer exakt gewählten Schichtdicke bei vorgegebenen Materialparametern kommt es durch die Wirkung destruktiver Interferenzen zu einer vollständigen Unterdrückung von Reflexionen, so daß der transmittierte Anteil der Welle nahe bei 100% liegt.

In den Termini der Impedanzanpassung ausgedrückt handelt es sich um eine vollständig an den Freiraum angepaßte Struktur (Abb. 2.10). Dabei wird das gesamte System Absorber/Metallplatte durch die Ge-



**Abbildung 2.10:** Schematische Darstellung einer  $\lambda/4$ -Schicht

samtimpedanz  $Z_A$  repräsentiert.

Dabei gilt wie oben:

$$Z_A = Z_A(\varepsilon, \mu, \omega)$$

und

$$\rho = \frac{Z_A - Z_0}{Z_A + Z_0} \quad .$$

Für eine vorgegebene Frequenz ergibt sich dann die optimale Impedanz bei einer Schichtdicke von

$$d = \frac{\lambda}{4\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad . \quad (2.17)$$

### 2.1.7 Multikachelabsorber

Aus der Analogie der optischen Vergütung entsprang auch die Idee, mehrere solcher einfachen Absorberschichten übereinander zu legen. Dies darf nicht mit einem kontinuierlichen Verlauf der dielektrischen Funktion verwechselt werden, wie er zu Anfang des letzten Kapitels vorgestellt wurde, sondern hier handelt es sich um mehrere Schichten mit jeweils konstanten Materialparametern, wobei jede Schicht eine spezielle Frequenz dämpfen soll.

Dabei entstehen zwar entsprechend der Schichtzahl  $N$  Interferenzmaxima in der Reflexionsdämpfung, jedoch ist auch plausibel, daß die jeweiligen Frequenzen (mit Ausnahme der zur obersten Schicht gehörenden) nicht mehr zu 100% unterdrückt werden können, da an der (für diese Frequenzen) fehlangepaßten Schicht bereits Reflexionen stattfinden. Dafür können natürlich mehrere Frequenzen gleichzeitig gedämpft werden.

### 2.1.8 SIMIT-Absorber

Ein anderer Ansatz, die Schmalbandigkeit der Flächenabsorber zu lindern, ist nicht, wie im Falle der Multikachelabsorber, mehrere nebeneinander liegende Interferenzmaxima zu überlagern, sondern ein einzelnes Maximum zu verbreitern. Dazu möchte ich noch einmal, als zugegebenermaßen einfache Analogie, an die Interferenzbedingung für die perfekte Anpassung eines Flächenabsorbers an den Freiraum erinnern (Gleichung 2.17). Beachtet man die Abhängigkeit  $c = \frac{\lambda \cdot \omega}{2\pi}$  so ergibt sich  $d(\omega) \sim (\omega \sqrt{(\varepsilon\mu)})^{-1}$ . Ideal wäre ein (leider physikalisch nicht mögliches)

Material, für das eine rein reelle dielektrische Funktion mit  $\varepsilon \sim \frac{1}{\omega^2}$  gelten würde; denn dann würde gelten (unter Vernachlässigung aller konstanten Größen):

$$d(\omega) \sim \frac{1}{\omega \sqrt{\left(\frac{1}{\omega^2}\right)}} = \text{const.} \quad (2.18)$$

Materialien mit metallischem Verhalten gehen einen Schritt in diese Richtung. Hier gilt über mehrere Größenordnungen, daß die Leitfähigkeit  $\sigma$  konstant ist. Echte Metalle sind als Absorbermaterial natürlich ungeeignet, da die quantitativ hohen Werte der Leitfähigkeit zu einem elektrischen Kurzschluss und damit zu einer fast vollständigen Reflexion führen (siehe Abschnitt 2.1.1). Es gibt jedoch eine Klasse von Materialien, die in einen breiten Frequenzbereich über eine Gleichstromleitfähigkeit der Größenordnung  $\sigma = 1 \frac{1}{\Omega m}$  verfügen.

Solche Materialien werden unter dem Begriff *SIMIT*-Materialien zusammengefaßt. Dies steht für „Size induced metal-insulator transition“. Solche Materialien mit quasimetallischer Dispersion können durch Mischungen verschiedener Materialien mit mindestens einer leitfähigen Komponente erzeugt werden. Dabei spielt die Topologie auf mikroskopischer Ebene eine entscheidende Rolle.

In letzter Zeit wurden zahlreiche Untersuchungen über den Einfluß der Teilchengröße der leitfähigen Komponente auf die dielektrische Funktion (DF) in heterogenen Strukturen durchgeführt ([24], [25]). Es zeigte sich vielfach, daß die gemessene relative komplexe DF den theoretisch vorhergesagten Wert auch unterhalb der Perkulationsgrenze der Agglomerate übertraf. Dies wurde zunächst allein einem Teilchengrößeneinfluß zugeschrieben. Dieser Teilchengrößeneinfluß (SIMIT-Effekt) wurde nun sehr breitbandig untersucht, was erst in letzter Zeit durch den Fortschritt in der Hochfrequenz-Meßtechnik möglich wurde. Gleichzeitig stellte sich die Frage, ob neben dem Teilchengrößeneinfluß auch Topologieeffekte eine Rolle spielen. Im folgenden wird der Einfluß von Agglomeration und Perkulation in nicht-statistischen Verteilungen an experimentellen Daten diskutiert werden [26], wohingegen statistische Teilchenverteilungen mit Hilfe von Computersimulationen untersucht werden ([15] – [23]). Alle Untersuchungen, sowohl die experimentellen als auch die Computersimulationen, haben einen dominanten Einfluß der Partikel-Topologien ergeben.

Die Herstellung von SIMIT-Materialien ist technisch sehr aufwendig. Es reicht leider nicht, die leitfähige Komponente als kleine Teilchen im

Sub- $\mu\text{m}$ -Bereich in eine isolierende Matrix einzuschließen, da metallische Partikel in diesem Größenbereich stark zur Agglomeration neigen. Man erhält daher Cluster mit Größen, die fern von der aus der Perkolationstheorie zu erwartenden Größen liegen, die eine statistische Gleichverteilung voraussetzen. Andererseits kann diese Agglomerationsneigung gezielt dazu benutzt werden, leitende Pfade innerhalb des Materials bei sehr kleinen Füllfaktoren der leitfähigen Komponente zu erzeugen<sup>7</sup>.

Ein typisches Beispiel (ebenfalls [26] entnommen) ist eine Mischung von TiC in Gips ( $f_{TiC} = 0.17$ ,  $d = 800 \text{ nm}$ ). Bemerkenswert ist die Tatsache, daß trotz eines vergleichbaren Füllfaktors aufgrund der Anordnung der TiC-Partikel auf den Oberflächen der deutlich größeren Gips-Partikel (Abb. 2.11) eine um mehrere Zehnerpotenzen höhere Leitfähigkeit entsteht als bei einem rein gleichverteilten Gemisch. Gleichzeitig besteht über fast 8 Größenordnungen im Frequenzbereich ein metallisches Verhalten der DF ( $\varepsilon'' \propto \frac{1}{\omega}$ ). Somit bleibt in eben diesem Frequenzbereich die Leitfähigkeit konstant ( $\sigma = \omega \varepsilon_0 \varepsilon''$ ), mit einem Absolutwert in der Größenordnung  $1 \frac{1}{\Omega m}$ . Die Leitfähigkeit der Gesamtmischung bleibt damit um einen Faktor  $10^6 - 10^7$  unterhalb der Leitfähigkeiten der metallischen Komponenten.

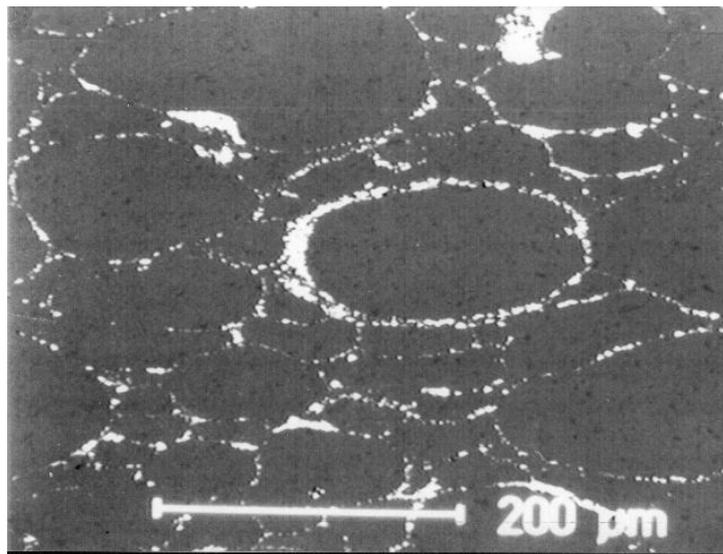
Auch die Auswirkung dieser Eigenschaften auf die Reflexionsdämpfung von Absorbern aus solchen Materialien wurden untersucht.

## 2.2 Implementation

Die hier vorgestellten Rechnungen wurden mit dem selbst entwickelten Programm ABSORB (gegenwärtige Version: 4.0) durchgeführt. Es wurde in der Sprache FORTRAN implementiert, die sich auch heute noch hervorragend für numerische Probleme eignet. Das Programm ABSORB ist im Anhang vollständig abgedruckt und hinreichend kommentiert, so daß einzelne Programmschritte ohne weiteres nachvollzogen werden können. Es wurde so konzipiert, daß nach vollzogener Übersetzung jede der hier angesprochenen Variationen (Pyramidenform, Kegelform, verschiedene Möglichkeiten der Berechnung effektiver Materialparameter, Hohlformen etc.) *ohne* Neuübersetzung durchgeführt werden können. Dazu wird beim Programmstart eine Steuerdatei eingelesen, die alle notwendigen

---

<sup>7</sup> Für eine detaillierte Übersicht separierter, teil-agglomerierter und agglomerierter Systeme siehe [26]



---

**Abbildung 2.11:** *Modell der mikroskopischen Struktur eines SIMIT-Materials*

---

Einstellungen enthält. Bei der Bestimmung von frequenzabhängigen Materialparametern aus einer dielektrischen Funktion der Bulk-Materialien kann sowohl eine theoretisch ermittelte Gleichung (verbreiteter Debye-Resonator) angefitet oder aber ein experimentell bestimmter Frequenzverlauf sowohl für die komplexen Permittivitäten und Permeabilitäten aus einer Datei gelesen werden. Eine solche Steuerdatei ist ebenfalls im Anhang zu finden.

Eine Ausnahme bilden die Programme zur Berechnung von Absorberkacheln. Hier wurden eigenständige Quelltexte beibehalten, um die Programmstruktur nicht zu komplex werden zu lassen.

Ein weiterer Vorteil der Sprache FORTRAN ist der vergleichsweise strikte Sprachstandard, so daß das Programm auf einer ganzen Reihe von Plattformen problemlos übersetzt werden kann. Die vorliegende Fassung wurde mit *GNU Fortran* (g77 version 2.95.2 19991024) auf einem PC unter Linux übersetzt.

## 2.3 Ergebnisse

An dieser Stelle sei noch einmal kurz an die Modellvorstellung erinnert. Die Absorber sind so auf einer metallischen Grundplatte angeordnet,

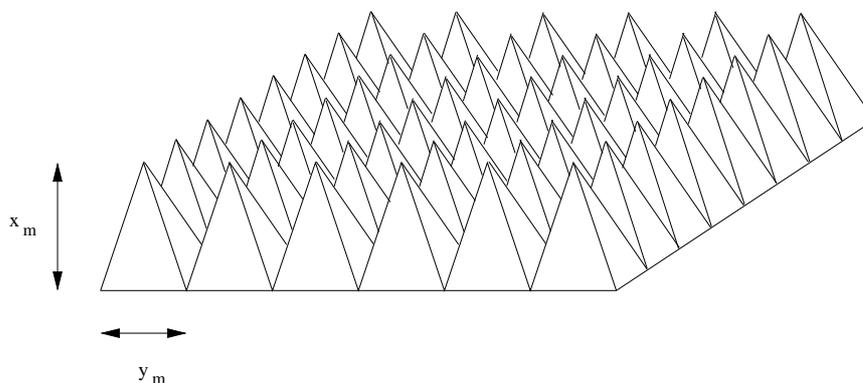
daß sich ein Absorber in der Ebene der Grundplatte in beide Raumrichtungen periodisch fortgesetzt gedacht werden kann (Abb. 2.12).

Aufgrund dieser Anordnung liegt bei der Bestimmung der effektiven Materialparameter die Annahme einer Serienschaltung nahe, da die Absorber fernab einer statistischen Gleichverteilung regelmäßig positioniert sind. Bei der Berechnung der Absorberkacheln (Abschnitt 2.3.4) hingegen ist einer Effektiv-Medien-Formel für gleichverteilte Mischungen der Vorzug zu geben.

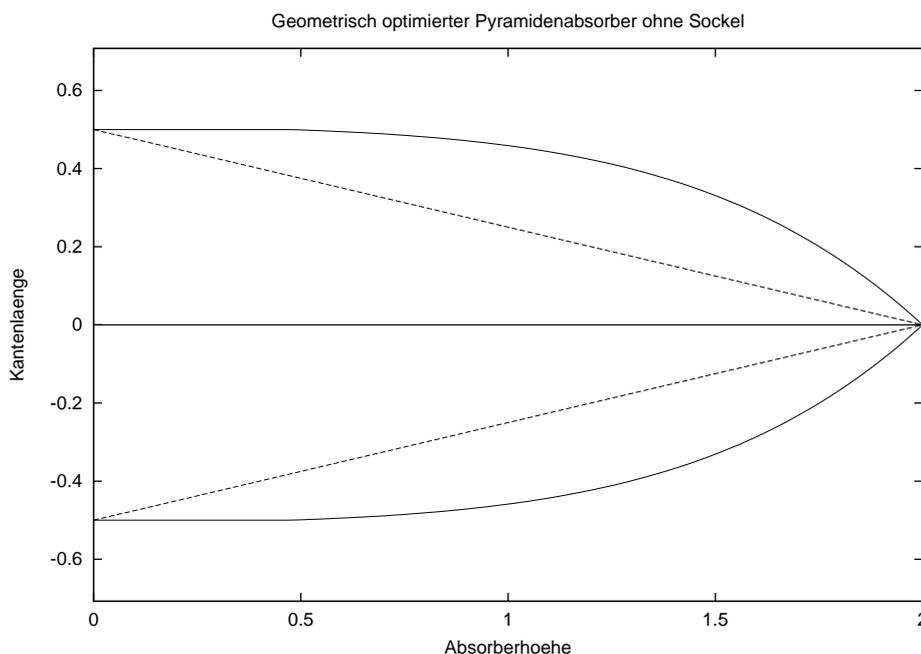
### 2.3.1 Geometrisch optimierte Pyramidenabsorber

Man stellt fest, daß bei den geometrisch optimierten Pyramidenabsorbieren eine Wölbung nach außen stattfindet (Abb. 2.13). Dieses Verhalten kann man schon aus der Impedanztransformation folgern. Eine einlaufende Welle sieht als Lastwiderstand immer den noch zwischen ihr und der abschließenden Metallplatte liegenden Teil des Absorbers. Wäre der Absorber konkav gewölbt, so würde die Welle zwar langsam an eine stetig wachsende Impedanz herangeführt, in der Nähe des abschließenden Kurzschlusses an der Metallwand würde die Impedanz jedoch stark abfallen. Dies führt zu einer erhöhten Reflexion. Es ist somit von Vorteil, die Welle zwar einer zunächst etwas schneller abfallenden Impedanz auszusetzen, dafür jedoch im Bereich kleiner Widerstände einen sanfteren Impedanzverlauf zu erzeugen.

Alle im folgenden vorgestellten Absorberstrukturen haben eine Höhe von 2 m und eine Breite am Fuß von 1 m.



**Abbildung 2.12:** Anordnung der Absorber auf der metallischen Grundplatte

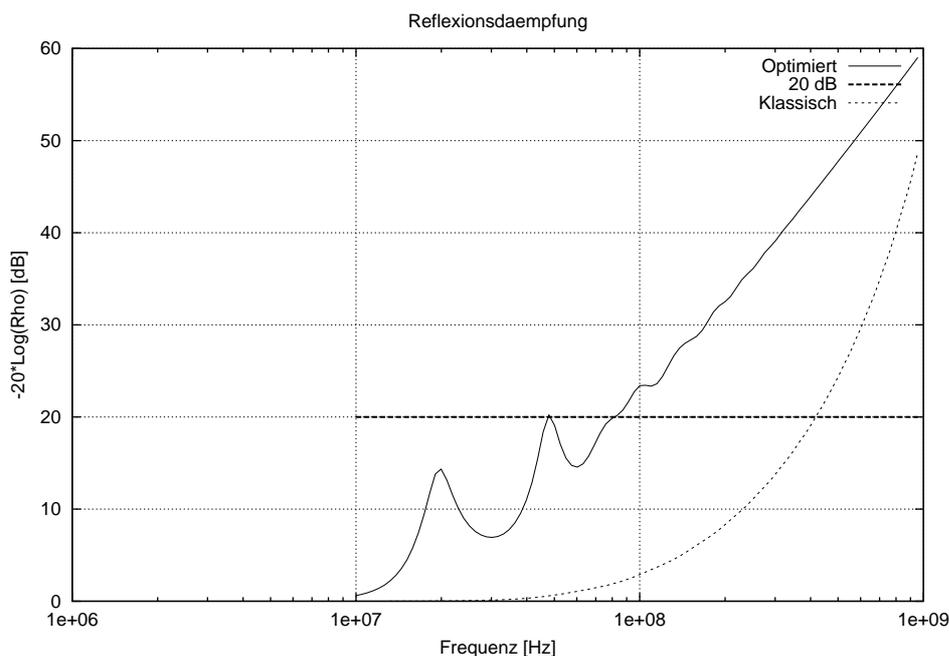


**Abbildung 2.13:** *Hüllkurve eines geometrisch optimierten Absorbers mit den Materialparametern  $\varepsilon = 20 - i 20$ ,  $\mu = 1$  ohne Sockel*

Durch den optimierten Impedanzverlauf kann eine deutliche Steigerung der berechneten frequenzabhängigen Reflexionsdämpfung festgestellt werden. Man muß jedoch bereits an dieser Stelle anmerken, daß durch die idealisierten Bedingungen einer Rechnung bestimmten Umständen wie Fertigungstoleranzen, Unsicherheiten in den Materialwerten des Absorbermaterials und auch der Annahme einer Serienschaltung keine quantitativen Aussagen getroffen werden sollten. Es wird daher zum Vergleich grundsätzlich ein klassischer Pyramidenabsorber unter den gleichen idealisierten Bedingungen mitberechnet, so daß durch eine Messung von konventionellen Absorbern eine Normierung der Kurven stattfinden kann. Wie sich bei der Vorstellung der tatsächlich entwickelten und auch vermessenen Absorbern noch herausstellen wird, sind zumindest die Fertigungstoleranzen ein noch zu lösendes Problem.

Aus Abb. 2.14 kann man entnehmen, daß die Reflexionsdämpfung des geometrisch optimierten Absorbers im gesamten betrachteten Frequenzbereich deutlich oberhalb der Reflexionsdämpfung des konventionellen Absorbers liegt.

Betrachtet man nun Absorberstrukturen, die über einen Sockel ver-

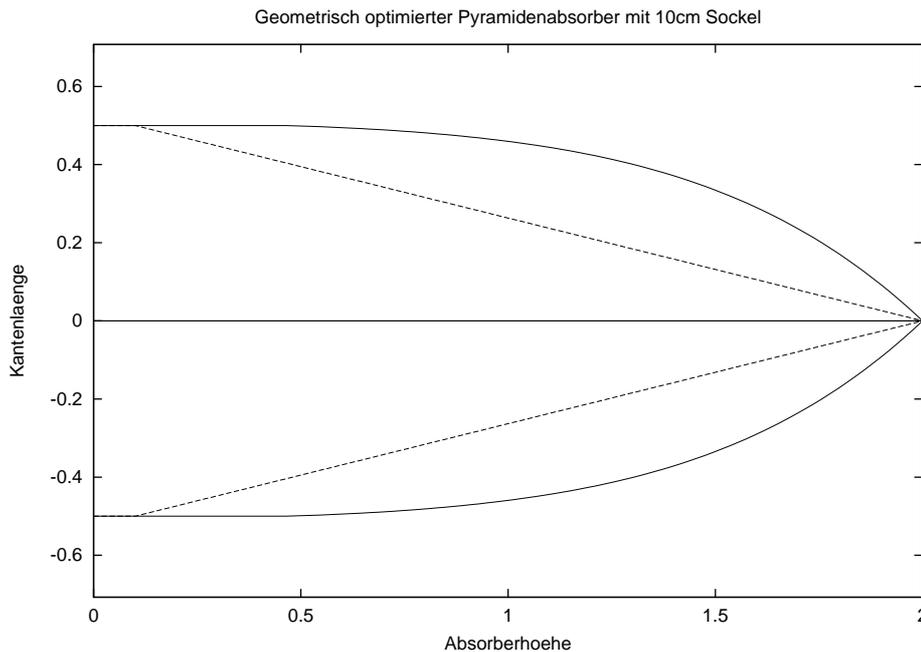


**Abbildung 2.14:** Reflexionsdämpfung des geometrisch optimierten Absorbers aus Abb. 2.13 im Vergleich zum konventionellen Pyramidenabsorber

fügen, so erhöht das Vorhandensein eines Sockels auch beim klassischen Absorber die Reflexionsdämpfung drastisch.

Wie man der Hüllkurve des optimierten Absorbers aus Abb. 2.13 und Abb. 2.15 entnehmen kann, führte die Auswölbung bei der Optimierung automatisch zur Erzeugung eines Sockels. Man kann also feststellen, daß eine einfallende Welle unter allen Umständen von der abschließenden Metallfläche, also dem Impedanzkurzschluss, ferngehalten werden muß, sei die sichtbare Fläche auch noch so gering. Trotzdem kann man feststellen, daß die geometrische Optimierung nach wie vor zu einem besseren Dämpfungsverhalten führt (Abb. 2.16).

Bei der Betrachtung der Reflexionsdämpfung darf man allerdings auch nicht außer acht lassen, daß die Näherung der Absorber als effektive Medien und die Behandlung mit der Leitungstheorie bei hohen Frequenzen ihre Grundlage verliert. Hier kommen zunehmend Longitudinalkomponenten der Feldstärke hinzu, die mit der benutzten Modellvorstellung nicht so ohne weiteres vereinbar sind. Andererseits gelangt man hier auch schon in den Bereich der Strahlenoptik, so daß hier eine Dämpfung durch Streuung und Totlaufen der Welle in den Zwischenräumen der Absorber



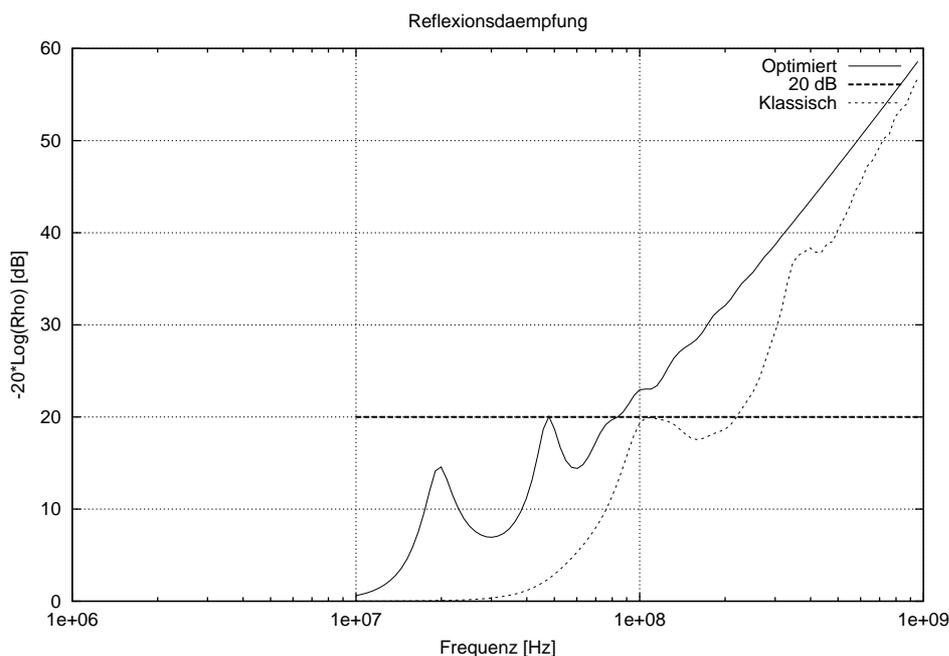
**Abbildung 2.15:** *Hüllkurve eines geometrisch optimierten Absorbers mit den Materialparametern  $\varepsilon = 20 - i 20$ ,  $\mu = 1$  mit 10 cm Sockel*

(Wellensumpf) hinzukommt. Da hier aber vor allem große Wellenlängen von Interesse sind, kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

Zusätzlich kann man feststellen, daß sich auf der Dämpfungskurve Maxima ausbilden. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß auch im Rahmen der Leitungstheorie natürlich die Absorber im Ganzen auch als  $\lambda/4$ -Schicht wirken ([19]). Die Existenz eines Sockels erhöht diese Eigenschaft. Man kann daher auch nachvollziehen, daß beim klassischen Absorber das erste Maximum etwa in der Größenordnung des Pyramidensockels liegt.

Eine Vergrößerung des Sockels belegt dieses Verhalten (Abb. 2.17 und 2.18). Stellt man die Frequenzen  $\nu$  des jeweils ersten Maximums zusammen, und berechnet hier aus den zugehörigen Wellenlängen  $\lambda = c/\nu$  die Dicke einer passenden  $\lambda/4$ -Schicht (die Vergrößerung der optischen Länge wird durch  $\lambda' = \lambda/\Re(\sqrt{\varepsilon})$  berücksichtigt), so findet man, daß diese Dicken durchaus alle leicht oberhalb der Sockeldicke  $x_{Sock}$  liegen (Tab. 2.1).

Es ist plausibel, daß die tatsächliche Sockeldicke kleiner ist als die angenommene  $\lambda/4$ -Schicht, denn die oberhalb des Sockels gelegenen Teile



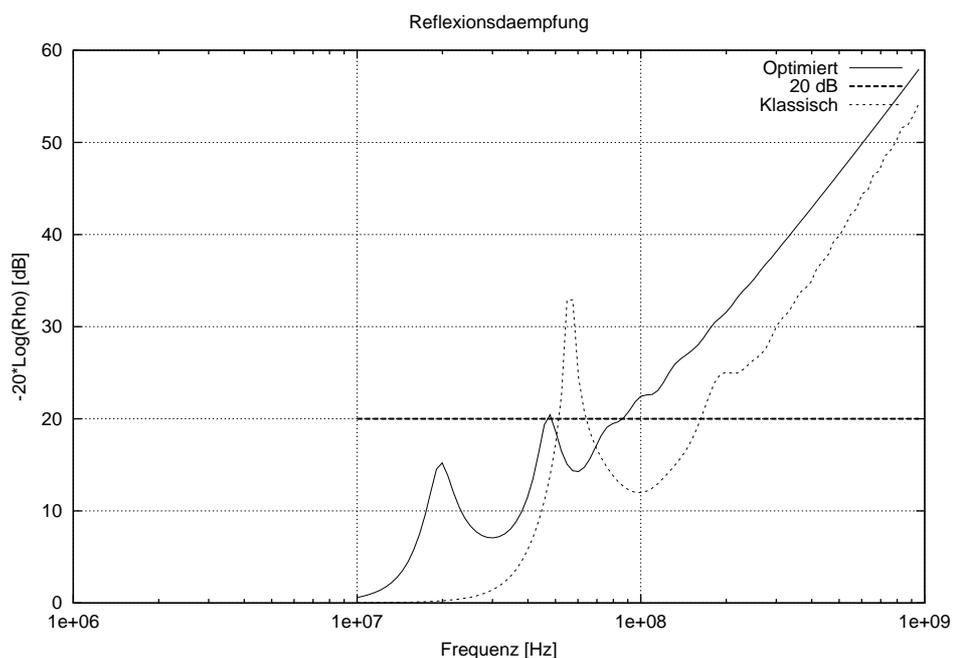
**Abbildung 2.16:** Reflexionsdämpfung des geometrisch optimierten Absorbers mit 10 cm Sockel im Vergleich zum konventionellen Pyramidenabsorber,  $\varepsilon = 20 - i20$ ,  $\mu = 1$

des Absorbers stauchen ja bereits die einlaufende Welle.

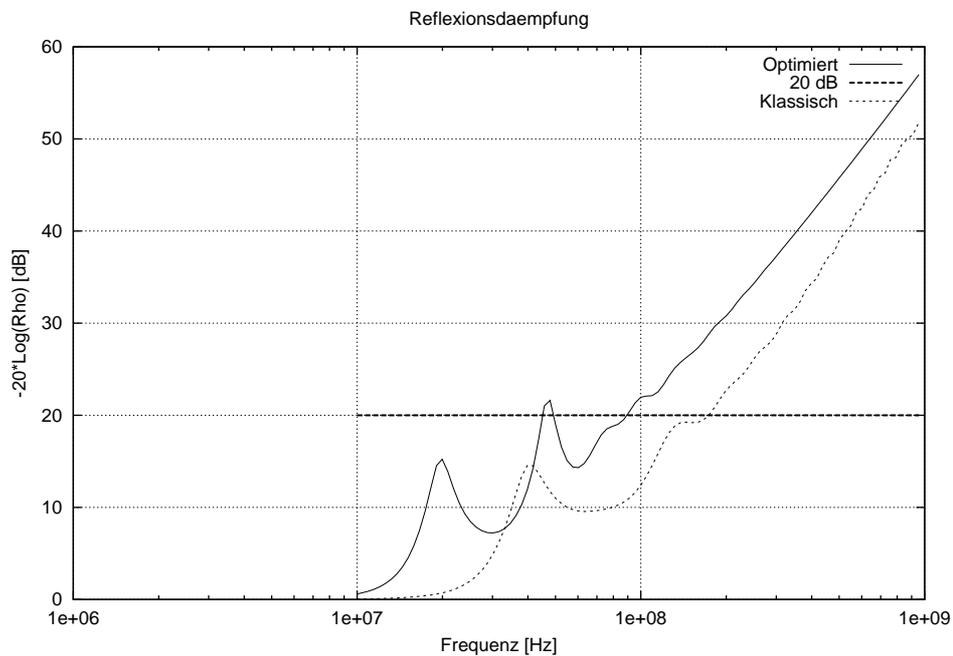
Da eine solche Interferenzerscheinung geometrischer und nicht dissipativer Natur ist, kann man erwarten, daß eine Verminderung des Real-

$x_{Sock}$	$\nu$ [Hz]	$\lambda$ [m]	$\lambda' = \frac{\lambda}{\Re\sqrt{\varepsilon}}$	$\frac{\lambda'}{4}$
10 cm	$1.084071 \cdot 10^8$	2.765409	0.463327	0.115831
20 cm	$5.625842 \cdot 10^7$	5.328802	1.084371	0.271092
30 cm	$4.073012 \cdot 10^7$	7.360401	1.498006	0.374501

**Tabelle 2.1:** Gegenüberstellung der Sockeldicken zu einer angenommenen  $\lambda/4$ -Schicht für die jeweils ersten Maxima der Abbildungen 2.16 – 2.18



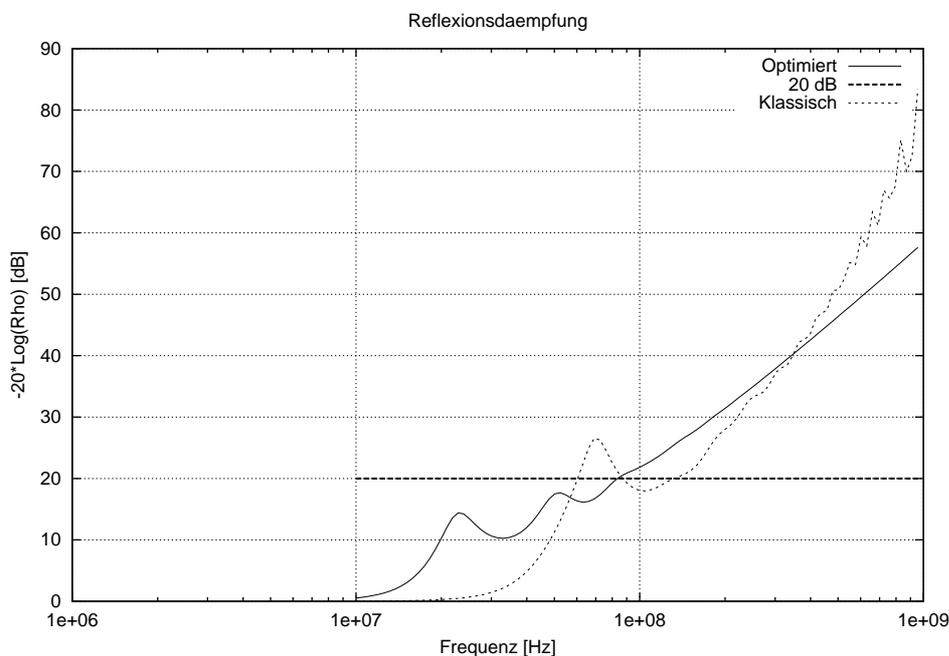
**Abbildung 2.17:** Reflexionsdämpfung eines Absorbers mit 20cm Sockel,  $\varepsilon = 20 - i20$ ,  $\mu = 1$



**Abbildung 2.18:** Reflexionsdämpfung eines Absorbers mit 30cm Sockel,  $\varepsilon = 20 - i20$ ,  $\mu = 1$

teils zu einer Reduzierung der Interferenzen führt. Dies kann man in Abb. 2.19 auch sofort erkennen, da hier die Kurve im Vergleich zu den Werten in Abb. 2.16 deutlich geglättet ist. Das gilt sowohl für den klassischen als auch für den geometrisch optimierten Absorber. Auffällig ist weiterhin, daß sich die Veränderung der Kurven weitgehend im Bereich kleinerer Frequenzen abspielen. Wellen großer Wellenlänge scheinen also im wesentlichen durch die geometrischen Eigenschaften des Absorbers gedämpft zu werden. Bei kleinen Frequenzen liegt der Schwerpunkt somit darauf, den Absorber durch die geometrische Optimierung zu einem verbesserten Interferenzverhalten zu bewegen. Diese läßt sich durch den Vergleich der Reflexionsdämpfung des klassischen mit dem optimierten Absorber auch ablesen, da hier die Interferenzmaxima in der Dämpfung bereits früher, also bei größeren Wellenlängen einsetzen und sich teilweise überlagern, was zu einer Anhebung der gesamten Dämpfungskurve in diesem Bereich führt.

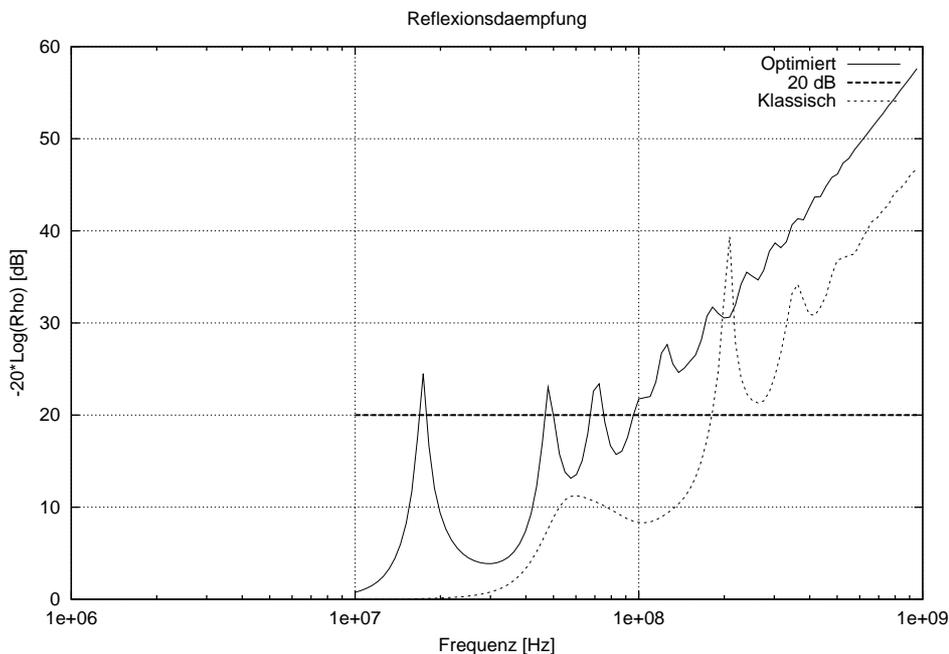
Wellen höherer Frequenz dagegen werden durch dissipative Effekte im Material selber absorbiert, was sich durch eine Variation der Imaginärteile der Materialparameter  $\varepsilon$  und  $\mu$  zeigen läßt. Bei hohen Fre-



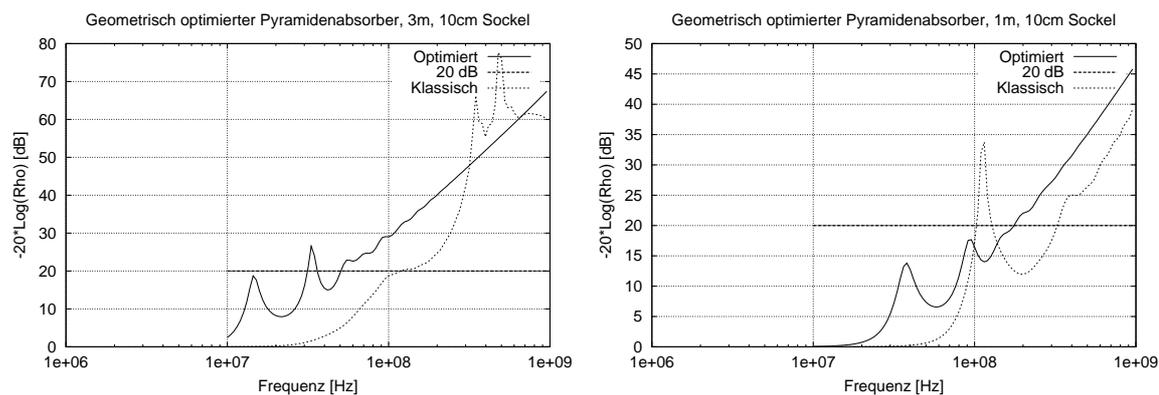
**Abbildung 2.19:** Reflexionsdämpfung eines Absorbers mit 20 cm Sockel,  $\varepsilon = 10 - i20$ ,  $\mu = 1$

quenzen ist auch die eigentliche Form des Absorbers nicht mehr so bedeutend, was nicht zuletzt daraus abzulesen ist, daß sich bei kleinen Wellenlängen die Reflexionsdämpfungskurven von klassischem und optimiertem Absorber einander annähern (Abb. 2.20).

Bislang hatten alle vorgestellten Absorber die Länge  $x_m = 2$  m. Nun soll noch kurz darauf eingegangen werden, wie sich die Längenänderung auf die Reflexionsdämpfung auswirkt. Wie oben bereits dargelegt wurde, ist zu erwarten, daß bei kleinen Frequenzen vorwiegend die geometrischen Eigenschaften der Absorber wirksam sind. Eine Verlängerung der Absorber sollte die Interferenzmaxima zu kleineren Frequenzen hin verschieben; eine Verkleinerung sollte die Wirksamkeit bei großen Wellenlängen reduzieren. Durch die besondere Form der geometrisch optimierten Absorber kann offensichtlich eine enger beieinanderliegende Mehrfachnutzung einer  $\lambda/4$ -Schicht erzeugt werden. Dies hebt, wie bereits angesprochen, die Reflexionsdämpfung insgesamt durch die Überlagerung mehrerer Maxima an. Insofern kann man bei gleichen Dämpfungseigenschaften Absorber mit kleineren Dimensionen fertigen als unter Verwendung der klassischen Absorber (Abb. 2.21).



**Abbildung 2.20:** Reflexionsdämpfung eines Absorbers mit 20 cm Sockel,  $\varepsilon = 20 - i10$ ,  $\mu = 1$



**Abbildung 2.21:** Einfluß der Höhe der Absorber auf die Reflexionsdämpfung. Links eine Absorberhöhe von 3 m, rechts eine Höhe von 1 m, jeweils mit der Sockelhöhe 10 cm, Materialparameter:  $\varepsilon = 20 - i20$ ,  $\mu = 1$

### 2.3.2 Kegelabsorber

Wie bei den theoretischen Grundlagen bereits angedeutet, sprechen vor allem herstellungstechnische Gründe für die Verwendung von rotationssymmetrischen Absorbern. Die Bezeichnung *Kegelabsorber* ist auch nicht ganz korrekt, hat sich für diese Bauform allerdings soweit eingebürgert, daß ich sie auch im folgenden beibehalten möchte. Kegelförmig ist hier eigentlich nur die Startform des Absorbers vor der Optimierung, bei der die Hüllkurve sich in der Regel nach außen wölbt.

Ein weiterer Vorteil ist, daß durch die Rotationssymmetrie zwischen den Kegeln bei Reflexionen in der Ebene senkrecht zur Absorberachse eine gewissermaßen diffuse Streuung auftritt, die starke Reflexionen mindern kann.

Ein Nachteil dagegen ist, daß insgesamt gesehen weniger Absorbermaterial pro Schicht zur Verfügung steht, denn nur im Längsschnitt eines Kegelabsorbers liegt die gleiche Ausdehnung wie bei Absorbern mit quadratischer Querschnittsfläche vor. Dies läßt zumindest erwarten, daß die Dämpfungseigenschaften bei höheren Frequenzen im Vergleich zum vorher besprochenen geometrisch optimierten quadratischen Absorber niedriger liegen.

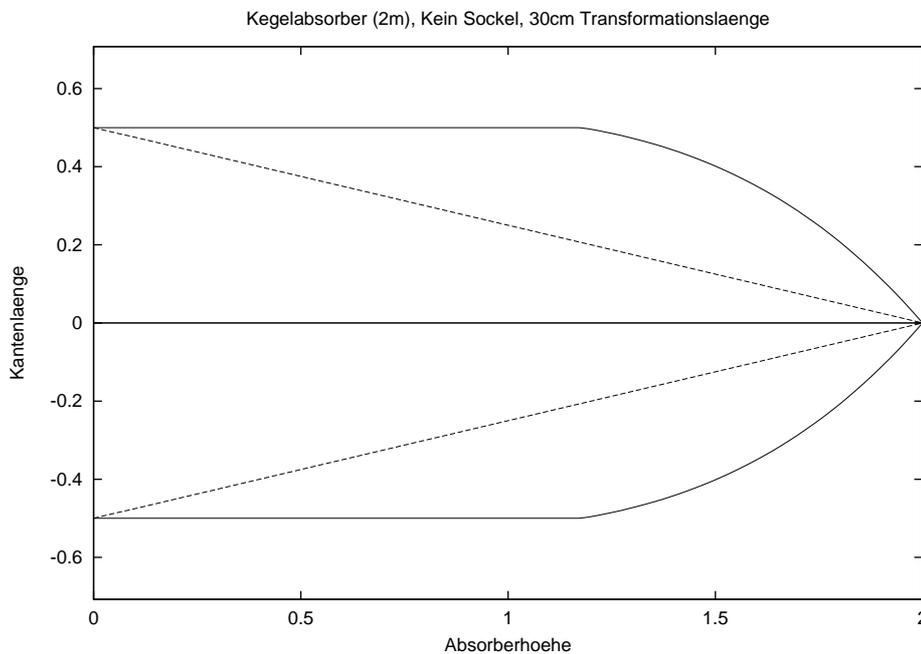
Um die Unterschiede zum optimierten Absorber mit quadratischer Grundfläche deutlich zu machen, soll hier zunächst ein Kegelabsorber mit den gleichen Materialeigenschaften wie in Abschnitt 2.3.1 betrachtet werden. Es handelt sich um einen Absorber der Höhe 2 m ohne Sockel

und mit einer Übergangslänge von der quadratischen Grundfläche zum rotationssymmetrischen Bereich von 30 cm (Abb. 2.22 und 2.23).

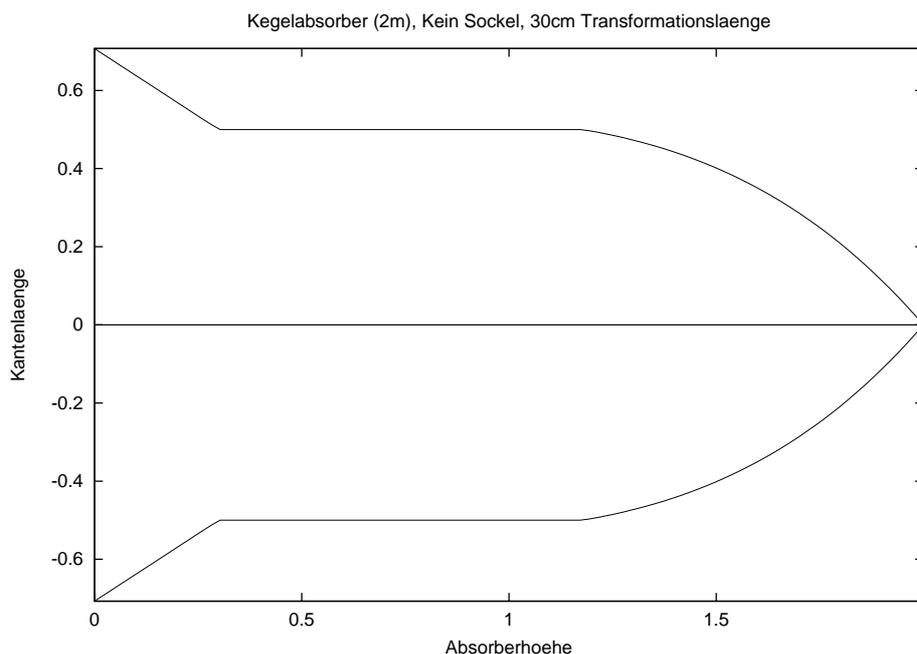
In Abb. 2.22 ist ein senkrechter Längsschnitt durch den Absorber dargestellt, in Abb. 2.23 ein diagonaler Längsschnitt. Hier kann man somit auch den Transformationsbereich von der quadratischen zur runden Querschnittsfläche erkennen.

Man kann feststellen, daß dieser Absorber im Vergleich zur klassischen Pyramide und auch zum optimierten quadratischen Absorber weiter nach außen gewölbt ist. Dies ist aus der Tatsache zu erklären, daß, wie oben angesprochen, insgesamt weniger Absorbermaterial zur Verfügung steht. Im Bestreben, die geometrischen Interferenzeigenschaften zu erhöhen und gleichzeitig eine Dämpfung bei höheren Frequenzen zu verstärken, bringt der Algorithmus daher über einen relativ großen Bereich durch den größten erlaubten Radius  $r = y_m$  möglichst viel Absorbermaterial im zur Verfügung stehenden Raumbereich unter.

Die Anpassung der Impedanz an den Freiraum geschieht in einem relativ kleinen Bereich an der Spitze, sowie im Transformationsbereich direkt oberhalb des Sockels, wie die Impedanzverteilung über der Länge



**Abbildung 2.22:** Kegelabsorber ohne Sockel,  $x_{Trans} = 30$  cm,  $\varepsilon = 20 - i20$ ,  $\mu = 1$  (Längsschnitt)

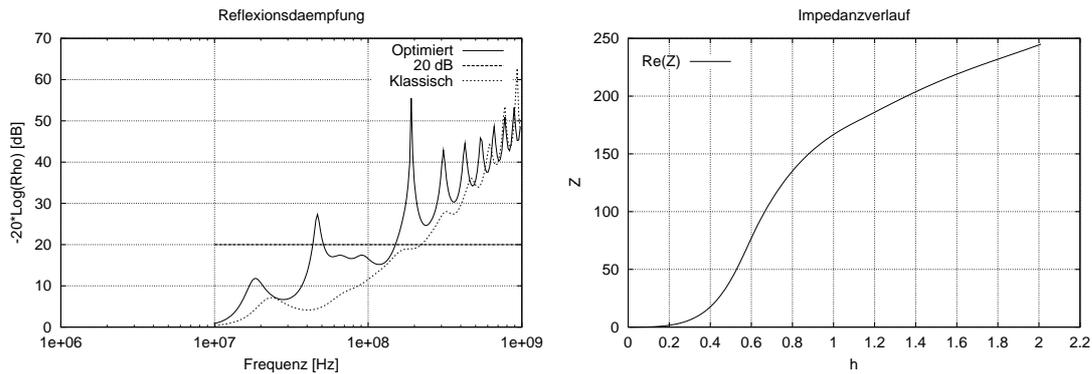


**Abbildung 2.23:** Kegelabsorber ohne Sockel,  $x_{Trans} = 30\text{ cm}$ ,  $\varepsilon = 20 - i20$ ,  $\mu = 1$  (Diagonalschnitt)

des Absorbers zeigt. Dazu sei ein Absorber mit einer Sockellänge von  $x_{Sock} = 60\text{ cm}$  und Transformationslänge  $x_{Trafo} = 50\text{ cm}$  betrachtet (Abb. 2.24):

Man erkennt, daß die schnellste Änderung der Impedanz im mittleren Teil des Absorbers erfolgt, so daß sowohl die Anpassung an den Freiraum als auch das Heranführen an den metallischen Kurzschluß der Grundplatte möglichst sanft erfolgt. Die Tatsache, daß die Impedanz nicht auf den Wert des Vakuums hochläuft ist nicht weiter verwunderlich, denn der Absorber wird ja breitbandig optimiert, und es wäre ein Zufall, wenn die willkürlich gewählte Mittelfrequenz von  $\nu = 505\text{ MHz}$  gerade eine optimale Anpassung aufweisen würde.

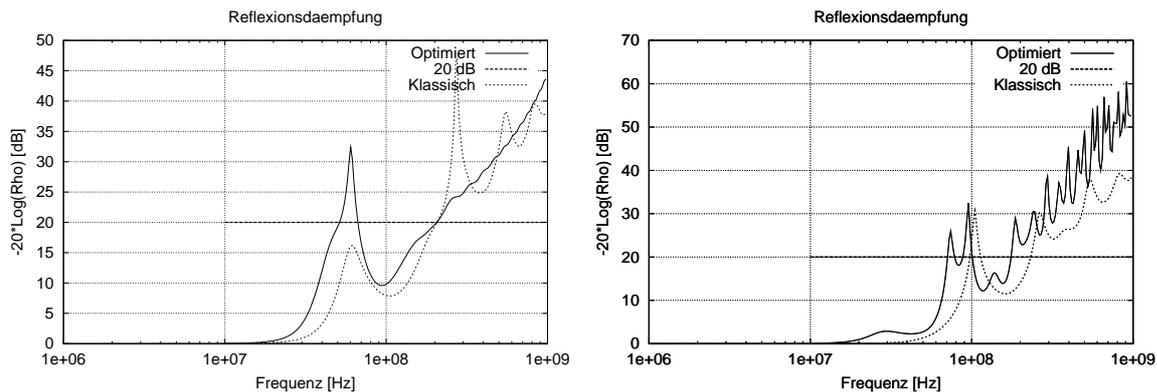
Es hat sich im Zuge der Untersuchung von Kegelabsorbern ergeben, daß es nicht sinnvoll ist, solche Absorber mit zu kleinem oder gar keinem Sockel zu erzeugen. Auch muß der Transformationsbereich hinreichend groß sein. Es hat sich gezeigt, daß die Optimierung des Reflexionskoeffizienten dazu neigt, die Außenfläche zu weit nach außen zu wölben, weil bei Kegelabsorbern der maximale Füllfaktor im rotationssymmetrischen Bereich von vorneherein um den Faktor  $\frac{\pi}{4} \approx 0.78$  kleiner ist



**Abbildung 2.24:** Reflexionsdämpfung (links) und Impedanzverlauf  $\Re(Z)$  bei  $\nu = 505 \text{ MHz}$  (rechts) eines Kegelsorbers mit 60 cm Sockel,  $x_{\text{Trans}} = 50 \text{ cm}$ ,  $\varepsilon = 20 - i20$ ,  $\mu = 1$

als bei quadratischen Absorbern. Dies führt zu einem zu geringen Füllgrad der Absorber. Das verhindert jedoch im weiteren die Dämpfung hoher Frequenzen, so daß der Absorber insgesamt seinen Schwerpunkt auf geometrischen Interferenzeffekten hat. Dies wird bei der Variation des Sockels und der Transformationslänge deutlich (Abb. 2.25).

Wie man der Abbildung entnimmt, reduziert eine Verminderung des



**Abbildung 2.25:** Einfluß von Sockel- und Transformationslänge auf die Reflexionsdämpfung. Links eine Sockelhöhe von 20 cm, rechts eine Sockelhöhe von 10 cm, jeweils mit der Transformationslänge von 20 cm und einer Gesamthöhe von 2 m. Materialparameter:  $\varepsilon = 20 - i20$ ,  $\mu = 1$

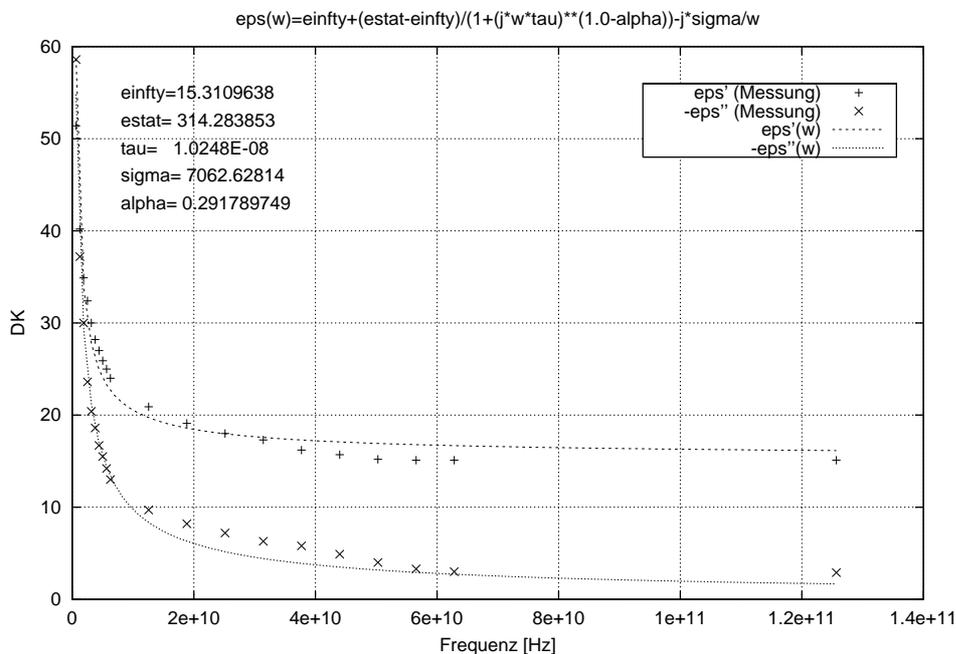
Sockels die Reflexionsdämpfung deutlich. Insgesamt gesehen nähert sie sich den Werten eines klassischen Absorbers an, der über die gleiche Sockelhöhe verfügt. Auch treten die Interferenzeffekte stärker in der Vordergrund, die aber aufgrund der schlechten Anpassung an den Freiraum die Kurve nur noch leicht anheben können.

Bisher wurden qualitative Aussagen gemacht, die stets unter der Annahme einer konstanten DK gemacht wurden. Dies ist natürlich bei realen Materialien nicht der Fall. Deswegen hat das Programm die Möglichkeit, aus einer vorgegebenen Datei reale Meßwerte zu beziehen und daran einen verbreiterten Debye-Relaxator anzufitten. Mit diesen Fit-Daten wird dann beim Programmdurchlauf gerechnet. Dies ist wesentlich einfacher und genauer, als bei solchen Daten die Zwischenräume zwischen den Meßpunkten einzeln zu interpolieren.

Als angenommenen Funktion  $\varepsilon(\omega)$  nimmt man dabei

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_{\infty}}{1 + (i\omega\tau)^{(1-\alpha)}} - i \frac{\sigma^*}{\omega} \quad (2.19)$$

an.



**Abbildung 2.26:** Meßwerte des Cerasiv-Absorbermaterials (Probe1) und zugehörige angefittete Funktionskurve, jeweils für Real- und Imaginärteil der DF

Das Programm berechnet hier einen Least-Square-Fit an die vorgegebene Funktion mit Hilfe eines N-dimensionalen Gitterverfahrens ([17]), um so die Parameter  $\varepsilon_S$  (statische DK),  $\varepsilon_\infty$  (DK für hohe Frequenzen),  $\sigma^*$  (Gleichstromleitfähigkeit) und  $\tau$  (Relaxationszeit) zu bestimmen.

Aus physikalischen Gründen müssen diese Größen bestimmte Randbedingungen erfüllen. Es gilt

$$\begin{aligned}\tau &> 0 \\ \sigma^* &> 0 \\ \varepsilon_S &> 0 \\ \varepsilon_\infty &> 0 \\ \varepsilon_S &> \varepsilon_\infty\end{aligned}$$

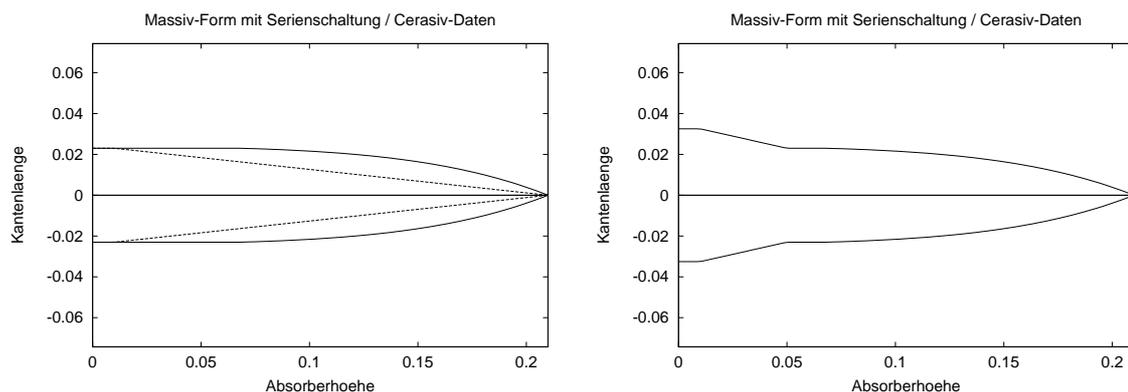
Wie man Abb. 2.26 entnehmen kann, nähert die Funktion 2.19 die Meßwerte hinreichend genau an. Somit kann im verlangten Frequenzbereich bei der Simulation ein dem realen Material äquivalentes Verhalten erwarten werden.

Man darf allerdings keinesfalls davon ausgehen, daß diese Parameter über den gesamten Frequenzbereich einen physikalischen Wert haben. Sie dürfen nicht über den Bereich hinaus benutzt werden, der durch die Messung vorgegeben ist. Innerhalb dieses Bereiches geben sie jedoch eine gute Näherung für das tatsächliche Materialverhalten wieder.

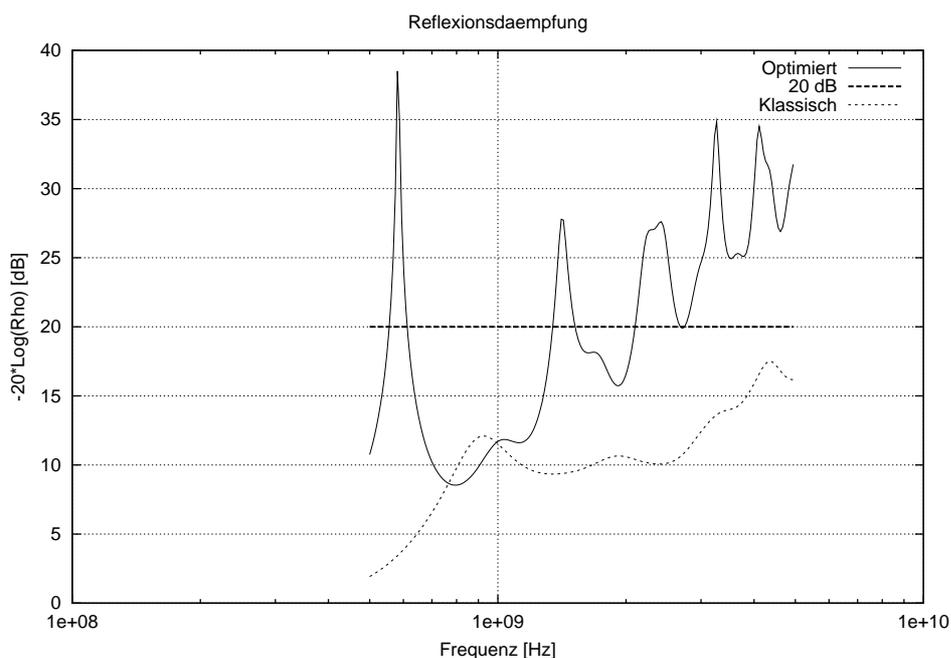
Führt man mit diesen Materialparametern ( $\mu = 1$ ) eine Absorberoptimierung durch, so gelangt man zu einem stark verbesserten Dämpfungsverhalten (Abb. 2.28).

Die stark unregelmäßige Kurve belegt den insgesamt starken Einfluß der geometrischen Effekte. Dies läßt sich aus dem Frequenzverhalten der dielektrischen Funktion  $\varepsilon(\omega)$  erklären. Für kleine Frequenzen sind die Materialwerte deutlich höher als für große Frequenzen. Daher wird im langwelligen Bereich zusätzlich eine bessere Dissipation und eine größere optische Länge der Wellen erzeugt, so daß die kleine Baugröße des Absorbers weniger stark ins Gewicht fällt. Daher kann dieser Absorber die geometrischen Interferenzeffekte über ein breiteres Frequenzband strecken als bei einer als konstant angenommenem DK. Bei hohen Frequenzen sind die dissipativen Eigenschaften offenbar noch hinreichend.

Das Absorbermaterial wurde von der Firma *CERASIV*, Plochingen, im Rahmen eines BMFT-Projektes neu entwickelt und ist nach DIN 4102 (Teil 1) für die Brandschutzklasse A1 zertifiziert. Ein Absorber aus



**Abbildung 2.27:** Senkrechter (links) und diagonaler (rechts) Längsschnitt des optimierten Absorbers. Materialwerte  $\epsilon$  aus 2.26,  $\mu = 1$ , Höhe 21 cm, Breite 4,6 cm, Sockelhöhe 1 cm, Transformationslänge 4 cm



**Abbildung 2.28:** Reflexionsdämpfung des Absorbers aus Abb. 2.27

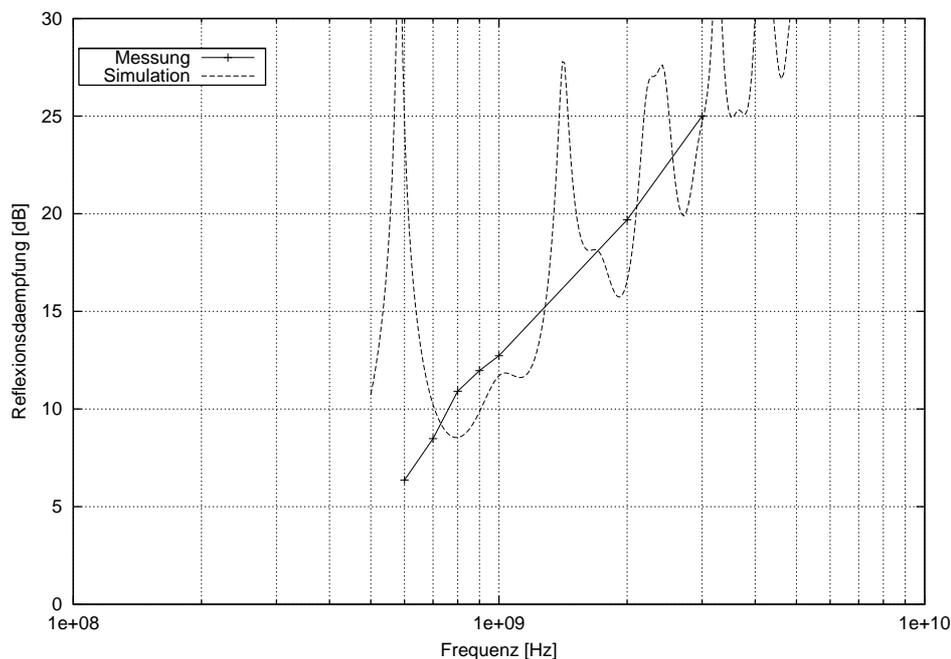
diesem Material wurde realisiert und in einer Einrichtung der Bundeswehr bei Greding (große Absorberhalle der WTD 81) elektromagnetisch vermessen. Dazu wurde eine Platte von ca.  $0.9 \times 0.9 \text{ m}^2$  dieser Absorber hergestellt und unter Freiraumbedingungen getestet. Durchgeführt

wurden die Messungen mit einem Network-Analyzer HP NA8510C von Hewlett-Packard von Dr. A. Enders. Die Messungen wurden für senkrechten Einfall und unter verschiedenen Winkeln auf die Absorberplatten durchgeführt.

Zur Erzeugung der Wellenfronten wurden zwei verschiedenen Hornantennen benutzt, die in verschiedenen Frequenzbändern arbeiten (Typ 3106/EMCO, Arbeitsbereich 0.2 – 2 GHz und Typ 3115/EMCO, Arbeitsbereich 1 – 18 GHz). Die Reflexionen wurden mit entsprechenden Hornantennen aufgefangen und an den Network-Analyzer geleitet. Insgesamt wurden Messungen im Bereich von 0.6 – 10 GHz durchgeführt.

Leider hat sich gezeigt, daß die Absorber die in sie gesetzten Erwartungen nicht ganz erfüllen konnten (Abb. 2.29). Insbesondere die geometrischen Effekte werden nicht gefunden. Andererseits liegen die Werte recht gut auf der gedachten Basislinie der simulierten Kurve und deutlich oberhalb des Pyramidenabsorbers mit den gleichen Materialeigenschaften (siehe Abb. 2.28).

Zum Fehlen der Interferenzspitzen möchte ich kurz auf das verwendete Meßverfahren eingehen. Auf dem Network-Analyzer HP 8510C wur-



**Abbildung 2.29:** Gemessene Reflexionsdämpfung des Absorbers aus dem „CERASIV-Material 1“ im Vergleich zur Simulation

de mit der sog. *Gating-Technik* gearbeitet. Dabei wird das Meßsignal zunächst mit Hilfe einer Fourier-Transformation in den Zeitbereich übertragen. Dann werden die interessierenden Pulse identifiziert und andere Reflexionspulse mit geeigneten Zeitfenstern ausgeblendet. Danach wird das Signal wieder in den Frequenzbereich rücktransformiert. Es ist unter Umständen möglich, daß die Wahl des Zeitfensters hochfrequente Teile des Meßsignals abgeschnitten hatte, die zur Ausbildung der Signale nötig sind. Dies konnte aber nicht im Detail verifiziert werden.

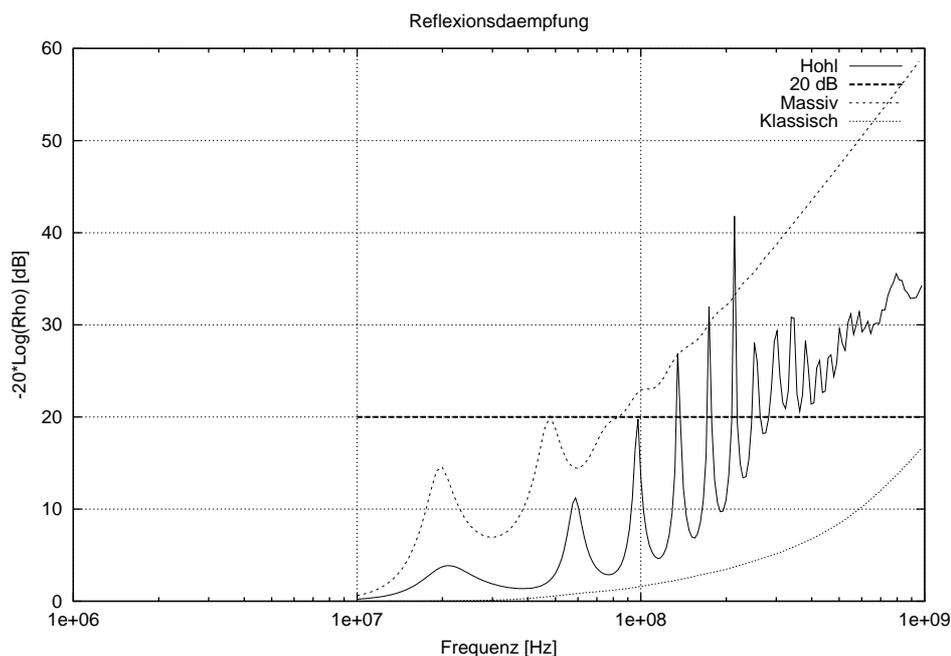
Weiterhin konnte die Absorberplatte aufgrund ihrer zu geringen Abmessungen nicht, wie bei den anderen während dieser Messung untersuchten Strukturen, in der TEM-Zelle bei Siemens in Erlangen unterstützend vermessen werden. Ebenfalls konnten die Messungen mit der kleineren double-ridged-Hornantenne vom Typ 3115/EMCO nicht ausgewertet werden, da aufgrund der Verhältnisse in der Meßhalle nur ein ungenügender Signalpegel erreicht wurde.

Die einzige Messung, die sinnvoll durchgeführt werden konnte, war die mit der größeren double-ridged-Hornantenne Typ 3106/EMCO. Hier führt die große Öffnungsfläche der Antenne jedoch dazu, daß die untersuchten Platten für den niedrigen Frequenzbereich eigentlich zu klein sind, so daß nicht mehr von der in der Simulation zwingend vorausgesetzten Annahme ebener Wellen ausgegangen werden kann. Die Absorber wirken daher eher als Streuzentren, so daß hier geometrische Interferenzeffekte nicht auftreten können. Hier sieht man nur das dissipative Verhalten des Absorbermaterials, welches im Einklang mit der simulierten Kurve (Basislinie) in Abb. 2.29 steht.

### 2.3.3 Hohlabsorber

Die Entwicklung von Hohlabsorbern stand, wie oben angesprochen, vor allem unter dem Aspekt der Gewichtsreduktion. Dabei muß nun untersucht werden, ob die fehlende Absorbermasse noch eine hinreichend gute Dämpfung durch geometrische Effekte erzeugen kann. Dafür muß der Absorber ja von der Welle durchdrungen werden, so daß nicht nur die dissipativen Eigenschaften berücksichtigt werden dürfen, sondern explizit das fehlende Innenvolumen in die Rechnung aufgenommen werden muß (siehe Abschnitt 2.1.5).

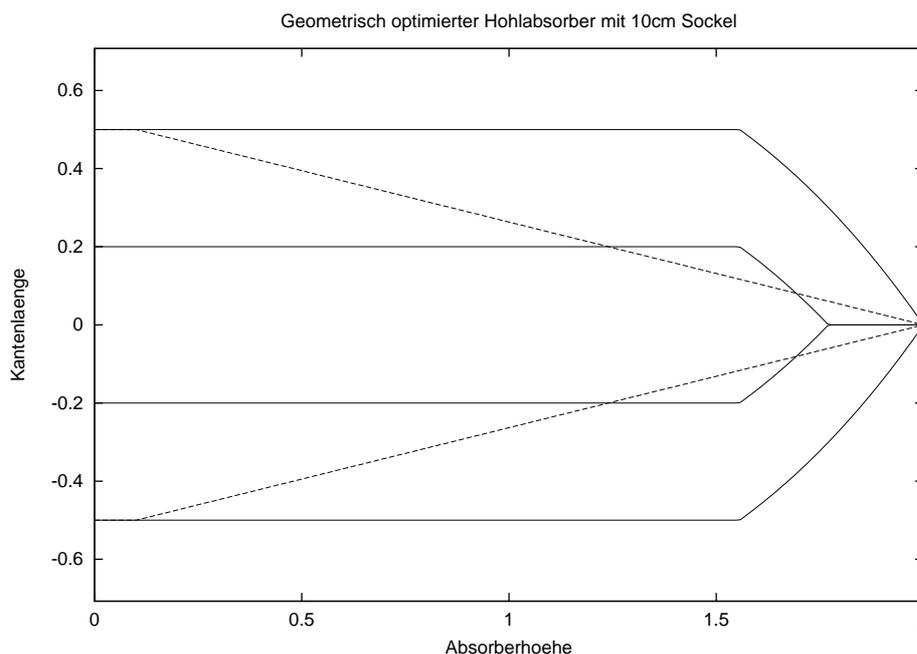
Wie man Abb. 2.30 entnehmen kann, bleiben die Dämpfungseigenschaften deutlich hinter denen eines massiven Absorbers gleicher Dimension und Materialparameter zurück, liegen aber immer noch deutlich über denen des klassischen Absorbers. Weiterhin kann man erkennen,



**Abbildung 2.30:** Reflexionsdämpfung eines quadratischen Hohlabsorbers der Länge 2 m, Breite 1 m, Sockelhöhe 10 cm, Wandstärke 30 cm im Vergleich zu einem massiven geometrisch optimierten Absorber und einem klassischen Pyramidenabsorber.  $\varepsilon = 20 - i20$ ,  $\mu = 1$

daß die geometrischen Interferenzeffekte stark zugenommen haben. Dies ist plausibel, da die dissipativen Eigenschaften durch die reduzierte Absorbermasse abgeschwächt werden. Die Reflexionsdämpfung erreicht nur bei den Interferenzspitzen die Leistung des Massiv-Absorbers. Betrachtet man die vom Simulationsprogramm ABSORB ermittelte Hüllkurve (Abb. 2.31), so stellt man fest, daß hier die gleiche Problematik wie bei den Kegelabsorbern auftritt. Im Bestreben, die Masse des Absorbers in jeder Schicht zu erhöhen, wird der Sockel extrem verlängert. Eine Anpassung erfolgt nur im vorderen Bereich des Absorbers.

Ruft man sich die Modellvorstellung in Erinnerung, daß diese Absorber ja auf eine Grundplatte in die beiden Raumrichtungen senkrecht zur Absorberachse periodisch fortgesetzt sind, so ergibt sich eine massive Platte mit regelmäßigen Aussparungen, wobei über jeder Aussparung eine kurze Pyramide (die Spitze) sitzt. Dies führt auf ein regelmäßiges Gitterwerk leitfähiger Pfade zwischen den Absorberspitzen und der metallischen Grundplatte, auf der die Leistung abgeführt werden kann. Das




---

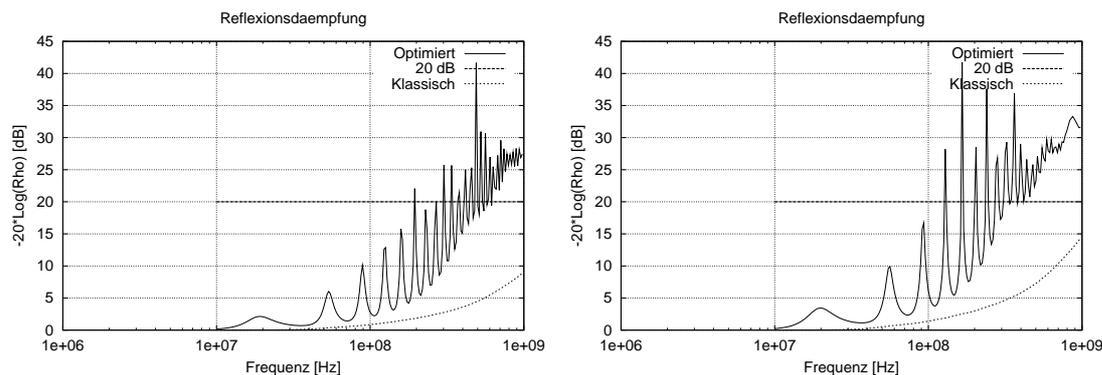
**Abbildung 2.31:** *Hohlabsorber mit Sockel,  $\varepsilon = 20 - i20$ ,  $\mu = 1$  (Längsschnitt)*

---

hat aber mit dem Modell der geometrischen Optimierung mit Hilfe der variablen Hüllkurve der Absorber nur noch entfernt zu tun.

Eine Verbesserung kann auch hier nur durch höhere Werte der Materialparameter erreicht werden. Insbesondere ist eine Anpassung des Imaginärteils der dielektrischen Konstanten notwendig (Abb. 2.32).

Insgesamt läßt sich zu den Hohlabsorbern sagen, daß lieber auf den Einsatz solcher Strukturen verzichtet werden sollte, solange keine zwingenden Gründe dafür sprechen. Solche können nur geringes Gewicht bei gleichzeitiger Nichtbrennbarkeit sein. Die Leistungsfähigkeit solcher Absorber ist sicherlich mit derjenigen massiver, geometrisch optimierter Absorber nicht zu vergleichen. Betrachtet man weiterhin den Umstand, daß die extreme Verlängerung des Sockelbereiches auch zu einer Erhöhung der Absorbermasse führt, so ist die Gewichtsreduktion auch im Vergleich zum massiven Absorber nicht so hoch, daß der Einsatz solcher Strukturen gerechtfertigt wäre. Hohlabsorber aus keramischem Material sind somit nicht zu befürworten.



**Abbildung 2.32:** Reflexionsdämpfung des Hohlabsorbers der Länge 2 m, Breite 1 m, Sockelhöhe 10 cm, Wandstärke 30 cm. Links mit  $\varepsilon = 40 - i40$ , rechts mit  $\varepsilon = 20 - i40$ ;  $\mu = 1$

### 2.3.4 Kachelabsorber

Wie sich bei der Untersuchung der geometrisch optimierten Absorberstrukturen zeigte, führt die Optimierung zu einer Verstärkung der geometrisch bedingten Interferenzeigenschaften. Gleichzeitig wurde Wert auf eine möglichst breitbandige Benutzbarkeit der Absorber gelegt. Es sind jedoch Einsatzgebiete denkbar, bei denen es auf die Breitbandigkeit nicht so sehr ankommt wie auf möglichst kompakte und kleine Absorber. Aus diesem Grund kann es sinnvoll sein, flache, kachelförmige Absorber zu entwickeln. Im Grunde handelt es sich dabei um echte  $\lambda/4$ -Schichten, bei denen jedoch durch einen geeigneten Gradienten des Verlaufs der Materialparameter der wirksame Wellenlängenbereich vergrößert werden kann.

Durch die Ähnlichkeit des Modells ist es plausibel, daß die resultierenden Kurven für die Reflexionsdämpfung denen der geometrisch optimierten stark ähneln. Daher wird hier von entsprechenden Darstellungen abgesehen. Es zeigte sich jedoch, daß die Herstellung solcher Füllfaktorverläufe im Rahmen des momentan technisch Machbaren nicht mit der hinreichenden Präzision erstellt werden konnten. Im folgenden möchte ich mich daher nur noch mit den schmalbandigeren Absorberkacheln mit homogener Materialfüllung beschäftigen.

Die mit Abstand häufigste Situation ist diejenige, bei der mit zusätzlichen Absorberschichten bei vorgegebenem Material ganz bestimmte Frequenzen gedämpft werden sollen. Daraus resultiert, daß man mit Hilfe

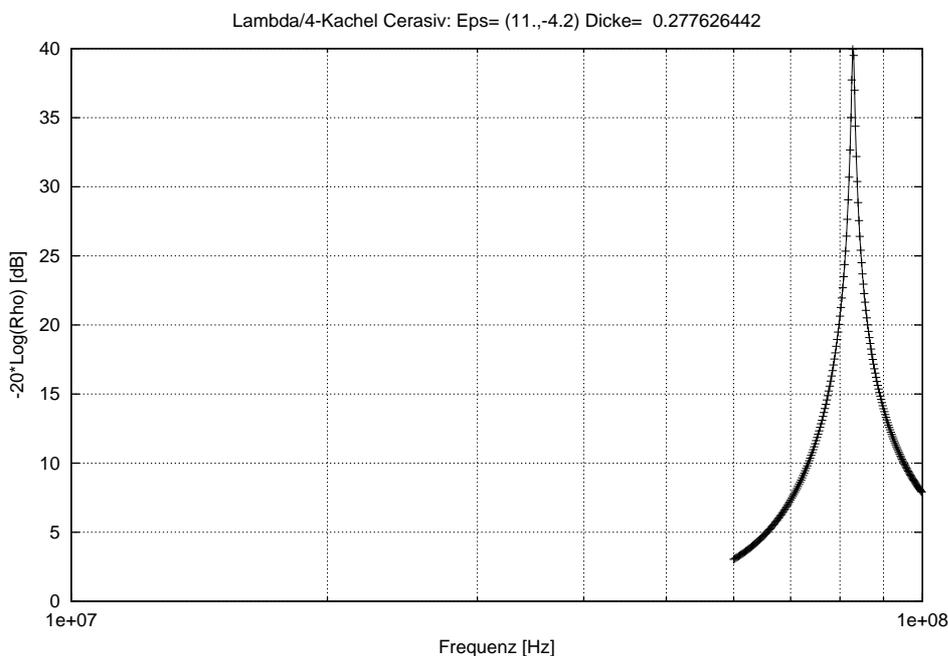
dieser Daten eine optimale Dicke der Absorberkachel bestimmt. In Abb. 2.33 ist eine typische Reflexionsdämpfungskurve einer als  $\lambda/4$ -Schicht wirkenden Absorberkachel dargestellt.

Die Materialparameter des Absorbermaterials bewegten sich dabei im Rahmen des von der *CERASIV* technisch herstellbaren. Man sieht deutlich, daß es sich bei der Dämpfungskurve um ein einzelnes, allerdings stark ausgeprägtes Interferenzmaximum handelt. Die Kurve verläuft, wie erwartet, sehr schmalbandig. Die Wirksamkeit des Absorbers erstreckt sich, was die Grenze von 20 dB betrifft, in etwa von 80 MHz bis knapp 86 MHz. Die optimale Kacheldicke wurde mit  $d = 0.2776$  m bestimmt.

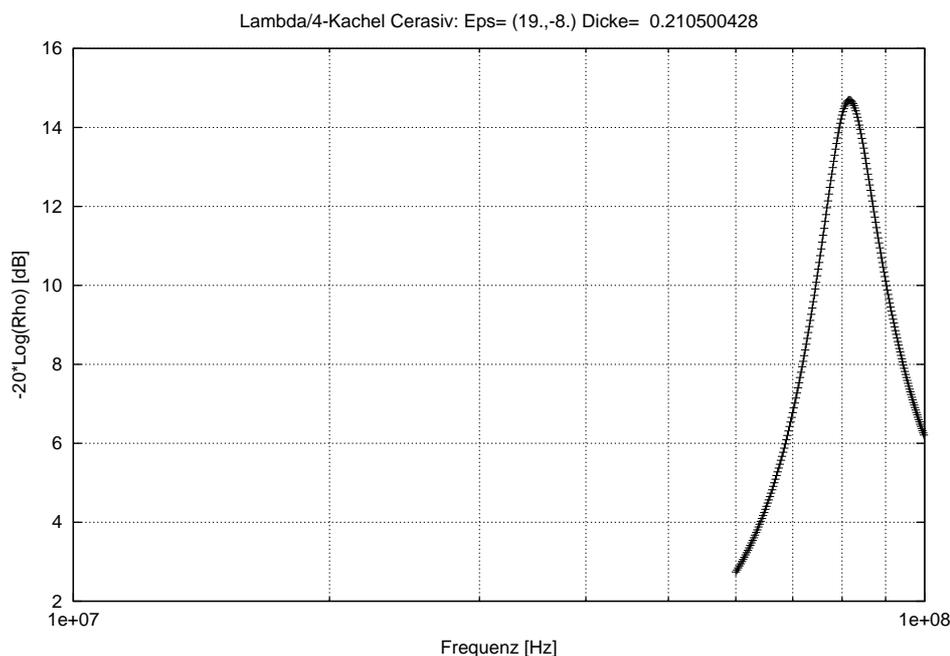
Wählt man etwas andere Materialparameter, indem man die Werte von Real- und Imaginärteil verdoppelt, so findet man die in Abb. 2.34 dargestellte Reflexionsdämpfung:

Man ersieht aus der Kurve, daß trotz höherer Materialparameter nur eine deutlich reduzierte Reflexionsdämpfung erreicht wird. Dies wurde zum Anlaß genommen, eine mögliche Beziehung der Materialparameter auf die Güte der Reflexionsdämpfung anzunehmen und zu untersuchen.

Dazu wurde bei einer vorgegebenen Frequenz  $\nu_0$  (80 MHz/100 MHz)



**Abbildung 2.33:** Reflexionsdämpfung eines Kachelabsorbers mit  $\varepsilon = (11, -4.2)$  und  $\mu = 1$ , Dicke 0.2776 m



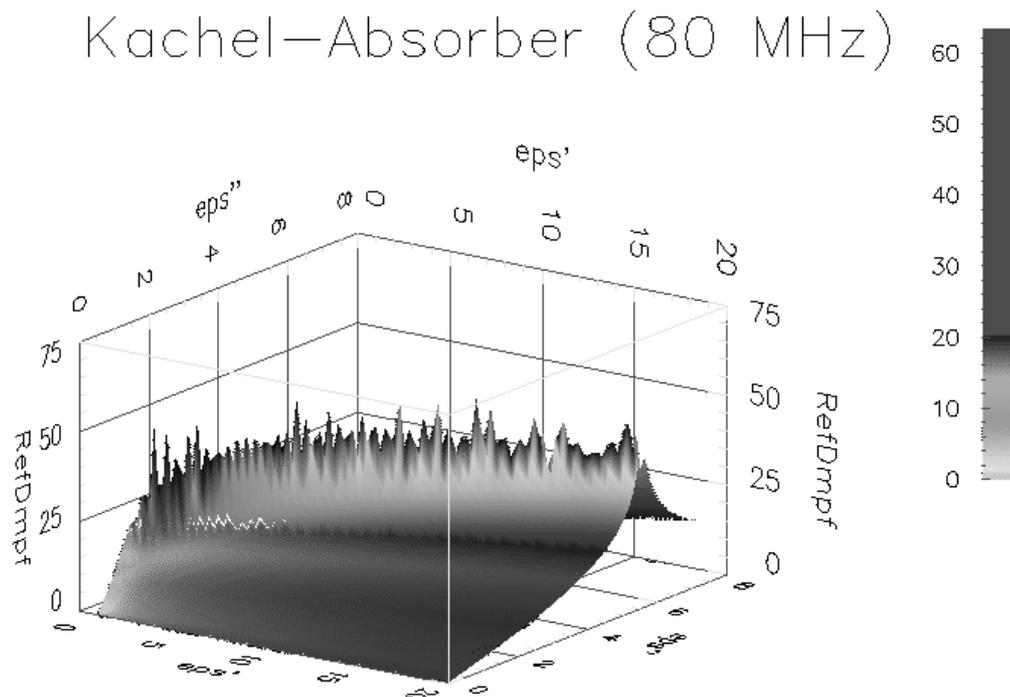
**Abbildung 2.34:** Reflexionsdämpfung eines Kachelabsorbers mit  $\varepsilon = (19.0, -8.0)$  und  $\mu = 1$ , Dicke 0.2105 m

ein gewisser Bereich von Materialparametern untersucht, der mit Hilfe keramischer Werkstoffe relativ problemlos zu erzeugen ist. Dies ist in diesem Fall der Parameterbereich:

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \varepsilon' & \in [1, 20] \\ \varepsilon'' & \in [0, 8] \end{cases}$$

Dieser Bereich wurde mit kleinen Abständen gerastert und zu jedem Punkt die jeweils optimale Kacheldicke inklusive der maximalen Reflexionsdämpfung bestimmt (Abb. 2.35 und 2.36).

Die Ergebnisse zeigen, daß es offensichtlich einen bevorzugten Bereich besonders hoher Reflexionsdämpfungen gibt. Dieser verläuft gekrümmt und kann in erster Näherung in etwa mit  $\varepsilon'' = \sqrt{\varepsilon'}$  angegeben werden. Weiterhin kann man feststellen, daß, wenn man dieser Kurve folgt, die absolute Reflexionsdämpfung mit wachsenden Materialparametern ansteigt. Aber auch bei relativ geringen Werten der dielektrischen Konstanten kann man durch eine geschickte Wahl dieses Parameters (was Real- und Imaginärteil angeht) bereits eine deutliche Steigerung der Effektivität der Kachelabsorber erreichen. Die Unterschiede in der absolu-




---

**Abbildung 2.35:** Reflexionsdämpfung über dem Parameterbereich  $\varepsilon' \in [1, 20]$ ,  $\varepsilon'' \in [0, 8]$  bei der Zentralfrequenz  $\nu_0 = 80$  MHz

---

ten Reflexionsdämpfung betragen dabei bis zu 40 dB. Ruft man sich ins Gedächtnis, daß es sich dabei um eine logarithmische Skala handelt, so betragen die Unterschiede im Reflexionskoeffizienten mehrere Größenordnungen.

Eine isometrische Darstellung verdeutlicht diesen Zusammenhang (Abb. 2.37).

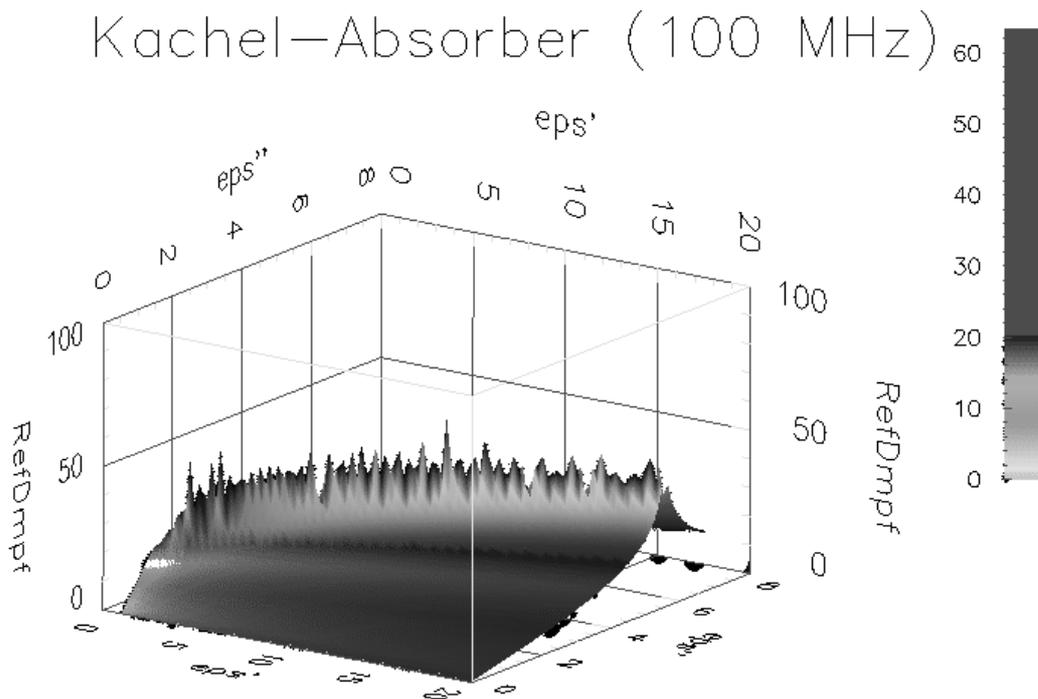
Um die Abschätzung, daß zwischen Real- und Imaginärteil ein exponentieller Zusammenhang besteht, zu bestätigen, wurden markante Punkte aus der Reflexionsdämpfungsverteilung entlang des Maximalgrates genommen, und ein relativ einfacher Ansatz angenommen:

$$\varepsilon'' = a \cdot (\varepsilon')^b \quad (2.20)$$

Mit Hilfe des Programms GNUPLOT<sup>8</sup> wurden die beiden freien Para-

---

<sup>8</sup> Linux version 3.7, patchlevel 1, Oct 22 1999



**Abbildung 2.36:** Reflexionsdämpfung über dem Parameterbereich  $\varepsilon' \in [1, 20]$ ,  $\varepsilon'' \in [0, 8]$  bei der Zentralfrequenz  $\nu_0 = 100$  MHz.

meter bestimmt. Das Resultat lautet:

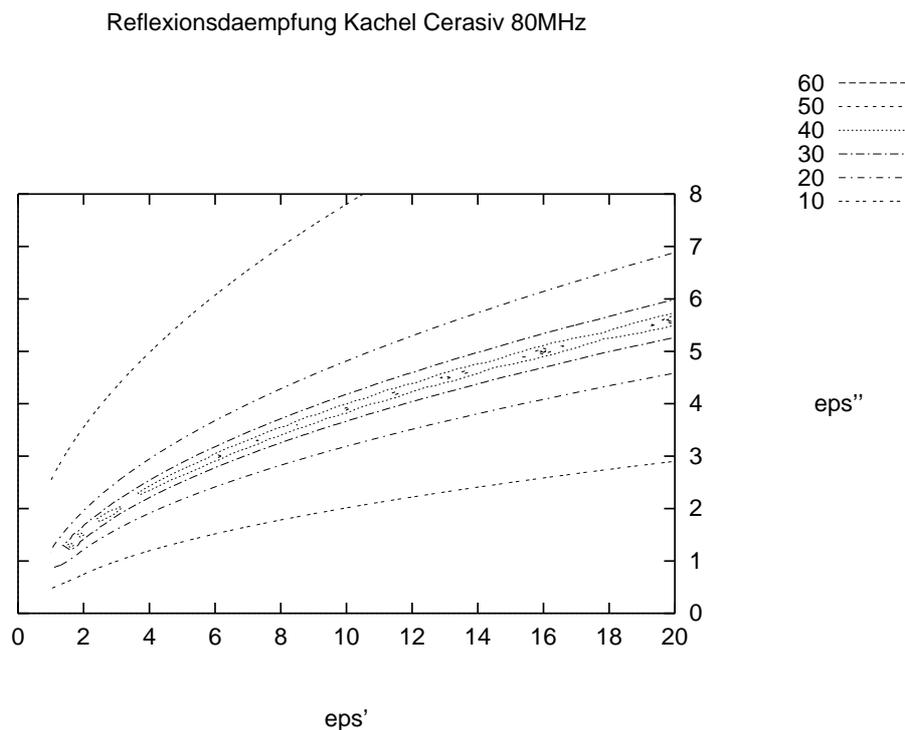
$$\begin{aligned} a &= 1.08645 \quad \pm 0.01879 \\ b &= 0.548805 \quad \pm 0.006903 \end{aligned}$$

Die Güte dieser Anpassung kann in Abb. 2.38 überprüft werden.

Man gelangt somit zu der empirischen Gleichung:

$$\varepsilon'' = 1.08645 \cdot (\varepsilon')^{0.548805} \quad (2.21)$$

Dies stimmt mit der schon oben getroffenen Annahme gut überein, daß in etwa  $\varepsilon'' = \sqrt{\varepsilon'}$  gilt. Damit hat man eine sehr einfache empirische Gleichung<sup>9</sup> zur Verfügung, mit der die Reflexionsdämpfung der Absorberkacheln bei vorgegebener Frequenz optimiert werden kann, wenn man




---

**Abbildung 2.37:** Isometrische Darstellung der Reflexionsdämpfung über dem Parameterbereich  $\varepsilon' \in [1, 20]$ ,  $\varepsilon'' \in [0, 8]$  bei der Zentralfrequenz  $\nu_0 = 80$  MHz

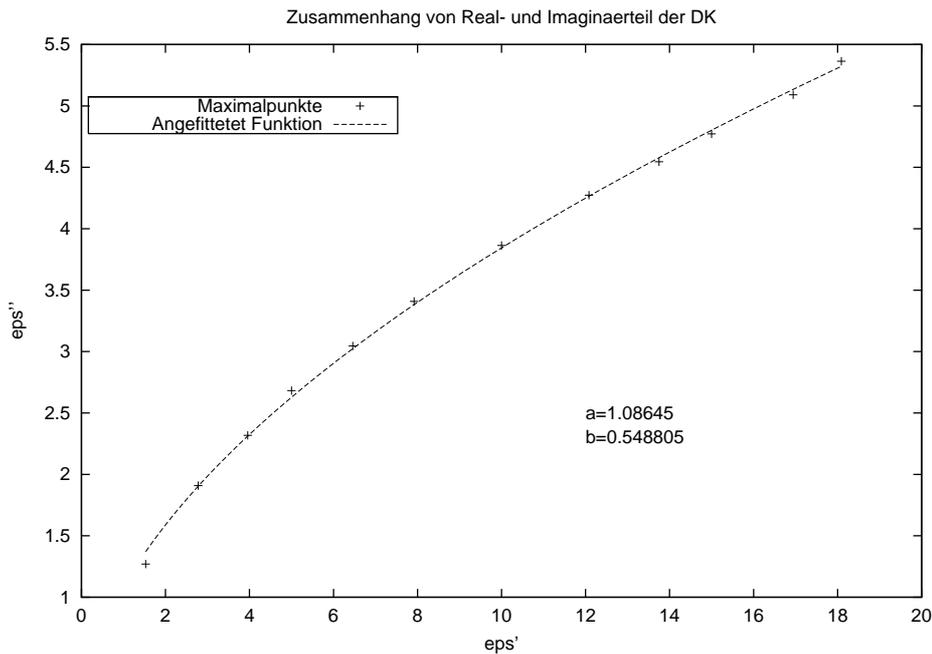
---

in der Lage ist, durch gezielte Mischungen die Materialeigenschaften der Absorberwerkstoffe in einem bestimmten Bereich maßzuschneidern. Dies ist mit den mittlerweile verfügbaren keramischen Werkstoffen durchaus möglich. Somit können zwar schmalbandige, aber sehr effektive Flächenabsorber realisiert werden.

Diese eignen sich, wie in den Vorbemerkungen erwähnt, aufgrund ihrer relativ geringen Dicke ( $\approx 20$  cm), ihrer geringen Brennbarkeit und leichter Verarbeitung zur gezielten Nachrüstung von Absorberkammern oder den Einsatz in Bodenradarsystemen. Es sind sicherlich aber noch

---

<sup>9</sup> Diese Gleichung läßt sich auch theoretisch herleiten (von Dr. Rolf Pelster, persönliche Mitteilung). Man gelangt zu  $\varepsilon'' = \frac{4}{\pi} \cdot \sqrt{\varepsilon'}$ . Dabei müssen jedoch Annahmen und Näherungen gemacht werden, die nicht ohne weiteres vertretbar sind. Insofern ist dieser empirische Ansatz ein Beleg dafür, daß diese Annahmen berechtigt sind.



**Abbildung 2.38:** Anpassung der Funktion 2.20 an die Meßdaten aus 2.37

andere Einsatzgebiete denkbar, wo es auf schmalbandige Unterdrückung bestimmter Frequenzen ankommt.

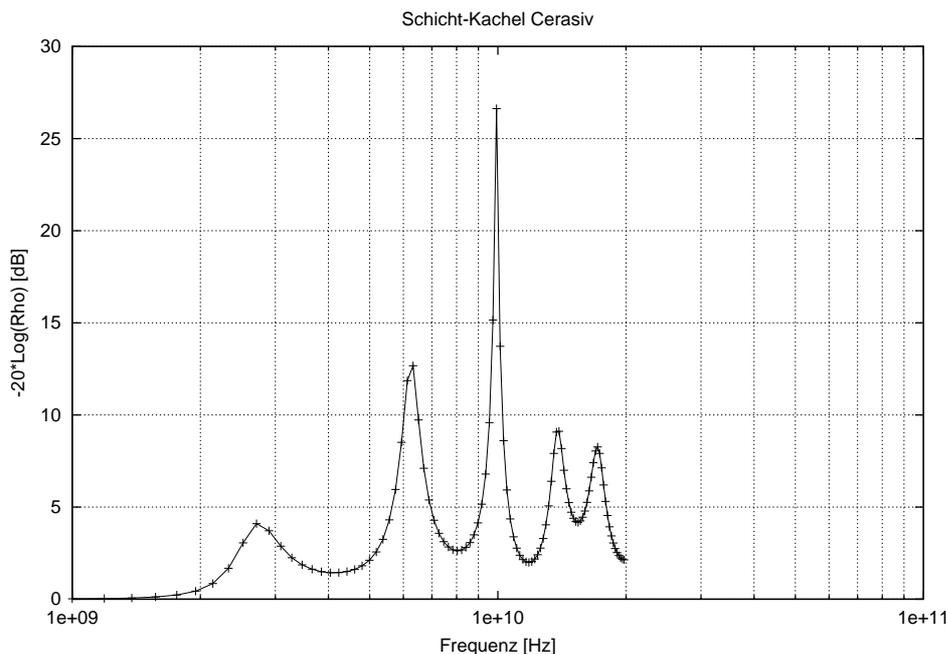
### 2.3.5 Multikachelabsorber

Die Nähe der Kachelabsorber zur optischen  $\lambda/4$ -Schicht führt relativ natürlich zur Vorstellung einer „Vergütung“ von Absorberstrukturen, also zu einer Übereinanderschichtung mehrerer, bei verschiedenen Frequenzen wirksamer Flächenabsorber. Wie bereits im theoretischen Teil dargelegt, ist die Reflexionsdämpfung in allen Schichten, abgesehen von der äußersten, nicht optimal. Trotzdem kann aufgrund der im letzten Abschnitt gezeigten hohen Wirksamkeit bei bestimmten Materialparametern dieser Nachteil in Kauf genommen werden.

Solche Absorberstrukturen wurden jedoch nicht realisiert, da sich hier natürlich die Schichtdicken zu einer, je nach Anzahl der Schichten, beachtlichen Gesamtdicke aufsummieren. Damit werden sie für den praktischen Einsatz zu schwer und können kaum flächendeckend eingesetzt werden. Der Vollständigkeit halber möchte ich hier jedoch exemplarisch einen solchen Mehrschichtabsorber vorstellen.

In diesem Beispiel wurden die Materialwerte des *CERASIV*-Materials benutzt (siehe Abb. 2.26). Es wurden verschiedene Schichtdicken vorgegeben, die zu den vorgegebenen, willkürlich gewählten Frequenzen passen, bei denen einzelne Schichten wirksam sein sollen.

Dabei ergaben sich für die einzelnen Schichten Materialwerte und Schichtdicken, wie sie in Tabelle 2.2 aufgeführt sind.



**Abbildung 2.39:** Beispiel für die Reflexionsdämpfung eines Mehrschichtenabsorbers

Schicht	Dicke [m]	$\varepsilon$	$\mu$
1	0.00061	(150.0000, -10.0000)	(1.0000, 0.0000)
2	0.00104	(50.0000, -20.0000)	(1.0000, 0.0000)
3	0.00168	(20.0000, -1.5000)	(1.0000, 0.0000)
4	0.00194	(15.0000, -1.0000)	(1.0000, 0.0000)
5	0.00221	(11.5000, 0.0000)	(1.0000, 0.0000)

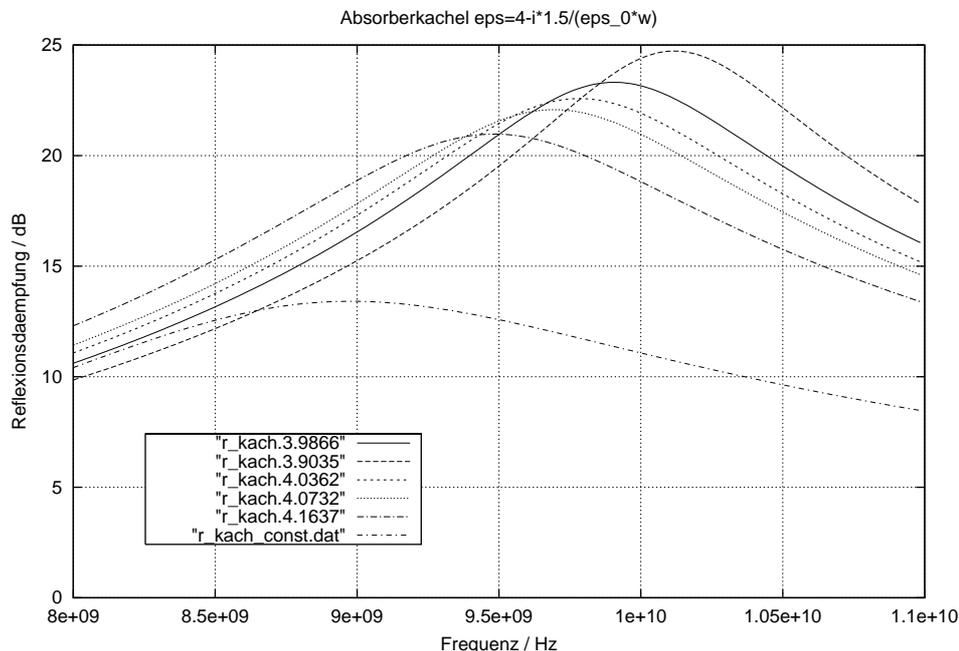
**Tabelle 2.2:** Materialwerte und Schichtdicken des Mehrschichtenabsorbers aus Abb. 2.39

Wie man Abb. 2.39 entnimmt, überlagern sich die Interferenzmaxima der einzelnen Schichten wie erwartet. Bei den hohen Arbeitsfrequenzen um 10 GHz sind die einzelnen Schichten auch noch vertretbar dünn, so daß man sich solche Absorber durchaus für einen praktischen Einsatz vorstellen könnte. Allerdings ist die Reflexionsdämpfung, zumindest in diesem Beispiel, mit durchschnittlich etwa 10 dB durchaus unbefriedigend. Aus praktischen Erwägungen wurde dieser Absorbertyp auch nicht weiter untersucht.

### 2.3.6 SIMIT-Absorber

Die Untersuchung der SIMIT-Absorber soll an dieser Stelle auch eher qualitativ als quantitativ erfolgen. Es sollen nur die Auswirkungen einer quasimetallischen Dispersion im Imaginärteil der dielektrischen Funktion aufgezeigt werden. Trotzdem handelt es sich hier um ein reales, von der Firma *Dornier* hergestelltes Material.

Man kann Abb. 2.40 entnehmen, daß die Deformation der Interfe-



**Abbildung 2.40:** Beispiel für die Reflexionsdämpfung von SIMIT-Absorbern variabler Dicke (Siehe Legende) im Vergleich zu einem Flächenabsorber mit konstanter DK. Die elektrischen Eigenschaften sind  $\epsilon = 4 - i \cdot \frac{1.5}{\epsilon_0 \omega}$ ,  $\mu = 1$

renzmaxima zu einer Anhebung im höherfrequenten Bereich führt. Dies führt zu einer leichten Verbreiterung und Anhebung der gesamten Reflexionsdämpfungskurve. Insbesondere liegen die Dämpfungseigenschaften deutlich oberhalb derer eines Flächenabsorbers mit vergleichbaren, aber konstanten Materialparametern.

Die Untersuchung schwach leitfähiger Systeme ist allerdings noch nicht abgeschlossen und wird Gegenstand weiterer Experimente sein. Dabei soll als erster Ansatz die Möglichkeit untersucht werden, Materialien mit elektrischen und magnetischen Materialeigenschaften zu finden, die in dem gewünschten Frequenzbereich eine zusätzliche Relaxation erzeugen. Auf diese Weise erhält man auch hier, in Addition zur Leitfähigkeit, einen Imaginäranteil der Permeabilität, der sich ebenfalls proportional zu  $\omega^{-1}$  verhält. Zusammen mit der Leitfähigkeitskomponente der effektiven Permittivität würde dann der gewünschte Effekt  $\sqrt{(\varepsilon\mu)} \sim \frac{1}{\omega}$  eintreten. Dies sollte eine deutliche Verbesserung der Breitbandigkeit von Flächenabsorbern ergeben.

Ein anderer, vielversprechender Ansatz wird sein, ein Material zu erzeugen, welches im gewünschten Frequenzbereich eine starke Relaxation aufweist, so daß die fallende Flanke der dielektrischen Funktion jenseits der Relaxation möglicherweise in einem gewissen Frequenzbereich steiler als  $\frac{1}{\omega}$  verläuft.

Beide Ansätze werden weiter verfolgt.



## 3 Die TLM-Methode

Das gesamte letzte Kapitel hat sich mit einer Methode beschäftigt, in der die Darstellung von Absorbern auf ein niedrigdimensionales Problem (1D) reduziert werden kann. Dadurch konnten wesentliche Erkenntnisse über das Verhalten von Absorbern bei kleinen Frequenzen festgestellt werden. Dennoch bleibt die Tatsache, daß bei hohen Frequenzen der zunehmende Anteil von Longitudinalkomponenten der Feldstärken durch dieses Modell nicht hinreichend beschrieben werden kann. Daher bestand der Wunsch nach der Entwicklung eines höherdimensionalen Modells, welches aber trotzdem so einfach ist, daß große Systeme mit einem vertretbaren Rechenaufwand behandelt werden konnten.

Die Wahl fiel daher zunächst auf eine Methode, die als „Transmission Line Matrix Method“ (TLM) bezeichnet wird. Diese Methode basiert auf dem Ansatz, daß Materie, die ein Volumen oder Teile davon homogen füllt, auf einzelne Punkte zusammengezogen wird, in denen die dielektrischen Eigenschaften der Materie (Polarisation und Dämpfung) konzentriert werden. Die Übertragung der Felder zwischen diesen Knoten geschieht wieder mit Hilfe der Leitungstheorie.

Zur Untersuchung der dynamischen Verteilung der Felder reichte eine zweidimensionale Simulation. Das reduziert zwar die Anwendungsmöglichkeiten des Modells, jedoch ist eine Darstellung entweder sehr flacher Systeme bzw. in der noch fehlenden Raumrichtung periodisch fortgesetzter Systeme (z.B. Rechteckhohlleiter) ohne weiteres möglich.

Die Beschränkung auf zwei Dimensionen führt auf einen sehr einfachen numerischen Algorithmus, welcher iterativ die Zeitentwicklung elektromagnetischer Felder berechnen kann und ohne die aufwendige Lösung von Eigenwertgleichungen auskommt. Eine detaillierte Darstellung dieses Modells kann man [28] – [32] entnehmen. An dieser Stelle sei das Verfahren nur kurz vorgestellt.

## 3.1 Diskretisierungsmethode

Im Grunde basiert die TLM-Methode auf dem Huygenschen Prinzip, welches als Wellenmodell, konkurrierend zum Newtonschen Korpuskularmodell, im 17. Jahrhundert entwickelt wurde. In der Huygenschen Vorstellung besteht ein Lichtstrahl aus einer Wellenfront, bei der jedes infinitesimal kleine Element dieser Front wieder als Ausgangspunkt einer sphärischen Welle zu verstehen ist. Dies eignet sich gut, um auf ein mit Streuzentren besetztes Gitter abgebildet zu werden. Die Streuung selber kann man dann anhand der Leitungs- und Streuknoteneigenschaften mit Hilfe von zu bestimmenden Reflexions- und Transmissionskoeffizienten vergleichsweise einfach berechnen.

### 3.1.1 Herleitung aus der Leitungstheorie

Zunächst sei ein regelmäßiges, zweidimensionales kartesisches Gitter mit äquidistanten Abständen zwischen zwei Knoten angenommen. Der Abstand sei  $\Delta l$ . Daraus ergibt sich die Zeitentwicklung pro Iterationsschritt als die Zeit, die eine Welle in einem Medium mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$  benötigt, um eine Distanz  $\Delta l$  zu überwinden:

$$\Delta t = \Delta l / c$$

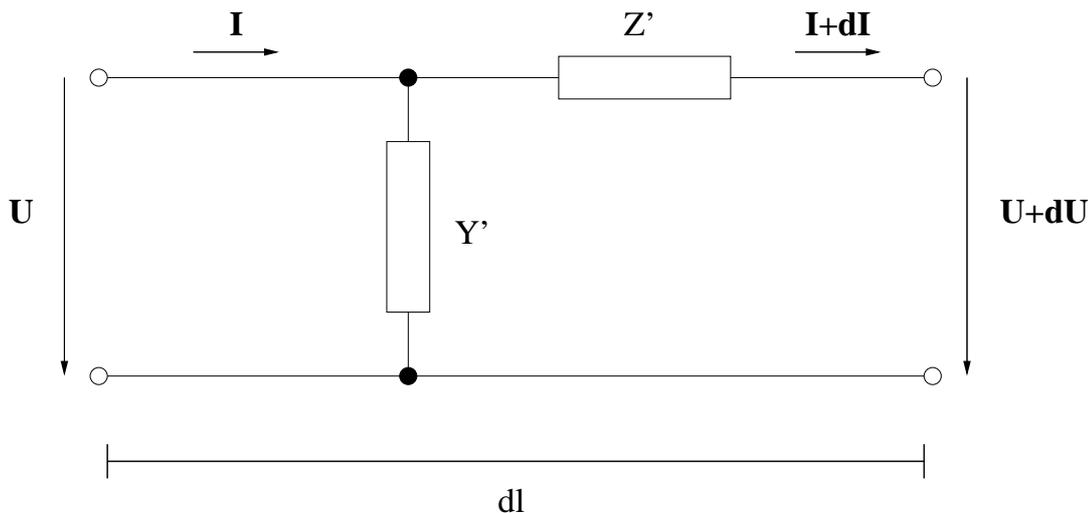
Zur Aufstellung der Differentialgleichungen sei zunächst ein kleines Leitungsstück einer eindimensionalen Doppelleitung betrachtet (Abb. 3.1).

Aus den Leitungseigenschaften der Leitung bildet man infinitesimale, auf die Längeneinheit  $dl$  normierte Größen, nämlich die Querleitfähigkeit  $Y'$  und die Längsimpedanz  $Z'$ . Dies sind komplexe Größen, die sich aus den bekannten, ebenfalls auf die Längeneinheit normierten Größen *Widerstand*  $R'$ , *Leitfähigkeit*  $G'$ , *Induktivität*  $L'$  und *Kapazität*  $C'$  wie folgt ergeben (siehe auch [19]):

$$Z' = R' + i\omega L' \quad (3.1)$$

$$Y' = G' + i\omega C' \quad (3.2)$$

Für die auf den Leitungen definierten Größen *Spannung*  $U$  und *Strom*  $I$  finden sich damit die Differentialgleichungen 3.3 und 3.4:



**Abbildung 3.1:** Ersatzschaltbild eines infinitesimal kurzen Stücks (Länge  $dl$ ) einer Doppelleitung

$$\frac{d^2 U}{dl^2} = \gamma^2 U \quad (3.3)$$

$$\frac{d^2 I}{dl^2} = \gamma^2 I \quad (3.4)$$

$$(\gamma^2 = Z' \cdot Y')$$

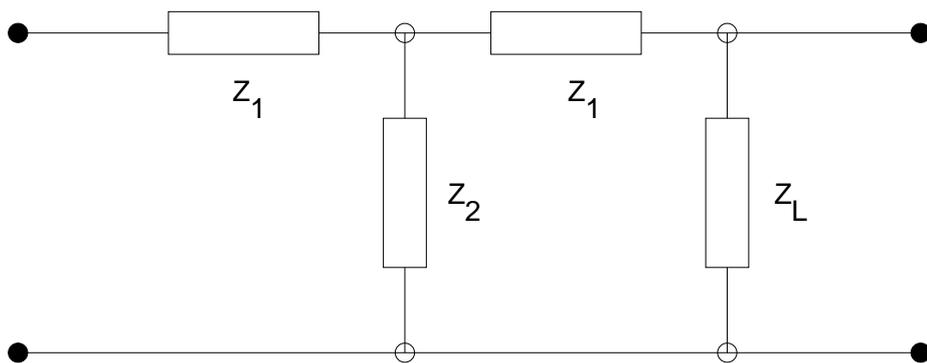
Unter der Näherung einer nahezu verlustfreien Leitung ( $R' \ll i\omega L'$  und  $G' \ll i\omega C'$ ) kann man daraus die bekannten Leitungsgrößen ableiten:

$$\text{Wellenwiderstand } Z_0 = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \equiv \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

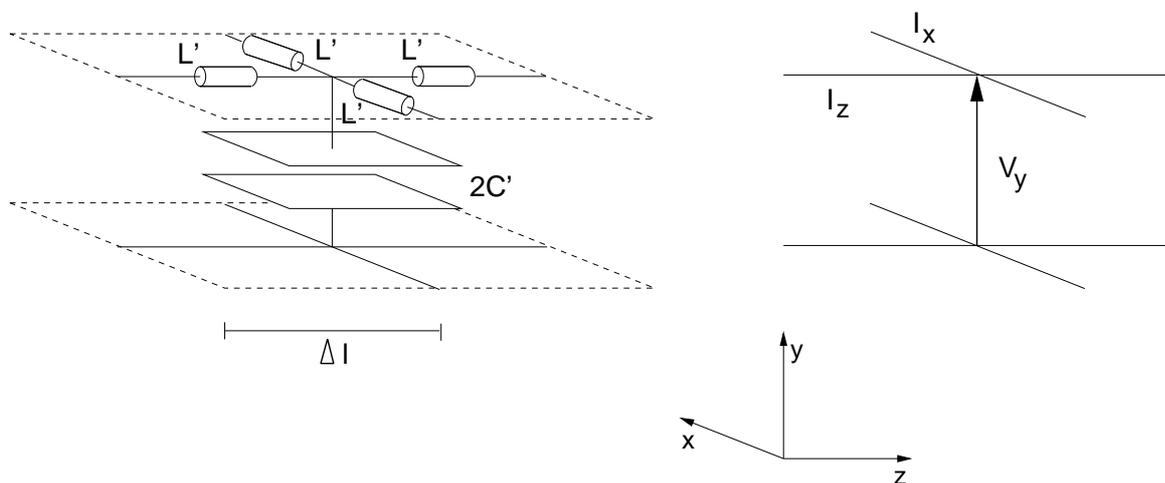
$$\text{Reflexionskoeffizient } \rho = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0}$$

$$\text{Transmissionskoeffizient } \tau = \rho + 1$$

Erweitert man das infinitesimal kleine Leitungsstück zu einem kompletten Ersatzschaltbild eines TLM-Knotens (**T-Schaltung**, Abb. 3.2), was zu einer Symmetrisierung führt, und erweitert dieses Modell jetzt auf zwei Dimensionen (x,z) (Abb. 3.3), so erhält man den kompletten, für zwei Dimensionen notwendigen Satz von Differentialgleichungen:



**Abbildung 3.2:** Ersatzschaltbild (T-Schaltung) einer einfachen, verlustbehafteten Doppelleitung



**Abbildung 3.3:** Ersatzschaltbild eines Knotens im 2D-TLM-Modell

$$\frac{\partial V_y}{\partial x} = -L' \frac{\partial I_x}{\partial t} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial z} = -L' \frac{\partial I_z}{\partial t} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial I_x}{\partial x} + \frac{\partial I_z}{\partial z} = -2C' \frac{\partial V_y}{\partial t} \quad (3.7)$$

woraus durch Differenzieren nach der Zeit von 3.5 und 3.6 sowie Einsetzen in 3.7 folgt:

$$\frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2} = 2 L' C' \frac{\partial^2 V_y}{\partial t^2} \quad (3.8)$$

Diese Gleichung ist von einem allgemeinen Typ. Ein Ansatz mit den Maxwellgleichungen (siehe dazu auch 4, Gln. 4.1 – 4.4) führt in zwei Dimensionen auf ein äquivalentes Gleichungssystem (ohne Herleitung):

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} &= +\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= +\varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} &= 2 \mu \varepsilon \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Ein Vergleich von 3.8 mit 3.9 liefert daher ein Korrespondenzprinzip der Form

$$\begin{aligned} E_y &\equiv V_y \\ H_z &\equiv I_x \\ H_x &\equiv -I_z \\ \mu &\equiv L' \\ \varepsilon &\equiv 2 C' \end{aligned} \quad (3.10)$$

Dabei muß man jedoch beachten, daß aus der Leitungstheorie der Zusammenhang

$$\frac{1}{\sqrt{L' C'}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} = c_0$$

folgt. Ein Vergleich mit obigen Gleichungen zeigt, daß sich das TLM-Netz wie ein Medium mit der relativen dielektrischen Konstanten  $\varepsilon_r = 2$  verhält. Daraus folgt, daß die Phasengeschwindigkeit auch kleiner ist als die des Freiraums, es gilt:

$$c_{\text{TLM}} = \frac{c_0}{\sqrt{2}}$$

### 3.1.2 Grenzen der Methode

Es gibt allerdings noch eine weitere Einschränkung. Die oben durchgeführten Berechnungen wurden für infinitesimal kleine Knoten durchgeführt. Dies ist praktisch mit einem vertretbaren Aufwand an Rechenzeit und Hauptspeicherbedarf nicht annäherungsweise zu realisieren. Daher muß beachtet werden, daß die Elementarzellen des TLM-Netzes eine endliche Größe haben und möglicherweise die Wellenlängen der simulierten Felder in die Größenordnung der Knotenabstände geraten.

Dazu muß man die Ausbreitung der Wellenfront im TLM-Netz entlang der Achsen und diagonal dazu getrennt betrachten. Bei der diagonalen Ausbreitung treffen die Pulse immer phasenrichtig aufeinander. Die Ausbreitung entlang der Achsen ist jedoch, was die Geschwindigkeit angeht, frequenzabhängig. Es zeigt sich, daß für die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_n$  im TLM-Gitter entlang der Achsen, normiert auf die Geschwindigkeit  $c_0$  im Vakuum, folgende Beziehung gilt [29]:

$$\frac{c_n}{c_0} = \frac{\pi \Delta l / \lambda}{\sin^{-1} [\sqrt{2} \sin (\pi \Delta l / \lambda)]} \quad (3.11)$$

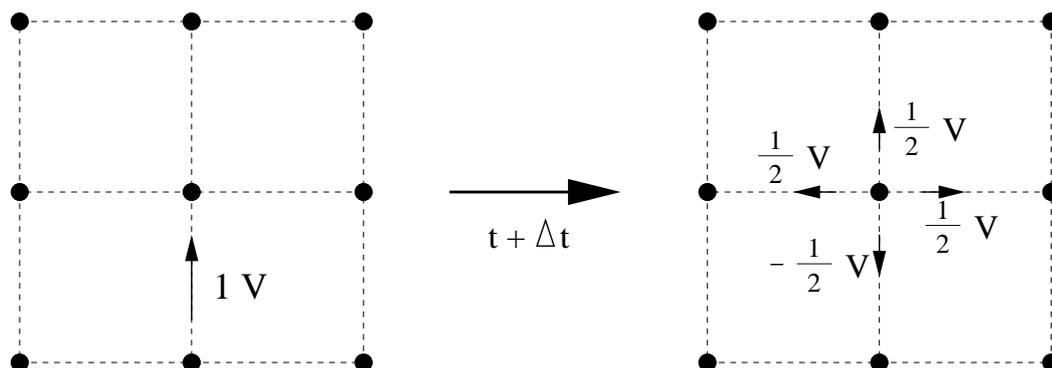
Dabei ist die auf die Wellenlänge normierte Länge zwischen zwei Knoten ( $\Delta l / \lambda$ ) als freie Variable zu betrachten. Man stellt fest, daß für infinitesimal kleine Gitterabstände der Wert für die Ausbreitung entlang der Achsen gleich der für die diagonale Ausbreitung ist ( $c_n / c_0 \approx 0.707$ ), aber schon für Werte von  $\Delta l / \lambda \approx 0.25$  auf einen Wert von  $c_n / c_0 \approx 0$  absinkt. Die Knoten wirken somit als  $\lambda/4$ -Schichten!

Somit ist eine Grenzwellenlänge (Cut-Off-Frequenz) gegeben, ab der die Simulation keine praktische Aussage mehr hat. Bei der Anwendung der TLM-Methode ist also darauf zu achten, daß stets die Gitterabstände der Knoten klein genug gegenüber den interessierenden Frequenzen bleiben.

Ein weitere Einschränkung ergibt sich aus der Anlage als 2D-Simulation selbst. Da sowohl Ströme als auch Spannungen entlang der Knotenlinien fixiert sind, kann man als Ergebnis natürlich nur TE-Moden erhalten. Dies ist zwar direkt aus dem Modell ersichtlich, soll aber hier explizit angemerkt werden, daß es z.B. bei der Simulation von Resonatoren oder Hohlleiterstrukturen zu einer Reduzierung der Moden führt.

### 3.1.3 Iterationsvorschriften

Nachdem nun die fundamentalen Einschränkungen dargestellt wurden, soll nun kurz erläutert werden, wie die Ausbreitung der Wellenfronten im TLM-Gitter simuliert wird. Dazu sei an einen Knoten (Index  $i$ ) eine Eingangsspannung in Form eines auf 1 normierten Deltapulses angelegt (Abb. 3.4).



**Abbildung 3.4:** Ersatzschaltbild eines Knotens im 2D-TLM-Modell

Unter der Annahme eines homogenen Mediums (alle Impedanzen und Admittanzen der Knoten haben den gleichen Betrag) stellen sich für den einlaufenden Puls die drei abgehenden Zweige des Knotens als schlichte Parallelschaltung dar. Somit kann man einfach die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten berechnen:

$$\rho_i = \frac{\frac{1}{3} Z_0 - Z_0}{\frac{1}{3} Z_0 + Z_0} = -\frac{1}{2}$$

$$\tau_i = 1 + \rho_i = +\frac{1}{2}$$

Der einlaufende Puls der Größe 1 wird somit in vier Pulse auf die ausgehenden Zweige des Knotens aufgeteilt, die in der Summe wieder 1 ergeben (Energieerhaltung!). Diese vier ausgehenden Pulse werden nun zu den Eingangspulsen der vier benachbarten Knoten im nächsten Iterationsschritt.

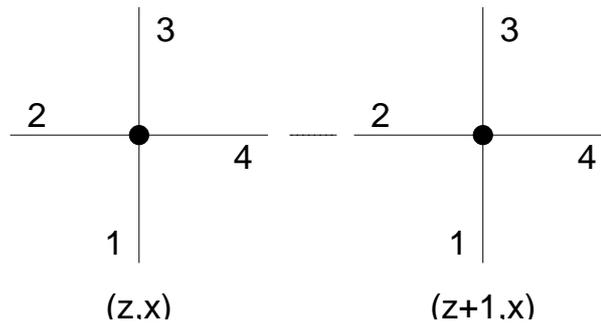
Im allgemeineren Fall werden über alle vier Zweige eines Knotens zu einem Iterationsschritt  $k$  Pulse einlaufen. Die Rechenvorschrift für diesen Fall lautet daher:

$${}_{k+1}V_n^r = \frac{1}{2} \left( \sum_{m=1}^4 {}_kV_m^i \right) - {}_kV_n^i \quad (3.12)$$

Dabei notiert der Index  $i$  den einlaufenden und  $r$  den reflektierten Puls. Dies läßt sich bequemer als Streumatrix darstellen:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}_{k+1}^r = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}_k^i \quad (3.13)$$

Nun muß noch die Vorschrift erstellt werden, in der die Pulse von einem Knoten zum anderen übertragen werden, um vom Iterationsschritt  $k \rightarrow k+1$  zu gelangen. Dazu numeriert man die Zweige eines Knotens, in diesem Fall gegen den Uhrzeigersinn, durch (Abb. 3.5).




---

**Abbildung 3.5:** Anordnung der Zweige eines TLM-Knotens

---

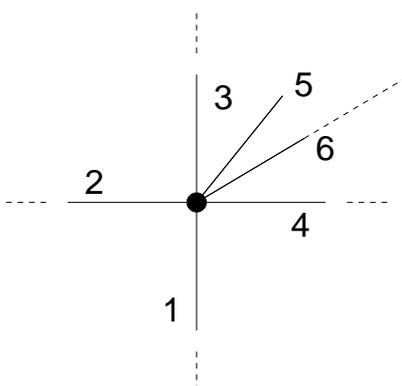
Wie bereits oben angesprochen, werden die nach der Streuung reflektierten Pulse eines Knotens im nächsten Iterationsschritt zu den Eingangspulsen der Nachbarknoten. Der Abstand zwischen zwei Knoten ist dabei, wie oben,  $\Delta l$ . Es gilt:

$$\begin{aligned} {}_{k+1}V_1^i(z, x) &= {}_{k+1}V_3^r(z, x-1) \\ {}_{k+1}V_2^i(z, x) &= {}_{k+1}V_4^r(z-1, x) \\ {}_{k+1}V_3^i(z, x) &= {}_{k+1}V_1^r(z, x+1) \\ {}_{k+1}V_4^i(z, x) &= {}_{k+1}V_2^r(z+1, x) \end{aligned} \quad (3.14)$$

### 3.1.4 Verlustbehaftete Medien

Die TLM-Methode reduziert die Materie, wie oben bereits dargelegt, auf die Streueigenschaften der Knoten. Um verlustbehaftete Materie zu simulieren, hat man an dieser Stelle zwei Möglichkeiten. Die eine ist, die Leitung selbst mit einem Dämpfungsterm der Form  $e^{-\frac{\Delta l}{\delta}}$  zu belegen, oder aber, die Verluste ebenfalls zu Eigenschaften der Knoten zu machen. Die erste Möglichkeit hat dabei allerdings den Nachteil, daß  $\delta$ -Pulse bei höheren Verlusten stark verzerrt werden, da dieser Term die Geschwindigkeitsdispersion (3.11) noch verstärkt. Die Wahl fiel daher auf die zweite Möglichkeit.

Zur Simulation der Verluste muß zweierlei möglich sein: zum einen eine Polarisierung der Knoten (Energiespeicherung), zum anderen eine Signaldämpfung (Energieverlust). Dies wird durch zwei zusätzliche Zweige für jeden Knoten erreicht (Abb. 3.6).




---

**Abbildung 3.6:** Realisierung von Verlusten durch zusätzliche Verzweigungen innerhalb der Knoten.

---

Die eine Leitung (5) stellt dabei eine Polarisationsleitung, die andere (6) eine Verlustleitung dar. Die Polarisationsleitung ist auf die Länge  $\Delta l/2$  fixiert, um ein phasenrichtiges Zusammenlaufen der Pulse in jedem Iterationsschritt zu gewährleisten, und erzeugt eine Reflexion am offenen Ende. Die Verlustleitung ist reflexionsfrei abgeschlossen und damit virtuell unendlich lang. Sie führt Energie ab.

Die Polarisationsleitung wird durch eine relative Kapazität  $y_0$  charakterisiert, die in jedem Knoten eine zusätzliche Kapazität  $C'y_0\Delta l/2$

hinzufügt. Die Gesamtkapazität des Knotens wird damit zu

$$2C' \Delta l \left(1 + \frac{y_0}{4}\right)$$

Darüber hinaus ist durch die Verlustleitung eine Leitfähigkeit  $C' g_0 c_0$  parallel geschaltet. Eingehende Pulse auf einen Knoten werden somit auf sechs Leitungen verteilt, wobei jedoch nur fünf davon reflektierte Pulse erzeugen. Die Verlustleitung ist reflexfrei abgeschlossen und muß daher bei der Streuung nicht als Pulsquelle in Betracht gezogen werden. Nur die Polarisationsleitung erzeugt eine zusätzliche Spannung  $V_5$ .

Die Streumatrix 3.13 muß daher modifiziert werden ( $y = 4 + y_0 + g_0$ ):

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \\ V_5 \end{bmatrix}_{k+1}^r = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} -(y-2) & 2 & 2 & 2 & 2y_0 \\ 2 & -(y-2) & 2 & 2 & 2y_0 \\ 2 & 2 & -(y-2) & 2 & 2y_0 \\ 2 & 2 & 2 & -(y-2) & 2y_0 \\ 2 & 2 & 2 & 2 & 2y_0 - y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \\ V_5 \end{bmatrix}_k^i \quad (3.15)$$

Betrachtet man ein Medium mit einer dielektrischen Funktion

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_r + \frac{\sigma}{i\omega} \quad ,$$

so gelten als Modifikation von 3.10 folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} \mu_0 &\equiv L' \\ \varepsilon_0 &\equiv 2C' \\ \varepsilon_r &\equiv 1 + y_0/4 \\ \sigma &\equiv g_0 C' c / \Delta l \end{aligned} \quad (3.16)$$

Das Beladen der Knoten mit dielektrischen Verlusten hat natürlich auch Einfluß auf die Geschwindigkeitsdispersion 3.11. Sie wird zu:

$$\frac{c_n}{c_0} = \frac{\pi \Delta l / \lambda}{\sin^{-1} \left[ \sqrt{2(1 + y_0/4)} \sin(\pi \Delta l / \lambda) \right]} \quad . \quad (3.17)$$

Somit reduziert auch diese Methode zur Implementierung von Verlusten die nutzbare Frequenz für die Simulation.

### 3.1.5 Randbedingungen

Neben der eigentlichen Simulation der Feldverteilungen im zu untersuchenden Raumgebiet sind natürlich die Randbedingungen dieses Volumens von großer Wichtigkeit. Mit sehr geringem Aufwand können die hier benutzten Typen implementiert werden. Dabei muß zwischen verlustfreien (elektrische und magnetische Wand) und verlustbehafteten (z.B. Abstrahlung in den Freiraum) Randbedingungen unterschieden werden.

**Magnetische Wand:** Hier handelt es sich um eine verlustfreie Randbedingung, die bei der Simulation magnetischer Felder eingesetzt werden kann. Der Reflexionskoeffizient des Randknotens wird dabei auf  $\rho = 1$  gesetzt, was einer Reflexion am offenen Ende entspricht.

Um ein phasengleiches Zusammenlaufen der Pulse zu erreichen, muß die das Simulationsvolumen abschließende „Wand“ sich genau zwischen zwei Knoten im Abstand  $\Delta l/2$  befinden.

**Elektrische Wand:** Der Reflexionskoeffizient der elektrischen Wand ist  $\rho = -1$ , was einem Kurzschluß entspricht. Diese Randbedingung findet ihre Anwendung bei der Simulation elektrischer Felder als „Spannung“  $V$ . Für die Position dieser Wand gelten die gleichen Bedingungen wie bei der magnetischen Wand.

**Abstrahlung an den Freiraum:** Bei dieser Art des Randabschlusses wird jeder Knoten im Rand mit dem Wellenwiderstand des Freiraums abgeschlossen. Es gilt  $Z_L = Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ . Dies erzeugt einen Reflexionskoeffizienten  $\rho = 0$ . Die einlaufenden Pulse erzeugen daher im Randknoten keine rücklaufenden ausgehenden Pulse. Man muß jedoch an dieser Stelle beachten, daß es sich damit, je nach Füllung des Simulationsvolumens, um eine Diskontinuität handelt, so daß Reflexionen in das Simulationsvolumen hinein entstehen. Trotzdem ist dies eine leicht zu handhabende Methode, um Energie aus dem Gesamtsystem abzuführen.

Es besteht über diese drei angesprochenen Punkte hinaus noch die Möglichkeit, eine dem Simulationsvolumen angepaßte Randbedingung zu erzeugen (angepaßte Leitung). Dies ist jedoch naturgemäß ein schmalbandiges Verfahren, welches eine Spektralanalyse mittels einer Fourier-Transformation der Signale ad absurdum führen würde. Auf eine Implementation wurde daher verzichtet.

## 3.2 Implementation

Das vorliegende TLM-Programm wurde in der Programmiersprache C++ erstellt. Zum einen besteht bei dieser Art der Diskretisierung kein Bedarf an komplexen Zahlen, zum anderen läßt sich die Darstellung der Materialeigenschaften als Eigenschaften der Streuzentren sehr elegant als Klasse innerhalb dieser Programmiersprache abbilden. Die Materialeigenschaften sind dort als innere Parameter (private member variables) des Datentyps „Knoten“ verankert, die gesamte Logik der Streuung und des Pulsaustauschs mit den Nachbarknoten als interne Funktion des jeweiligen Knotens (public member functions). Vereinfacht gesagt: Jeder Knoten weiß selber, wie er auf einen einlaufenden Puls reagieren muß. Der Knoten stellt sich als „Black Box“ dar, der auf eine beliebige Eingabe mit der korrekten Ausgabe von gestreuten Pulsen reagiert. Dies ermöglicht auch die bequeme Darstellung von inhomogenen Medien, da jedem Knoten seine eigenen Materialwerte mitgegeben werden können. Weiterhin kann jeder Knoten mit einer gewissen Intelligenz ausgestattet werden, die zum Beispiel auch weitergehende Anfragen an einen Knoten gestatten, wie zum Beispiel nach seinem Energie-Inhalt.

Darüber hinaus genießt man bei der Erstellung noch die Vorteile, die diese Programmiersprache mit sich bringt; genannt seien nur die Vererbung und die starke Typenüberprüfung, welche die Wiederverwendbarkeit der erstellten Module erhöht und die Fehlerhäufigkeit reduziert. Als Nachteil muß dagegen ein erhöhter Bedarf an Hauptspeicher genannt werden, was bei der heutigen Ausstattung selbst von Desktop-PC's allerdings keine Rolle mehr spielt. Bei einer Kantenlänge der Elementarzellen von 1mm können auf solchen PC-Systemen ohne weiteres Strukturen bis zu einigen Metern Ausdehnung gerechnet werden (bei 512MB Hauptspeicher und mehr).

Die vorliegende Version **tlm2d V1.1** wurde auf einem PC unter Linux entwickelt. Als Compiler dient der *GNU-g++* (Version gcc version 2.95.2 19991024 (release)). Das Programm läßt sich aber problemlos sowohl unter HP/UX als auch AIX sowie Solaris (2.6 oder neuer) übersetzen. Es kann bei Interesse aus dem Internet unter der Adresse <http://www.leinders.de/TLM/> bezogen werden. Im Anhang findet sich die Definition der Klasse „*node*“, mit der die Knoten im Programm realisiert wurde.

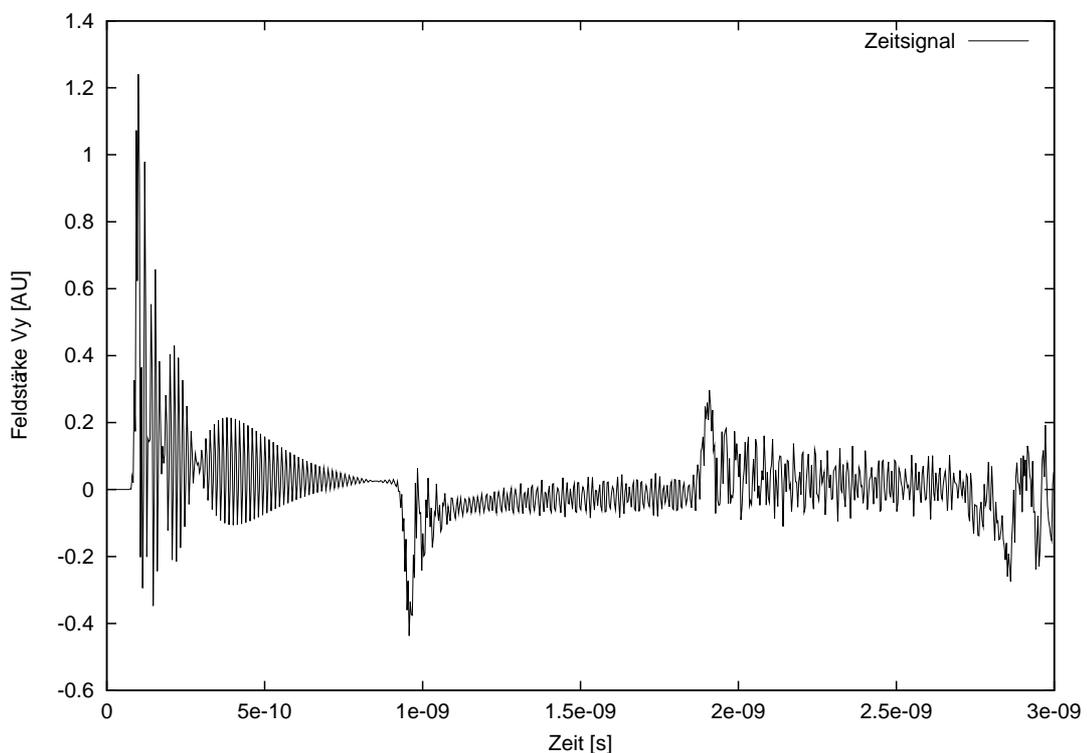
### 3.3 Verifikation des Verfahrens

Zunächst wurde zu Testzwecken der einfache Fall eines Rechteckhohlleiterresonators simuliert. Dabei wurden die erhaltenen Resonanzfrequenzen (nach Fourier-Transformation des von der Simulation berechneten Zeitsignals) mit den theoretisch zu ermittelnden (siehe dazu [19].) verglichen.

Im vorliegenden Fall wurde ein Resonator mit der Ausdehnung von  $60 \times 20 \text{ cm}^2$  simuliert, die Kantenlänge der Knoten betrug 1 mm. Die einstrahlende Antenne befand sich (in auf die Kantenlänge normierten Koordinaten) an der Position (280, 100), der Detektor an der Position (300, 100).

Angeregt wurde das System mit einem einzelnen Puls der Amplitude  $V = 20 \text{ V}$ . Dies entspricht bei dieser Art der Diskretisierung einem Delta-Puls, so daß dem System gleichzeitig alle Frequenzen angeboten wurden.

Man erkennt in Abb. 3.7 sehr schön das Auftreten des Signals, nach



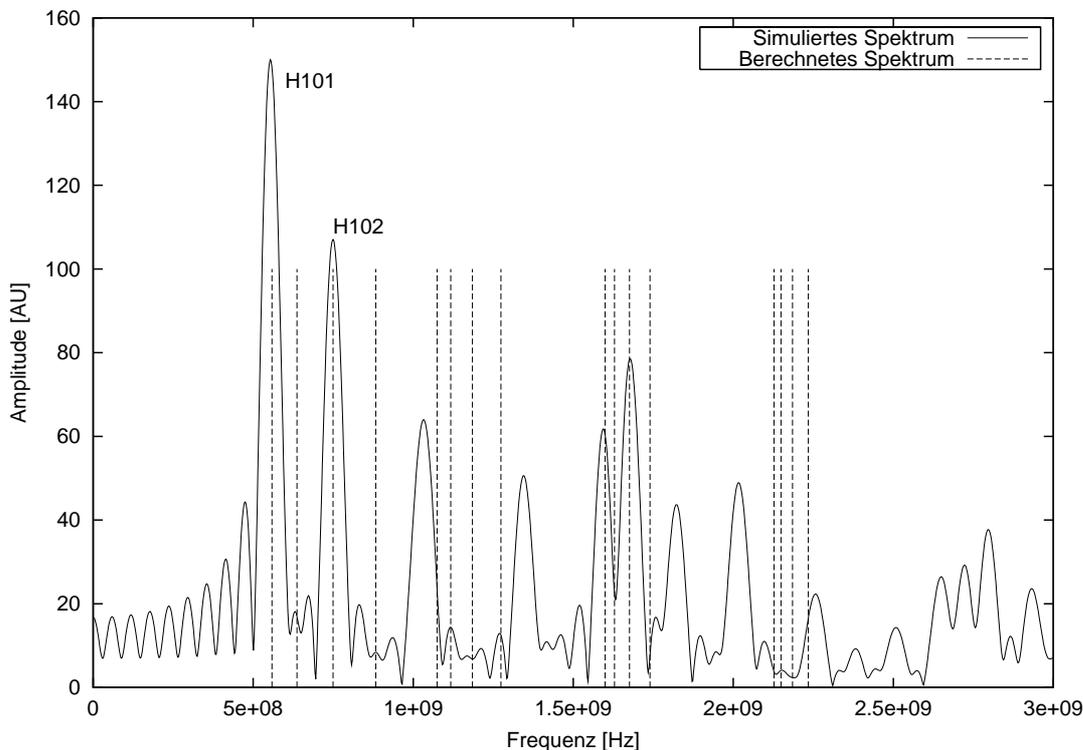
**Abbildung 3.7:** *Typisches Zeitsignal einer TLM-Simulation. Hier das Signal eines Rechteckhohlleiterresonators mit der Kantenlänge  $60 \times 20 \text{ cm}^2$*

dem die Wellenfront die Strecke von 2 cm zwischen Sender und Empfänger zurückgelegt hat. Auch die ersten Reflexionen von der metallischen Wand (mit Phasensprung) sind gut zu erkennen (bei ca.  $9 \cdot 10^{-10}$  s und  $1.9 \cdot 10^{-9}$  s). Danach wird das Signal aufgrund der vielfältigen Überlagerungen der verschiedenen Wellenfronten sehr unregelmäßig.

Um die Simulation qualitativ auswerten zu können, muß man mit Hilfe einer Fourier-Transformation in den Frequenzraum wechseln<sup>1</sup>.

In Abb. 3.8 ist das durch die Transformation gewonnene Frequenzspektrum dargestellt. Man erkennt deutlich die Grundmoden, die (in willkürlichen Einheiten) auch die größte Amplitude hat. Mit eingezeichnet ist das theoretisch berechnete Spektrum der TE-Moden (dabei ist auf die reduzierte Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c = c_0/\sqrt{2}$  zu achten). Durch die Detektorposition kann man allerdings keine Moden sehen, die auf der

<sup>1</sup> Dazu wurde trotz zahlreich vorhandener kommerzieller Pakete ein eigenes Programm *cfft* entwickelt. Dieses kann ebenfalls unter <http://www.leinders.de/TLM/> heruntergeladen werden.



**Abbildung 3.8:** Fouriertransformiertes Frequenzspektrum des Zeitsignals aus Abb. 3.7

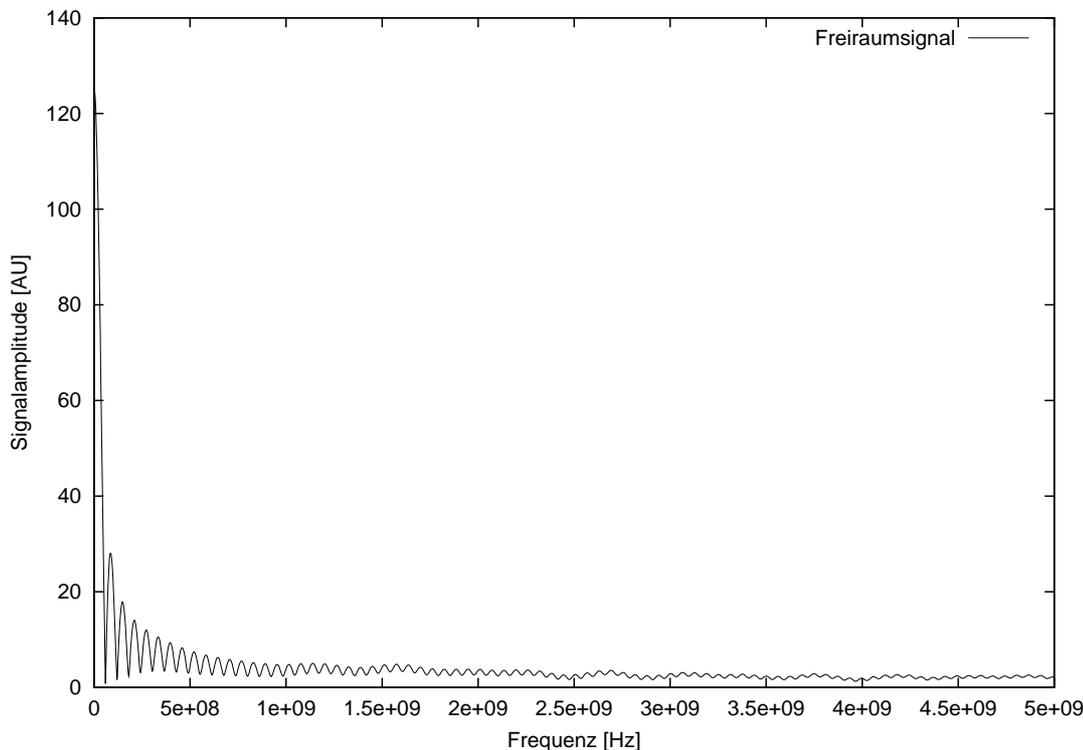
Mittellinie in Längsrichtung einen Knoten aufweisen. Die Verschiebung bei höheren Frequenzen erklärt sich durch die in Abschnitt 3.1.2 angesprochene Geschwindigkeitsdispersion in axialer Ausbreitungsrichtung.

Um die Güte der Randbedingungen bei Abstrahlung in den Freiraum zu testen, wurde auch dieser Modus getestet. Es handelt sich um die gleiche Geometrie wie beim obigen Resonator, nur mit dem Unterschied, daß die Wände mit reflexionsfreien Randknoten ( $\rho = 0$ ) belegt sind.

Wie sich in Abb. 3.8 anhand der niederfrequenten Oszillationen bereits angedeutet hat, sieht man in Abb. 3.9 einen beachtlichen Gleichspannungsanteil im Frequenzspektrum. Dieser entsteht bei der Art der Anregung durch einen einzelnen, scharfen Puls bei  $t = 0$ . Um diese Verunreinigung des Spektrums herabzusetzen, ist es sinnvoll, den „echten“  $\delta$ -Puls durch einen angenäherten Puls der Form

$$V_P(t) = V_0 \cdot e^{-\frac{(t-t_0)^2}{\delta_0}} \quad (3.18)$$

zu ersetzen.



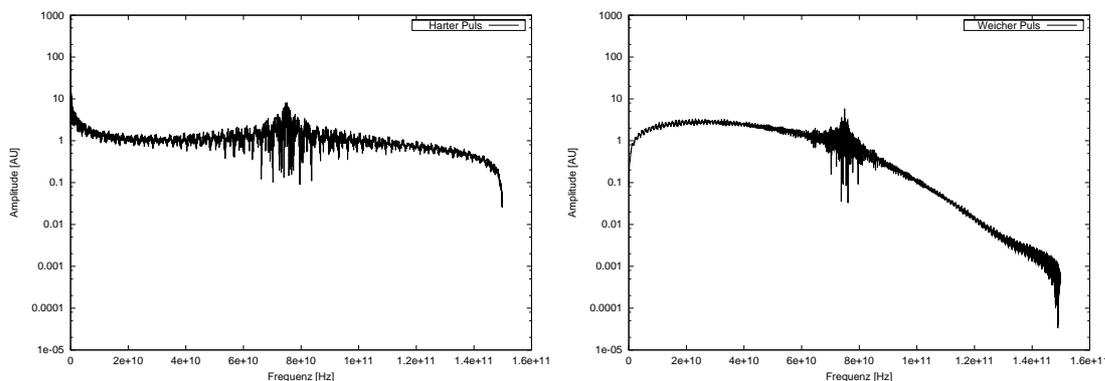
**Abbildung 3.9:** Frequenzspektrum eines  $\delta$ -Pulses im System mit offenen Rändern

Als empirische Werte wurden dabei  $t_0 = 5$  und  $\delta_0 = 3.5$  benutzt. Diese erzeugen eine Anregung in Form einer Glockenkurve, deren merkliche Beiträge 10 Iterationsschritte lang anhalten und bei  $t = 5 \cdot dt$  ihr Maximum haben.

In Abb. 3.10 ist deutlich zu sehen, daß das Frequenzspektrum bei Anregung mit dem durch 3.18 erzeugten „weichen“  $\delta$ -Puls keine Gleichspannungsanteile mehr hat. Zur besseren Auflösung sind beide Diagramme mit einer logarithmischen Amplitude aufgetragen. Außerdem ist der Vollständigkeit halber das komplette aus der Fourier-Transformation hervorgehende Frequenzband bis hin zur Nyquist-Frequenz angegeben. Man erkennt bei ca. 75 GHz auch die (durch die logarithmische Auftragung sehr verstärkte) kleine Resonanz, die durch die Knoten selber hervorgerufen wird. Hier handelt es sich genau um die Frequenz, bei der die Knoten als  $\lambda/4$ -Schicht wirken. Es handelt sich somit um eine Pseudo-Resonanz, die zudem weit im durch die Geschwindigkeitsdispersion nicht mehr nutzbaren Frequenzbereich liegt.

Insgesamt gesehen erzeugt die Anregung mit einem weichen Puls einen sehr viel saubereren Signalverlauf. Man darf diesen Puls allerdings nicht vollständig mit einem physikalischen  $\delta$ -Puls identifizieren. Es handelt sich hierbei lediglich um einen numerischen Trick, um iterative Schmutzeffekte zu minimieren, die durch die immer begrenzte Genauigkeit bei der Darstellung von Fließkommazahlen entstehen. Dem System werden tatsächlich alle Frequenzen zur Verfügung gestellt.

Als nächstes muß, um die Korrektheit der Simulation zu bestäti-

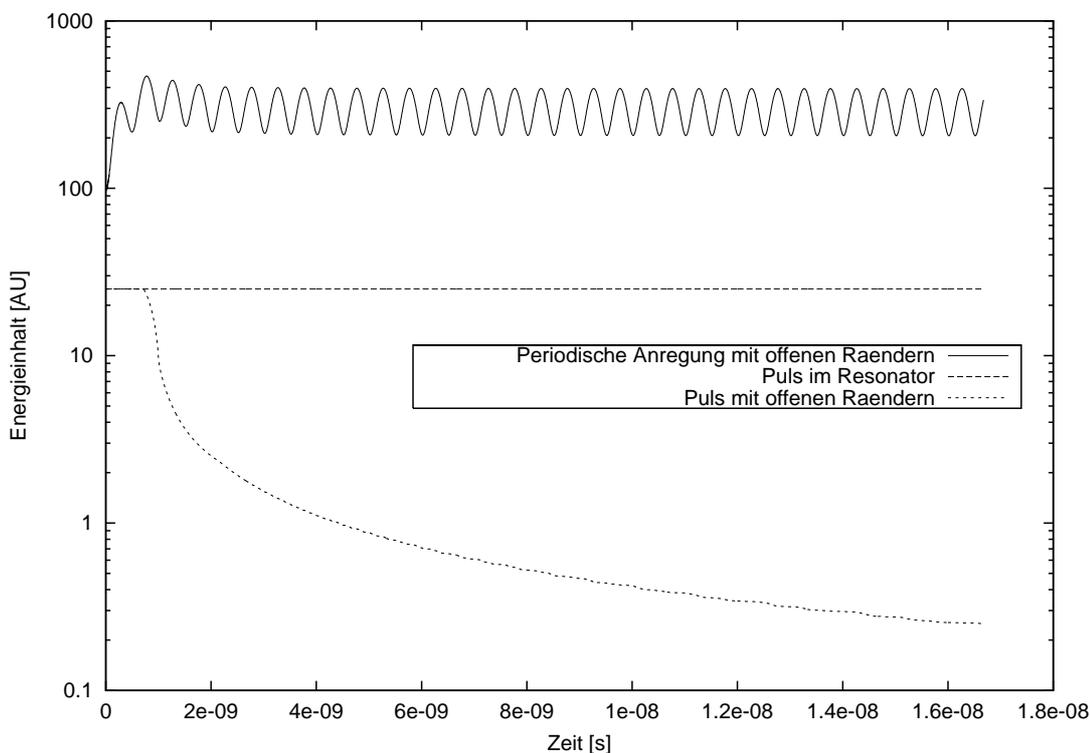


**Abbildung 3.10:** Vergleich des Frequenzspektrums im „Freifeld“ bei Anregung mit „hartem“ (links) oder „weichem“  $\delta$ -Puls (rechts)

gen, noch der „Energieinhalt“  $E_{Sum}$  des simulierten Systems untersucht werden. Dabei handelt es sich nicht um den echten Energieinhalt, da die magnetischen Felder in der Simulation nicht enthalten sind. Als verknüpfte Größe kann man jedoch das Amplitudenquadrat  $E_{Sum} = \sum_i V_i^2$  betrachten.

In Abb. 3.11 ist der Verlauf des Energieinhalts gegen die Zeit aufgetragen. Wie man sieht, verhält sich das System wie erwartet. Bei einem einzelnen Puls bei reflektierenden Wänden (Resonator) bleibt der Energieinhalt aufgrund der perfekt leitfähigen Wände (unbeschränkte Güte des Resonators) konstant. Bei offenen Rändern fließt die Energie konstant ab und bei periodischer Anregung (bei offenen Rändern) steigt der Energieinhalt zunächst an, oszilliert jedoch nach Erreichen der Ränder durch die Wellenfronten mit der Anregung.

Da in dieser Variante die Materialeigenschaften in den Streuknoten zusammengezogen wurde, kann man bequem inhomogene Materialien

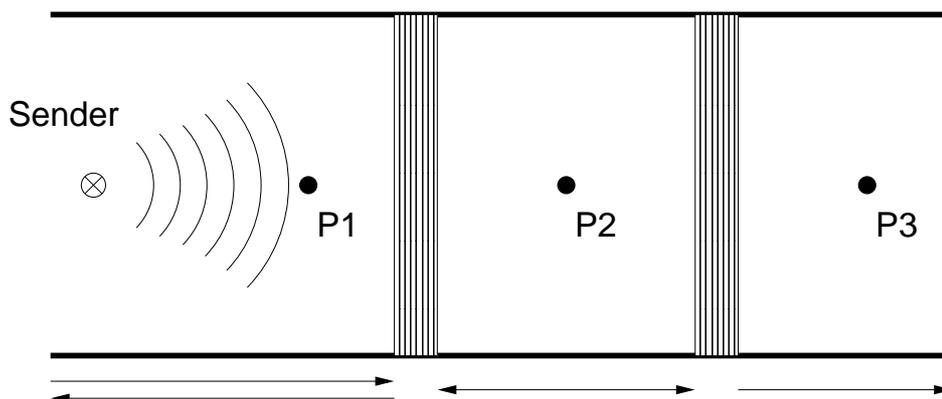


**Abbildung 3.11:** Energieinhalt eines Systems der Größe  $(200 \times 200) \text{ cm}^2$  bei offenen und geschlossenen Rändern mit verschiedenen Anregungen

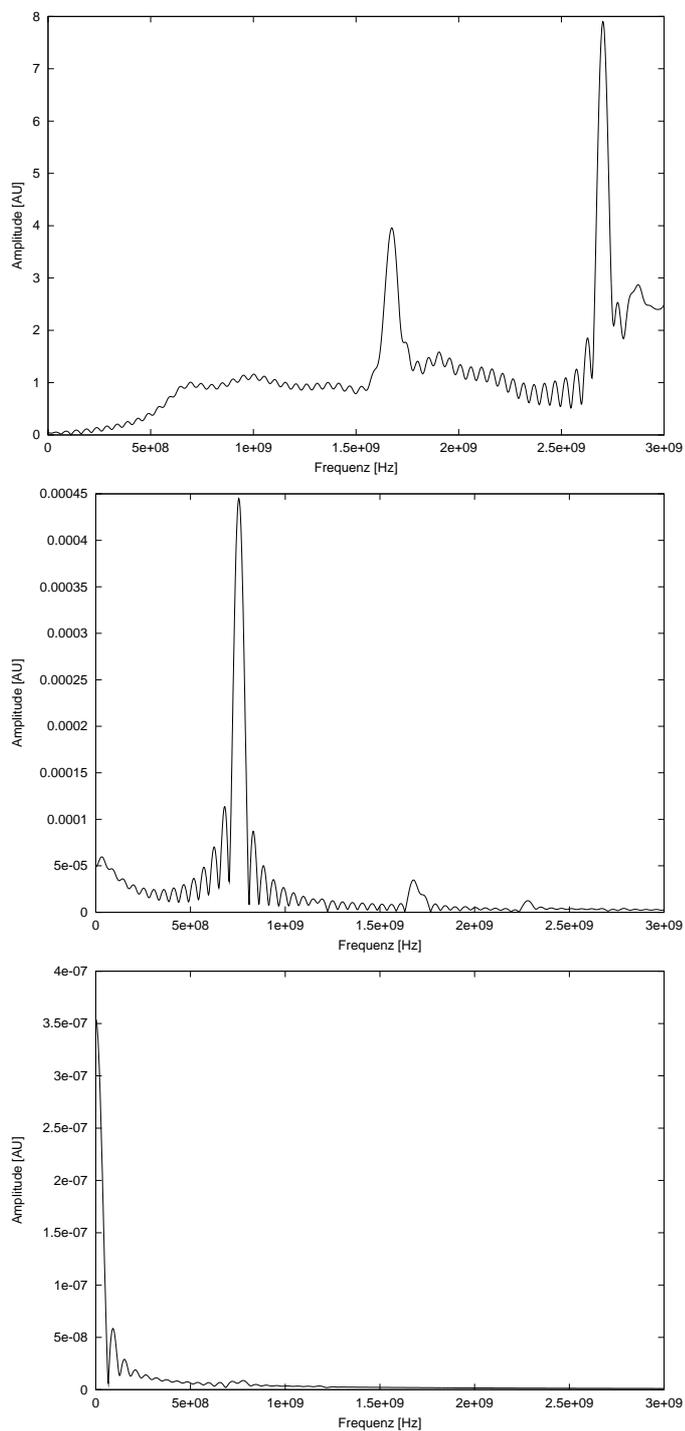
oder scharfe Grenzflächen erzeugen. Zur Demonstration wurde daher ein Rechteckhohlleiter simuliert, in den orthogonal zur Wellenführung zwei transparente Wände mit einer relativen Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_r = 50$  eingezogen wurden. Die Ausdehnung des Systems betrug  $60 \times 20 \text{ cm}^2$ , die Wände waren  $20 \text{ cm}$  auseinander und  $5 \text{ mm}$  dick (Abb. 3.12).

An der Stelle (100,100) (normiert auf die Knotenlänge von  $1 \text{ mm}$ ) befand sich der Sender, an den Stellen P1 (150,100), P2 (300,100) und P3 (500,100) die jeweiligen Empfangsantennen. Die von diesen Detektoren aufgenommenen Frequenzspektren sind in Abb. 3.13 dargestellt.

Im oberen Bild sieht man eine Antenne, die sich vor der ersten Wand befindet. Das Frequenzspektrum wird beherrscht von der Reflexion an dieser Wand, die zusammen mit den Hohlleiterwänden und dem offenen Rand bei der Einstrahlung in den Freiraum wie ein modifizierter Resonator wirken. Die Reflexion ist mit einem Koeffizienten von  $\rho \approx 0.75$  relativ stark, so daß nur der vierte Teil der Feldstärke die Wand durchdringt. Bei der Reflexion an der zweiten Wand davon geht noch einmal ein Viertel verloren, und dies geschieht danach bei jeder weiteren Reflexion. Es ist somit nicht verwunderlich, daß das Frequenzspektrum im mittleren Teil von Abb. 3.13 zwar die erwartete Resonanz der beiden Wände zeigt, jedoch die Amplitude um Größenordnungen kleiner ist als vor dem Doppelwall. Hinter den beiden Wänden ist keine Resonanz mehr feststellbar, sondern nur noch das Abfließen der Fronten in den Freiraum.



**Abbildung 3.12:** Skizze des Rechteckhohlleiters mit eingeschobener Doppelwand



**Abbildung 3.13:** Frequenzverteilung vor den Wänden (oben), zwischen den Wänden (Mitte) und hinter den Wänden (unten) mit  $\varepsilon_r = 50$

## 3.4 Simulationen

Obwohl das Programm ursprünglich zur Simulation von Absorberstrukturen gedacht war, zeigte sich nach diversen Tests, daß die Festlegung auf reine TE-Moden keine neuen Erkenntnisse über die störenden Longitudinalkomponenten der Feldstärken erbrachten. Zu diesem Zweck müßte das TLM-Modell auf eine echte 3D-Simulation erweitert werden, was aufgrund des erheblichen Aufwandes nicht mehr in Angriff genommen wurde. Statt dessen wurde eine Zeitbereichssimulation mit einer Diskretisierung nach Yee implementiert (siehe dazu Abschnitt 4). Dennoch wurde das Programm **tlm2d** benutzt, um bestimmte Phänomene simulativ zu untersuchen.

### 3.4.1 Freiraumabstrahlung zwischen zwei Metallplatten

Von der Konfiguration des durchlässigen Doppelwalls gelangt man durch eine drastische Erhöhung der Leitfähigkeit zu Wänden, die Metallplatten gleichen und eine Reflexion mit einem Koeffizienten von  $\rho \approx -1$  erzeugen. Stellt man einen Sender (einen Herzschen Dipol) zwischen die Platten und regt ihn mit einer vorgegebenen Frequenz an, so kann man an dem querab zu den Platten vorhandenen Empfänger die Stärke des vom Gesamtsystem Platten/Sender abgestrahlten Signals aufzeichnen. Eine schematische Skizze ist in Abb. 3.14 dargestellt.

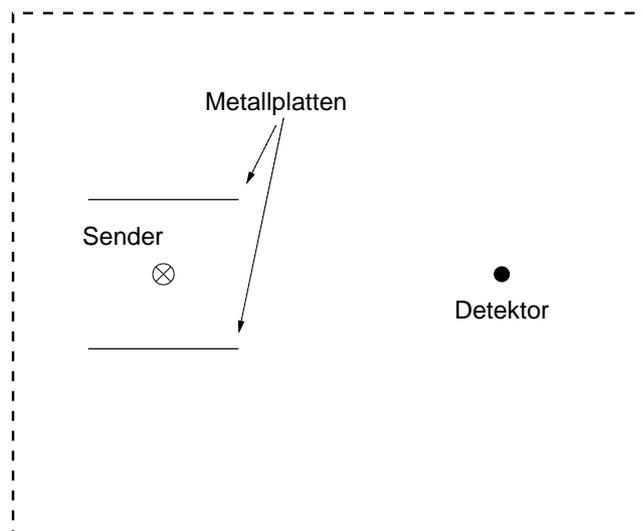
In der Simulation wurde diese Anordnung in einem Volumen der Größe  $600 \times 300 \text{ mm}^2$  realisiert, wobei sich die Metallplatten auf den Linien  $(50,50) \rightarrow (300,50)$  und  $(50,250) \rightarrow (300,250)$  befinden. An der Position  $(175,150)$  steht der Sender, bei  $(500,150)$  der Empfänger. Alle Koordinaten sind auf die Kantenlänge der TLM-Knoten normiert.

Die Metallplatten haben somit einen Abstand von 0.2 m. Um metallische Eigenschaften dieser Platten zu gewährleisten, wurde eine Leitfähigkeit von  $\sigma = 1 \cdot 10^8 \frac{1}{\Omega m}$  eingesetzt.<sup>2</sup>

Um das Emissionsverhalten des Dipols zu bestimmen, wurden nun eine ganze Reihe von Simulationsläufen durchgeführt, in denen das System an der Sendeposition mit einer festen Frequenz angeregt wurde. Die Ränder des Simulationsgebietes waren offen, d.h. an dieser Stelle wurde die Wellenfronten in den Freiraum abgestrahlt. Die Signale wur-

---

<sup>2</sup> Zum Vergleich: Kupfer verfügt über eine Leitfähigkeit von  $\sigma = 5.88 \cdot 10^7 \frac{1}{\Omega m}$



**Abbildung 3.14:** Schematische Skizze des Herzschen Dipols zwischen zwei Metallplatten

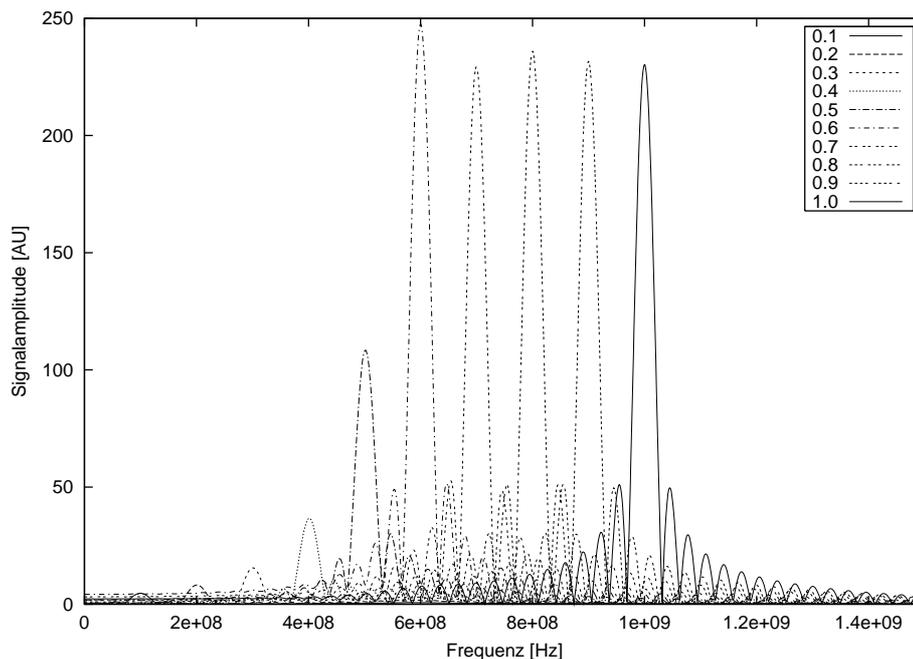
den an der Detektorposition gemessen und nach Fourier-Transformation die Amplitude des Sendesignals bestimmt.

Anstatt nun den Plattenabstand  $d$  zu variieren, wurde die Frequenz des Senders so durchgestimmt, daß der Bereich  $\lambda = d$  bis  $\lambda = 10 \cdot d$  abgedeckt wurde. Bei dem gegebenen Plattenabstand von  $d = 0.2\text{ m}$  entspricht diese Distanz einer Wellenlänge von 1.0599 GHz.

In Abb. 3.15 ist der Signalverlauf für die verschiedenen Anregungsfrequenzen aufgetragen. Der Kurve mit der größten Resonanzfrequenz gehört zu derjenigen Anregungsfrequenz, bei der die Wellenlänge gerade dem Plattenabstand entspricht. Die an dieser Stelle interessierende Größe ist der Quotient  $\frac{d}{\lambda}$ , welcher genau den Bruchteil angibt, den die Wellenlänge in Bezug auf den Plattenabstand ausmacht. In der Legende des Diagramms sind die Kurven daher auch mit diesem Bruchteil markiert.

Man erkennt deutlich, daß die am Empfänger aufgenommene Signalstärke bis zu einer Anregungsfrequenz von  $\nu \approx 0.6\text{ GHz}$  konstant bleibt. Geht man mit der Frequenz weiter herunter, so läßt die Signalstärke stark nach, bis sie bei ca. 0.3 GHz unter 10% abgefallen ist. Die Emission ist allerspätestens hier deutlich unterdrückt.

Um den interessantesten Bereich deutlicher darzustellen und zu entzerren, wurde das Frequenzband  $[4, \dots, 6]\text{ GHz}$  genauer untersucht (Abb.



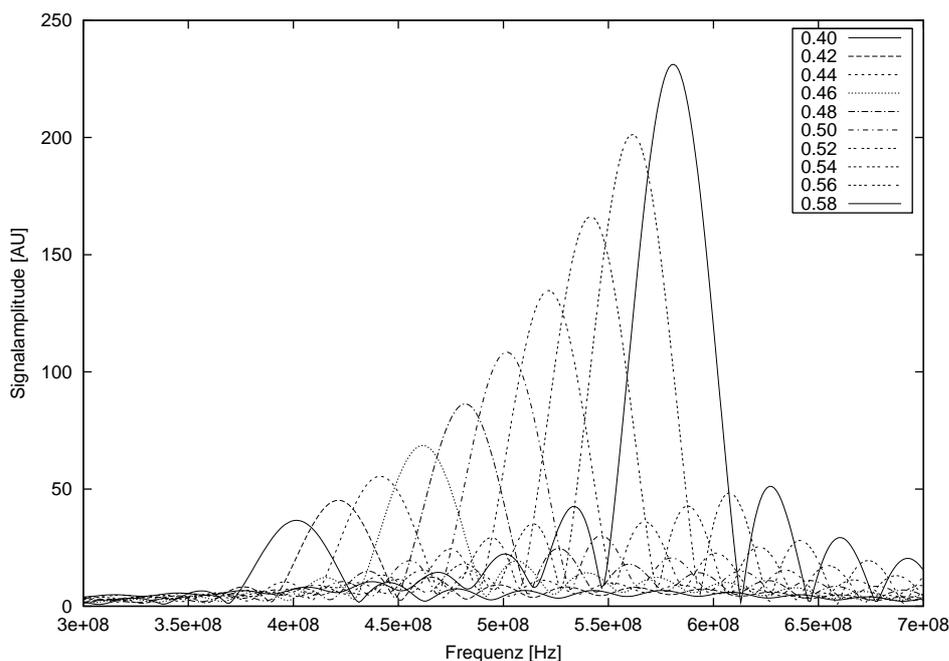
**Abbildung 3.15:** Signalstärke des Herzchen Dipols für verschiedenen Anregungsfrequenzen bei konstantem Plattenabstand. Variiert wurde die Größe  $d/\lambda$  (vergl. Legende).

3.16).

Daraus geht hervor, daß es sich um eine mit wachsender Wellenlänge kontinuierliche Unterdrückung des Sendesignals handelt.

Wie bereits oben angesprochen, ist in diesem Zusammenhang eigentlich das Verhältnis von Wellenlänge zu Plattenabstand die wesentliche Größe. Aus den Resonanzamplituden und der zugehörigen Anregungsfrequenzen kann man diese Amplituden auch über diesen Quotienten auftragen (Abb. 3.17). Dabei sind die diskreten Punkte aus den Simulationen übernommen und mit einer glatten Kurve verbunden.<sup>3</sup> In der Nähe der Wellenlänge  $\lambda = \frac{3}{2}d$  scheint das Signal sogar verstärkt zu werden, was mit einer Bündelung durch die Metallplatten in Richtung des Empfängers erklärt werden kann, aber nicht näher untersucht wurde. Ab dem Faktor  $\frac{d}{\lambda} \approx 0.55$  wird das Signal aber unter die ursprüngliche Stärke gedrückt, wobei hier bei noch größer werdender Wellenlänge ein

<sup>3</sup> Diese Kurve ist natürlich nicht unbedingt der wirkliche Funktionsverlauf. Es handelt sich nicht um einen Fit, sondern nur um eine die Punkte sinnvoll durchlaufende glatte Kurve.



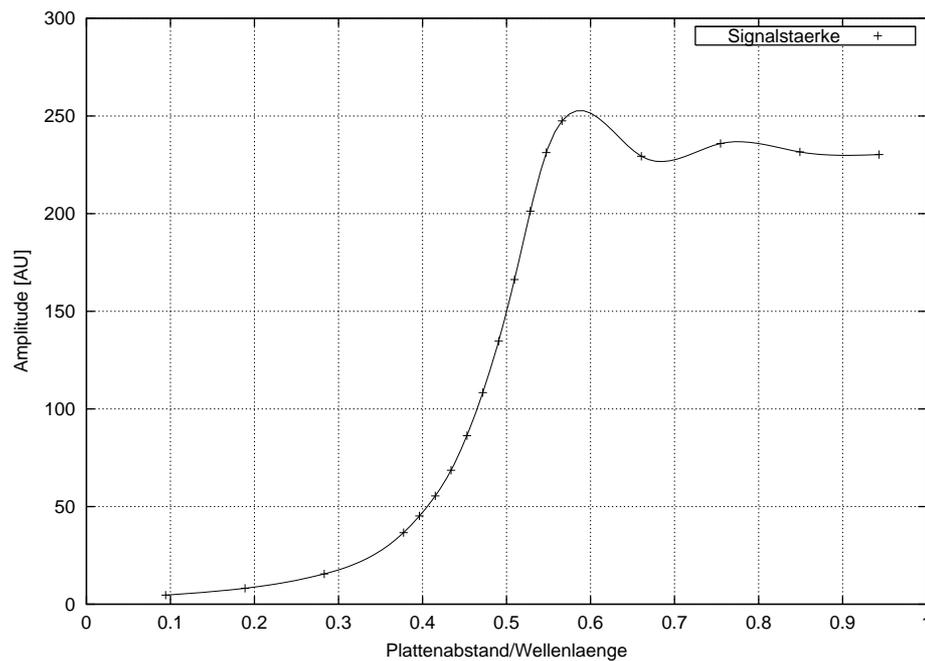
**Abbildung 3.16:** Vergrößerung des Bereichs der Signalunterdrückung aus Abb. 3.15

rapider Verfall der Signalamplitude beginnt.

Betrachtet man diesen Verlauf in einer einfach logarithmischen Auftragung, so stellt man fest, daß sich die Signalunterdrückung in zwei Bereiche aufteilt, in denen sich die Kurve durch Geraden annähern läßt

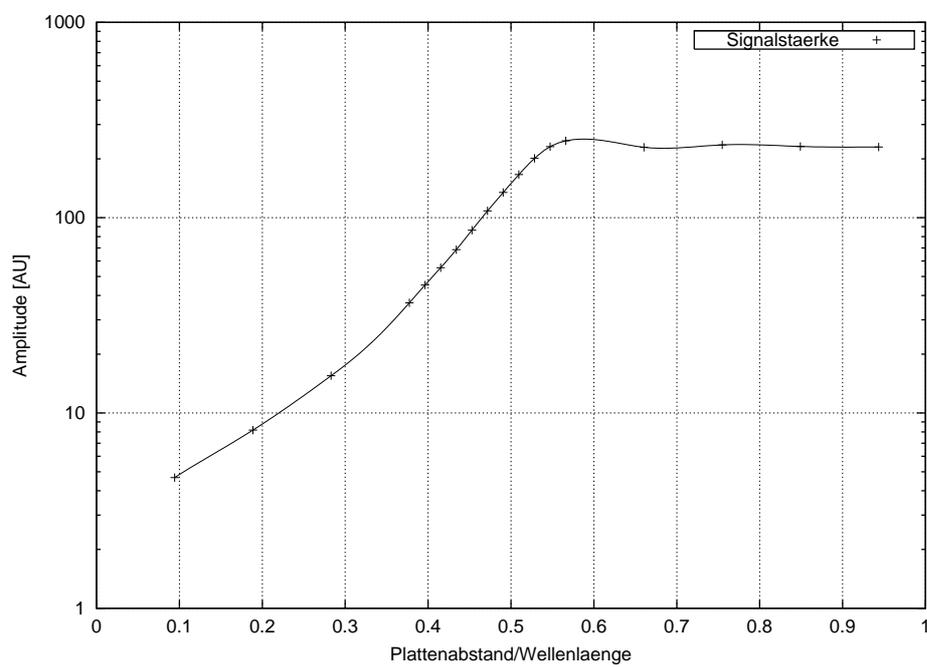
Der erste Bereich erstreckt sich dabei in etwa unterhalb von  $\frac{d}{\lambda} < 0.35$ , der zweite von  $0.35 < \frac{d}{\lambda} < 0.65$ . Dies deutet auf einen zusätzlichen Unterdrückungsmechanismus hin, der in Kraft tritt, sobald sich der Plattenabstand dem Wert von  $\lambda/4$  nähert. Insgesamt gesehen ist der Verfall der Signalstärke exponentiell.

Das Phänomen der unterdrückten spontanen Emission eines Herzschen Dipols zwischen zwei Metallplatten konnte mit der immerhin recht einfachen TLM-Methode hiermit in Übereinstimmung mit den theoretischen Voraussagen sehr gut nachvollzogen werden. Daraus könnte man bei Bedarf eine empirische Formel ableiten, die z.B. bei aus baulichen oder konstruktionstechnischen Gründen zwischen metallischen Bereichen befindlichen Sendern ihre Anwendung finden kann, um eine vorgegebene Signalstärke nicht zu unterschreiten. Sie gibt eine Grenzfrequenz



**Abbildung 3.17:** Auftragung der Signalunterdrückung als Funktion des Quotienten  $\frac{d_x}{\lambda}$

quenz an, unter der dieser Sender nicht betrieben werden kann. Für eine ungestörte Ausbreitung darf die Wellenlänge nicht größer werden als etwa das 1.8-fache des Plattenabstandes.



---

**Abbildung 3.18:** Auftragung der Signalunterdrückung als Funktion des Quotienten  $\frac{d}{\lambda}$

---

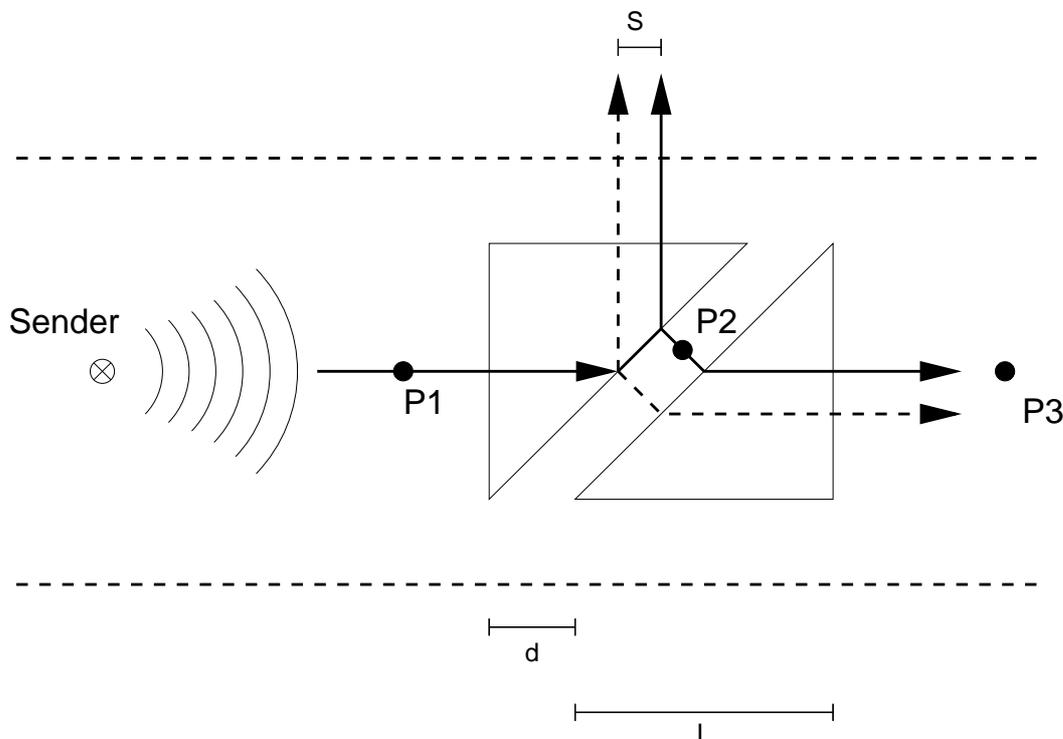
### 3.4.2 Das Doppelprisma

Durchstrahlt man ein Doppelprisma in einer Anordnung, wie sie in Abb. 3.19 dargestellt ist, so sagt die geometrische Optik voraus, daß an der schrägen Grenzfläche des ersten Prismas aufgrund des hinreichend flachen Einfallswinkels eine Totalreflexion stattfinden und die gesamte Welle nach oben gespiegelt werden muß (dicke gestrichelte Linie).

Bereits Newton sagte voraus ([33]), daß der Strahl jedoch eine gewisse Strecke parallel zur Grenzfläche verläuft und dabei in die Grenzfläche eindringt, bevor es zur Totalreflexion kommt (dicke, durchgezogene Linie). Dieser Effekt wurde von Goos/Hänchen bestätigt ([34]).

An dieser Stelle ist für die vorliegende Arbeit zunächst nur von Bedeutung, daß ein Teil der Welle in den Spalt eindringt. Nach der Huygenschen Vorstellung, auf der letztendlich auch das TLM-Modell beruht, entstehen sofort wieder Wellenfronten und eine ausbreitungsfähige Mode entsteht.

Der Vorteil der Untersuchung mit der TLM-Methode ist die Tatsache, daß man dem System durch Anregung mit einem weichen  $\delta$ -Puls



**Abbildung 3.19:** Schematische Skizze zum Strahlenverlauf im Doppelprisma

(s.o.) sofort ein breites Frequenzband anbieten kann und so ohne ein mühsames Abfahren der in Frage kommenden Frequenzbereiche sofort ein mögliches Resonanzspektrum aufnehmen kann.

Das Prisma wurde angesetzt durch homogen gefüllte Dreiecke mit einer relativen Dielektrizitätskonstanten  $\varepsilon_r = 5$ . Die Kantenlänge von An- und Gegenkathete betrug  $L = 200$  mm, der Versatz  $d = 30$  mm. Der Sender hatte die (auf die Kantenlänge der Knoten normierten) Koordinaten (50,150), die Antennen befanden sich bei (280,150) (vor den Prismen), (415,150) (zwischen den Prismen) und (520,150) (hinter der Anordnung). Aus dem Versatz berechnet sich ein Abstand der Grenzflächen der Prismen von  $\Delta = 21.21$  mm. Die Ränder des Simulationsgebietes waren „offen“, was einer Abstrahlung in den Freiraum entspricht.

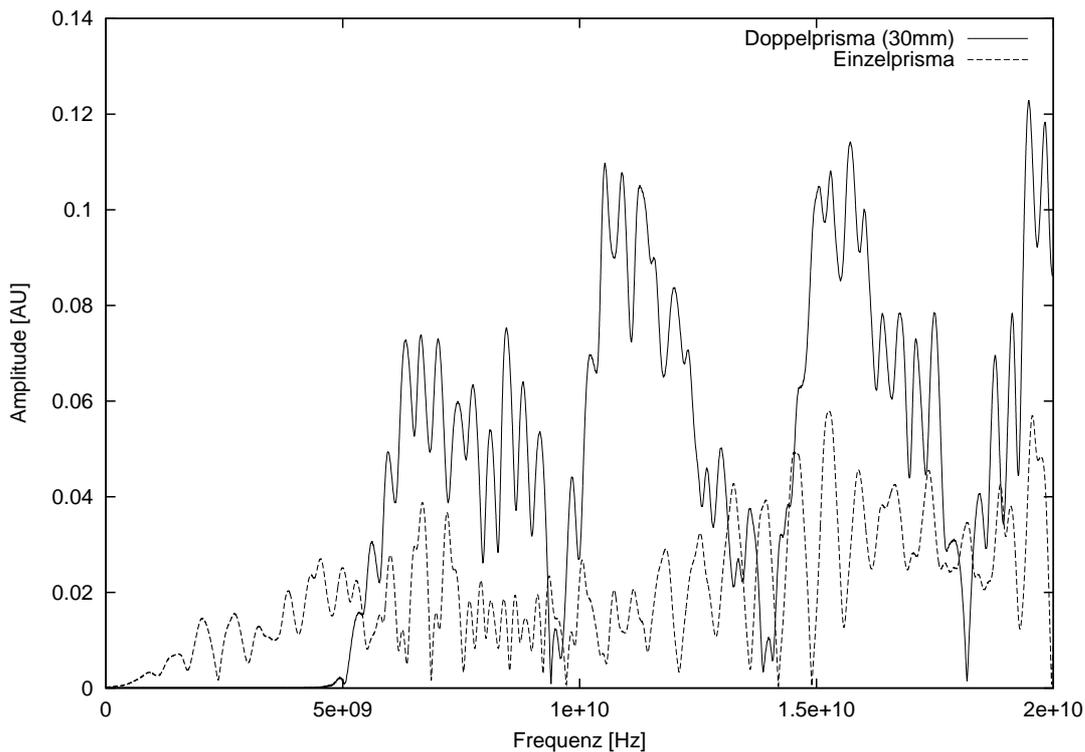
Angeregt wurde das System mit einem „weichen“  $\delta$ -Puls, wie er oben schon benutzt wurde. Dadurch führt man ein sehr breites Frequenzband in die Simulation ein, ohne hohe Gleichstromanteile zu erzeugen. Zur Kontrolle wurde die Simulation einmal mit dem vollständigen Doppelprisma und einmal ohne das hintere Prisma durchgeführt. Dadurch können Beiträge, die durch den erhaltenen Luftspalt im Doppelprisma stammen, sofort identifiziert werden. Ein Vergleich mit dem Freiraum liegt nicht nahe, da die Amplitude beim Durcheilen des Prismas so gedämpft wird, daß sie gegenüber einer freien Ausbreitung im Rauschen untergehen würde. Durch das Entfernen des hinteren Prismas jedoch kann man einen direkten Vergleich zwischen dem resonanten System „Doppelprisma“ und dem durch ein Prisma gedämpften Signal ziehen.

In Abb. 3.20 ist das relevante Frequenzspektrum des Doppelprismas im Vergleich mit der gerade beschriebenen Anordnung „Einzelprisma“ dargestellt.

Die gestrichelte Linie entspricht dabei dem nur durch das vordere Prisma gedämpften Signal, die durchgezogene Linie enthält das Resonanzspektrum des Doppelprismas unterhalb von 20 GHz.

Auffällig ist die scharfe Cut-Off-Frequenz, unterhalb derer scheinbar keinerlei Frequenzanteile im Luftspalt existenzfähig sind. Die Vergleichskurve des Einzelspaltes weist diesen Knick nicht auf, er entsteht also nicht durch Wegdämpfen oder -brechen der längerwelligen Komponenten im ersten Prisma.

Die Aufspaltung der Resonanzen in viele kleine, sich überlappende Einzelmaxima muß noch genauer untersucht werden. Die Breite der Resonanzen läßt sich geometrisch erklären, da bei der Mehrfachreflexion



**Abbildung 3.20:** *Frequenzspektrum des Doppelprismas bei Anregung mit  $\delta$ -Puls*

auch andere Winkel als  $90^\circ$  zur Grenzfläche zugelassen sind und, nicht zuletzt, weil der Sender einer Punktquelle entspricht und daher keine modenreineren ebenen Wellen angesetzt werden dürfen. Möglicherweise ist das Aufspaltungsphänomen durch Diskretisierungsrelikte hervorgerufen.

Wertet man die Simulation quantitativ aus, so erwartet man als erste existenzfähige Mode eine Welle mit einer Länge, die in der Nähe der doppelten Dicke des Luftspaltes liegt.<sup>4</sup> Grundsätzlich würde man stehende Wellen bei

$$d = \frac{n+1}{2} \lambda, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

erwarten. Berechnet man bei einer Spaltbreite von  $d = 0.02121$  m die zugehörige Resonanzfrequenz  $\nu_0$  der Grundmode, so gelangt man zu  $\nu_0 =$

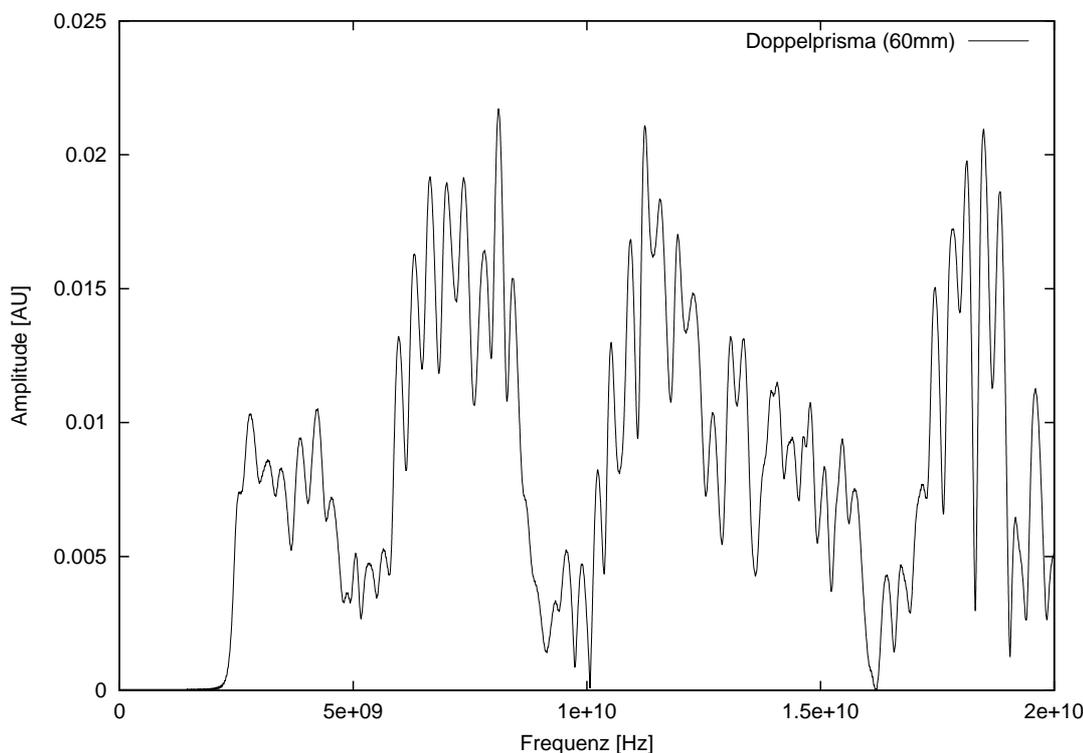
<sup>4</sup> In der "Nähe" deswegen, weil ein Medium mit  $\varepsilon_r = 5$  nicht unbedingt einen scharfen Knoten auf der Oberfläche der Grenzschicht erzwingt und daher eine endliche Eindringtiefe zu erwarten ist.

$4.965 \cdot 10^9$  (Dabei muss die reduzierte Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c = c_0/\sqrt{2}$  berücksichtigt werden!). Dies entspricht sehr genau der aus der Simulation abzulesenden Cut-Off-Frequenz!

Um diese Vermutung zu verifizieren wurde, bei gleicher Anordnung der Prismen wie in Abb. 3.19, der Versatz der Prismen von 30 mm auf 60 mm erhöht. Dies entspricht einer Dicke des Luftspalts zwischen den Prismen von  $d = 0.0424$  m und ist somit auch doppelt so breit wie der Spalt der ersten Anordnung.

Wie man dem resultierenden Frequenzspektrum in Abb. 3.21 entnehmen kann, hat sich, wie erwartet, damit auch die Cut-Off-Frequenz halbiert. Die Aufspaltung in Einzelresonanzen ist allerdings auch hier vorzufinden.

Läßt man diese Aufspaltung jedoch zunächst außer acht, so kann man Hauptresonanzen in den Ergebnissen ausmachen. Diese Resonanzen sind Bereiche voller sich überlappender Maxima, die durch scharfe



**Abbildung 3.21:** Frequenzspektrum des vergrößerten Doppelprismas bei Anregung mit  $\delta$ -Puls

Minima voneinander getrennt sind. In Abb. 3.20 kann man die erste dieser Hauptresonanzen im Bereich von  $\nu = 5 \cdot 10^9$  Hz bis  $\nu = 1 \cdot 10^{10}$  Hz ausmachen. Die anderen folgen dann in regelmäßigen Abständen. Der Schwerpunkt dieser Hauptresonanz liegt in etwa in der Mitte zwischen den Begrenzungsfrequenzen.

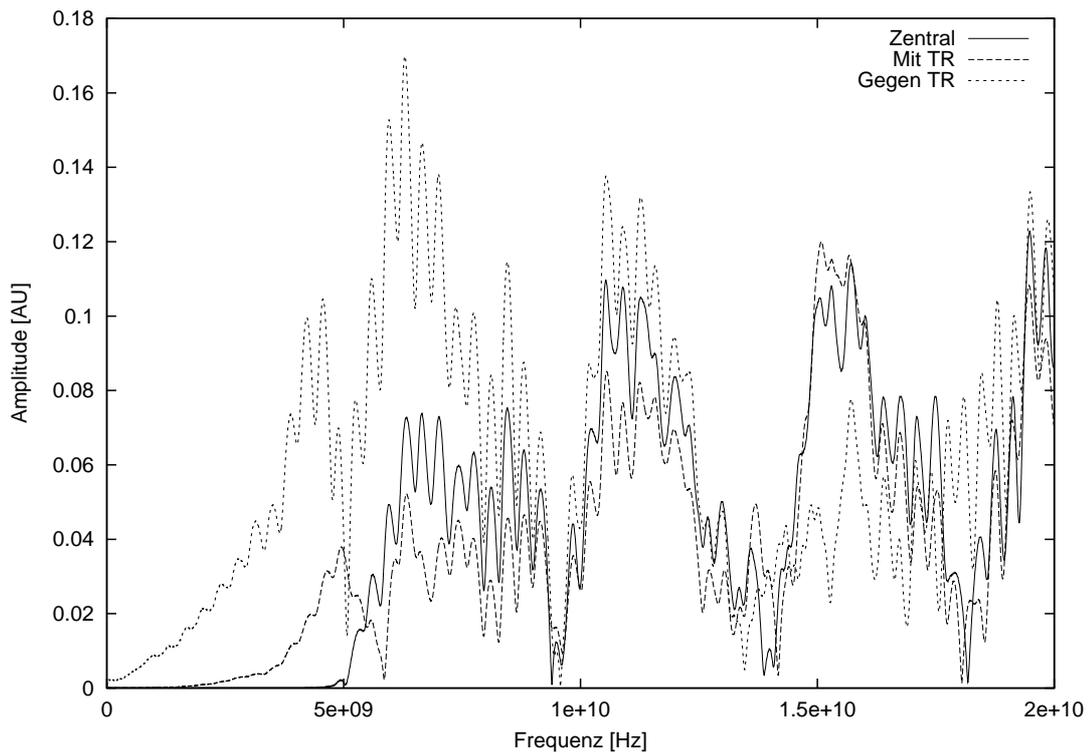
Dies ließe sich folgendermaßen interpretieren:

Der erste erlaubte Zustand ist jener, dessen Wellenlänge gerade der doppelten Spaltbreite entspricht. Bei dieser Frequenz erhält diese „Mischmode“ jedoch kaum Beiträge, sondern eine Mischung von Wellen, deren Längen zwischen  $\lambda = 2 \cdot d$  und  $\lambda = d$  liegen. Der Schwerpunkt liegt dabei etwa bei  $d = 3/2 \cdot \lambda$ . Da es widersinnig scheint, daß eine stehende Welle ihre Knoten vor den begrenzenden Wänden haben sollte, könnte man den Standpunkt vertreten, daß die erste beitragende Welle zwar jene ist, deren halbe Wellenlänge grade in den Luftspalt paßt, in der Summe sich aber eine Mischwelle ergibt, die mit der *ganzen* Wellenlänge als Mode den Luftspalt füllt, deren Ende sich jedoch tiefer im Material der Grenzfläche abstützt und deren Randknoten damit innerhalb der Prismen liegen.

Im Grunde ändert sich damit für das Frequenzspektrum nur die Lage des Gesamtspektrums, welches nunmehr auf den ersten Blick leicht zu höheren Frequenzen hin verschoben ist. Jedoch fehlt die im Vergleich zu einem echten Resonator eigentliche Grundmode, welche zu  $d = \lambda/2$  gehört. In Wirklichkeit ist durch dieses Fehlen das Spektrum also zu *kleineren* Frequenzen hin verschoben!

Bei parallel zu dieser Simulation stattfindenden Messungen ([35]) wurde ebenfalls eine erste Resonanz erst bei ca.  $d = \lambda$  gefunden. Es wurde auch festgestellt, daß es eine bevorzugte Ausbreitungsrichtung der innerhalb des Luftspaltes auftretenden Moden gibt. Bezeichnet man die Richtung, in der auch die Totalreflexion abgestrahlt wird als „mit der Totalreflexion laufend“ (in Skizze Abb. 3.19 nach oben) und analog dazu die andere Richtung als „gegen die Totalreflexion laufend“, so war eine Messung oberhalb des Rauschens nur in Richtung „Mit der Totalreflexion“ möglich. Am unteren Ende des Spaltes war kein Signal aufzunehmen. Dies wurde auch in der Simulation nachgestellt, indem sowohl am unteren als auch am oberen Ende des Luftspaltes zusätzliche Detektoren eingebaut wurden. diese lagen etwa 10 mm im Inneren des Spaltes.

In Abb. 3.22 sind die Frequenzspektren an den drei Positionen innerhalb des Spaltes aufgetragen. Zunächst fällt auf, daß die bei der zentralen Position festgestellte scharfe Cut-Off-Frequenz an den Rändern des



**Abbildung 3.22:** *Unterschiede des Resonanzspektrums an verschiedenen Stellen des Luftspaltes im Doppelprisma*

Luftspaltes aufgeweitet ist. Offensichtlich handelt es sich dabei um aus der Umgebung des Prismas durch Beugung an der Kante in den Spalt hineinlaufende Wellenanteile. Ein Vergleich mit dem Signal des Einzelprismas bestätigt diese Vermutung. Dies betrifft vor allem die langwelligeren Komponenten und eher das untere Ende des Luftspaltes. Durch das insgesamt aber schwache Signal innerhalb des Spaltes kann nicht unbedingt von einem starken Unterschied der Signale gesprochen werden, wenn man nicht nur von der dritten Resonanz sprechen möchte. Dies wird in Zukunft noch genauer untersucht werden.

Insgesamt gesehen stimmt die Simulation gut mit den gefundenen Meßwerten aus [35] überein, so daß eine Erklärung der auftretenden Moden innerhalb des Doppelprismas mit Streumechanismen erklärbar scheint. Andere Mechanismen würden von der auf reiner Streuung basierenden TLM-Methode nicht erfaßt werden können. Dies gilt vor allem

für die vermutete Vorzugsrichtung der Spalt-Moden, die möglicherweise auf einer Kopplung mit der Totalreflexion beruhen. Dies ist in der TLM-Methode nicht enthalten.

## 4 SMEAGOL

Als Erweiterung der in den letzten beiden Kapiteln besprochenen ein- und zweidimensionalen Diskretisierungsmethoden wurde mit dem Programm **Smeagol** eine echte dreidimensionale Zeitbereichssimulation in Angriff genommen. Sie basiert auf der Diskretisierung nach Yee [1], die in den folgenden Jahren auf inhomogene Medien erweitert wurde ([2] – [7]).

Mit der schon in [23] benutzten Diskretisierung nach Yee wurde seinerzeit das Programm COSME implementiert, welches im Frequenzbereich arbeitete. Wie später noch erläutert wird, reduziert diese Methode die numerischen Fehler, indem nicht die Lösungen einer Gleichung angenähert gelöst werden, sondern die Gleichungen selber (in diesem Fall die Maxwellgleichungen) direkt diskretisiert und dann numerisch korrekt gelöst werden.

Im Frequenzbereich (COSME) resultiert dies leider in vektorielle Eigenwertgleichungen außerordentlich großen Dimensionen, die numerisch nur sehr aufwendig gelöst werden konnten. Dies machte den Vorteil relativ einfacher Algorithmen bei der Diskretisierung wieder zunichte und begrenzte die Größe der simulierbaren Systeme stark. Weiterhin impliziert eine Simulation im Frequenzbereich, daß nur quasistationäre Zustände gefunden werden können.

Die guten Erfahrungen, die bei Simulationen im Zeitbereich gesammelt werden konnten (nicht zuletzt mit dem Programm **tIm2d**), ermutigten zu einer Implementation der Yee-Diskretisierung in einem Zeitbereichsprogramm. Daraus resultierte das Programm **Smeagol**.<sup>1</sup>

Da hier als echte 3D-Simulation im Gegensatz zur TLM-Methode explizit elektrische und magnetische Felder simuliert werden, hat man die Möglichkeit, dynamische Vorgänge wie Stromverteilungen etc. zu be-

---

<sup>1</sup> Simulation of Maxwells Equations with AbsorbinG bOundary Layers.

obachten. Leider erkaufte man sich diese Vorteile mit einem erheblichen Aufwand bei der Modellierung der Randbedingungen des Simulationsgebietes. Wie sich später zeigen wird, traten vor allem bei der Programmierung von absorbierenden Randbedingungen erhebliche (und leider bisher auch nicht gelöste) numerische Probleme auf.

Es sei bereits an dieser Stelle angemerkt, daß es sich bei dem Programm **Smeagol** nicht um ein fertiges Produkt handelt. Es liefert zwar für metallische oder offene Randbedingungen sowie für eine periodische Fortsetzung des Simulationsgebietes in zwei von drei Raumrichtungen korrekte Simulationsergebnisse, aber die für die Berechnung von Absorberstrukturen notwendigen absorbierenden Randbedingungen konnten nicht numerisch stabil implementiert werden. Der theoretische Ansatz zum Aufbau dieser Randbedingungen soll aber hier trotzdem vorgestellt werden, da er zumindest einen Ansatzpunkt für eine hoffentlich später erfolgende Lösung dieses Problems darstellt.

Das Programm **Smeagol** wurde in C auf einem PC unter dem Betriebssystem UNIX implementiert. Dabei wurde ein strikter ANSI-Standard eingehalten, so daß eine Portierung auf andere Plattformen problemlos möglich ist. Es wurde u.a. auf HP/UX, AIX und Solaris ohne Änderungen kompiliert und getestet. Es ist durch gesonderte `#pragma`-Anweisungen speziell für den Betrieb auf einer *Sun Enterprise 10000* „*Starfire*“ optimiert. Kleine und mittlere Systeme können aber durchaus auf einem gut ausgestatteten PC-System berechnet werden.

In der gegenwärtigen Version (Smeagol V. 2.7 (17.9.2000)) wurde der GNU-C-Compiler (gcc version 2.95.2 19991024 (release)) benutzt. Es wurden außer den Standard-Bibliotheken keine kommerziellen Pakete benutzt.

Aufgrund seiner Größe kann es schwerlich (auch nicht in Auszügen) abgedruckt werden. Es kann wie üblich über das Internet unter der Adresse <http://www.leinders.de/Smeagol/> bezogen werden.

## 4.1 Diskretisierungsmethode

### 4.1.1 Aufstellen der Matrixgleichungen

Die Diskretisierung nach Yee beruht auf einer Transformation der Maxwellgleichungen (in Integralform) in einen diskreten Raum. Das Verfahren sei hier nur kurz vorgestellt, für genauere Informationen sei auf [1], [2], [22] und [23] verwiesen.

Wie bereits oben angesprochen, sind die Maxwellgleichungen selber Ansatz für die Diskretisierung, nicht eine ihrer Lösungen. Sie lauten:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad \longrightarrow \quad \oint_{O(A)} \vec{H} \, d\vec{s} = \iint_A \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \right) \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \longrightarrow \quad \oint_{O(A)} \vec{E} \, d\vec{s} = -\iint_A \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.2)$$

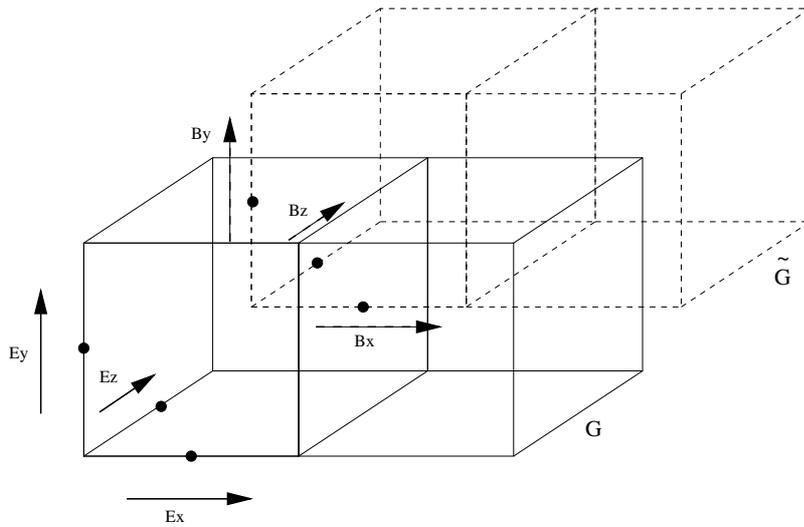
$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \longrightarrow \quad \oint_{O(V)} \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (4.3)$$

$$\left. \begin{array}{l} \nabla \cdot \vec{D} = \rho \\ \nabla \cdot \vec{J} = \frac{\partial \rho}{\partial t} \end{array} \right\} \quad \longrightarrow \quad \oint_{O(V)} \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \right) \cdot d\vec{A} = 0 \quad (4.4)$$

Der Diskretisierungsansatz ist nun, die Ring- und Volumenintegrale durch eine geeignete Aufteilung des Raumgebietes in einfache Strukturen zu überführen. Dazu wird ein zunächst einfaches, kubisches Gitter  $G$  angenommen. Die Elementarzellen dieses Gitters enthalten dabei genau je einen Vektor des elektrischen und magnetischen Feldes, welche jedoch noch einmal in ihre Komponenten aufgespalten werden. Die Komponenten des elektrischen Feldvektors werden dabei so angeordnet, daß sie auf den Kanten des Kubus zu liegen kommen, diejenigen des magnetischen Feldes durchstoßen die Seitenflächen des Kubus orthogonal. In Abb. 4.1 ist diese Anordnung schematisch dargestellt. Mit diesem Verfahren gelangt man zur sogenannten „Finiten Integrationsmethode“ (FIM).

Betrachtet man die Komponenten des magnetischen Feldvektors, so erkennt man, daß diese Komponenten wiederum ein Gitter  $\tilde{G}$  bilden, welches zum ursprünglichen Gitter um eine halbe Raumdiagonale verschoben ist. Dieses Gitter wird auch als das „duale Gitter“ bezeichnet.

Nimmt man nun als Beispiel die Frontfläche des Elementarwürfels, und denkt sich den rechten und oberen Nachbarn hinzu (das Simulationsvolumen ist mit den Kuben ja vollständig ausgefüllt), so befindet sich auf



**Abbildung 4.1:** Anordnung der Komponenten der Feldvektoren im kubischen Gitter

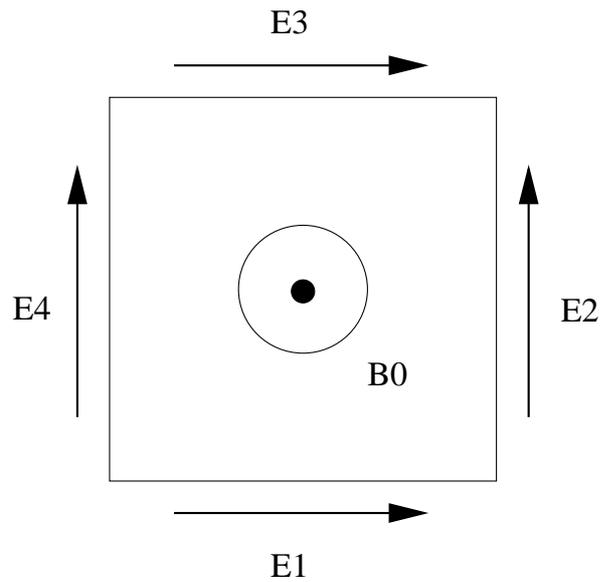
jeder Kante der Vorderseite des Würfels eine Komponente von elektrischen Feldvektoren (unten und links zum eigenen Feldvektor gehörend, rechts und oben zu demjenigen der Nachbarzelle). Als planare Skizze stellt sich dies wie in Abb. 4.2 dar. Der Einfachheit halber sind die vier Einzelkomponenten fortlaufend nummeriert.

Die Kantenlänge des Elementarwürfels sei  $\Delta$ , dann ergibt sich die linke Seite der Integralform aus Gleichung 4.2 zu:

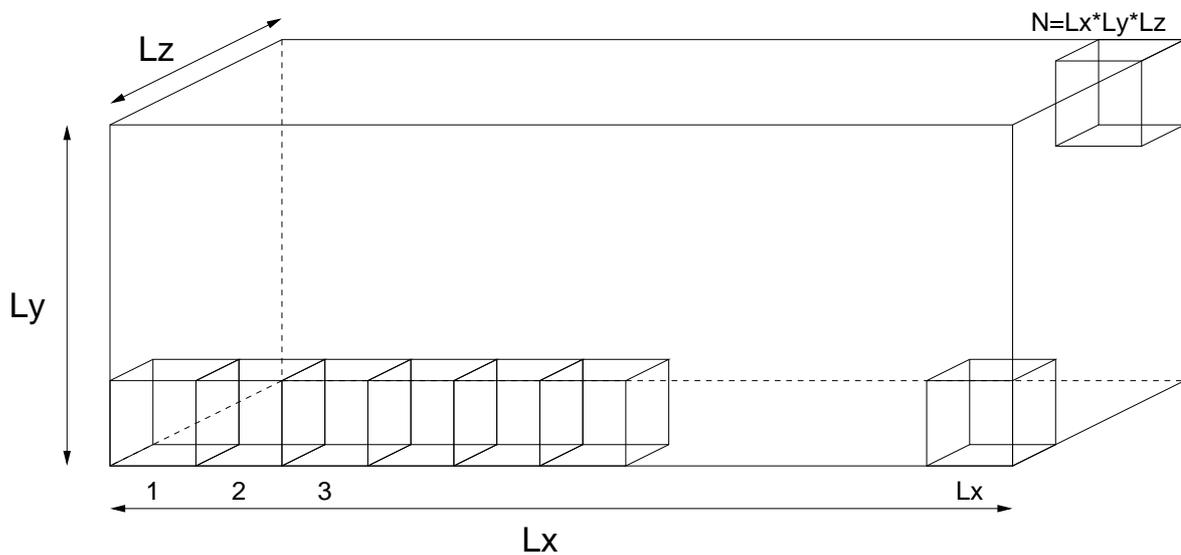
$$\begin{aligned} \oint_{O(A)} \vec{E} d\vec{s} &= - \iint_A \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \rightarrow \Delta \cdot (E_1 + E_2 - E_3 - E_4) + \mathcal{O}(\Delta^2) &= -\Delta^2 \cdot \frac{\partial \vec{B}_\perp}{\partial t} + \mathcal{O}(\Delta^4) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Dabei geht der Fehler von der Ordnung  $\mathcal{O}(\Delta^2)$  auf der linken Seite auch in einen Fehler der Ordnung 4 über, wenn harmonische Lösungen der Feldverteilung berechnet werden und die Diskretisierung hinreichend fein gewählt wurde (siehe [23]).

Numeriert man die Kuben innerhalb des Simulationsgebietes nun geeignet durch (Abb. 4.3), so kann man diese Maßnahme für alle Kuben



**Abbildung 4.2:** Anordnung der elektrischen Vektorkomponenten an der Grenzfläche einer Elementarzelle



**Abbildung 4.3:** Füllung des Simulationsgebietes mit Elementarzellen

gleichzeitig (und auch für alle Komponenten gleichzeitig) durch eine Matrixmultiplikation darstellen:

$$\mathbf{C}\mathbf{D}_S\vec{e} = -\mathbf{D}_A\dot{\vec{b}} \quad (4.6)$$

Bei den Größen  $\mathbf{D}_S$  und  $\mathbf{D}_A$  handelt es sich um reguläre, symmetrische Matrizen, die im Fall eines kartesischen Gitters sogar diagonal sind. Bei äquidistanten Gittern gilt  $\mathbf{D}_S \equiv \Delta \cdot \mathbf{I}$  und  $\mathbf{D}_A \equiv \Delta^2 \cdot \mathbf{I}$ . Sie enthalten die Längen- und Flächeneinheiten der Elementarzellen. Die Matrix  $\mathbf{C}$  entspricht in dem so erstellten diskreten Raum einem Rotationsoperator. Sie hat die Form einer Bandmatrix und die Matrixelemente 1 und  $-1$ .

In analoger (und hier nicht vorgeführter<sup>2</sup>) Weise gelangt man auch zu einer Diskretisierung der anderen Maxwellgleichungen. Man findet:

$$\tilde{\mathbf{C}}\tilde{\mathbf{D}}_S\vec{h} = \tilde{\mathbf{D}}_A(\vec{d} + \vec{j}) \quad (4.7)$$

$$\mathbf{S}\mathbf{D}_A\vec{b} = 0 \quad (4.8)$$

$$\tilde{\mathbf{S}}\tilde{\mathbf{D}}_A(\vec{d} + \vec{j}) = 0 \quad (4.9)$$

Die Matrizen  $\tilde{\mathbf{D}}_A$  und  $\tilde{\mathbf{D}}_S$  haben im dualen Gitter  $\tilde{G}$  die gleiche Funktion wie ihre Pendanten im Gitter  $G$ . Das gleiche gilt für den Rotationsoperator  $\tilde{\mathbf{C}}$ . Neu hinzugekommen ist der Operator  $\tilde{\mathbf{S}}$ , der im diskreten Raum die Funktion einer Divergenz übernimmt. An dieser Stelle sei angemerkt, daß auch im diskreten Raum Beziehungen wie

$$\tilde{\mathbf{S}} \cdot \tilde{\mathbf{C}} \cdot \vec{a} \equiv 0$$

ihre Gültigkeit behalten (dies entspricht der üblichen Vektoridentität  $\mathbf{div}(\mathbf{rot}(\vec{a})) \equiv 0$  für einen beliebigen Vektor  $\vec{a}$ ).

Um nun zu einer Wellengleichung zu gelangen, müssen mit Hilfe der Materialeigenschaften die dielektrische Verschiebung  $\vec{d}$  und das Magnetfeld  $\vec{h}$  aus den Gleichungen eliminiert werden. Dazu stellt man mit dem oben beschriebenen Verfahren die Materialgleichungen auf:

$$\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E} \quad \longrightarrow \quad \vec{d} = \varepsilon_0\mathbf{D}_\varepsilon\vec{e} \quad (4.10)$$

$$\vec{B} = \mu_0\mu\vec{H} \quad \longrightarrow \quad \vec{b} = \mu_0\mathbf{D}_\mu\vec{h} \quad (4.11)$$

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} \quad \longrightarrow \quad \vec{j} = \mathbf{D}_\sigma\vec{e} \quad (4.12)$$

---

<sup>2</sup> Siehe [1], [2]–[7], [22] und [23]

Die Matrizen  $\mathbf{D}_\varepsilon$ ,  $\mathbf{D}_\mu^{-1}$  und  $\mathbf{D}_\sigma$  enthalten die Materialeigenschaften der im Simulationsgebiet vorhandenen Materie. Durch die Befüllung einzelner Elementarzellen mit verschiedenen Materialparametern kann eine inhomogene, nicht isotrope Materialverteilung realisiert werden. Bei den vorgenannten Matrizen handelt es sich um komplexe Diagonalmatrizen. Die Diagonalelemente ergeben sich dabei durch Mittelung der von der jeweiligen Feldkomponente berührten Elementarzellen (bei elektrischen Feldkomponenten die an eine Kante angrenzenden 4 Zellen, bei magnetischen Komponenten jeweils zwei die betreffende Grenzfläche bildenden Zellen). Diese Mittelung ist notwendig, um die für die elektrischen und magnetischen Feldvektoren gültigen Stetigkeitsbedingungen an Grenzflächen zu erfüllen.

Durch Einsetzen von 4.10 – 4.12 in 4.7 gelangt man nun zu der gewünschten, durch die Felder  $\vec{e}$  und  $\vec{b}$  beschriebenen 2. Maxwellgleichung:

$$\frac{1}{\mu_0} \tilde{\mathbf{C}} \tilde{\mathbf{D}}_S \mathbf{D}_\mu^{-1} \vec{b} = \varepsilon_0 \tilde{\mathbf{D}}_A (\mathbf{D}_\varepsilon \dot{\vec{e}} + \mathbf{D}_\sigma \vec{e}) \quad (4.13)$$

Im Gegensatz zu einer numerischen Lösung der Maxwellgleichungen sind die so erhaltenen Matrixgleichungen im diskreten Raum analytisch korrekt. Weiterhin ist man nicht gezwungen, bei einer numerischen Lösung dieser Gleichungen einen Lösungsansatz anzunehmen. Durch das direkte Diskretisieren der Maxwellgleichungen läßt man alle möglichen Lösungen im diskreten Raum zu.

### 4.1.2 Lösung der Matrix-Maxwellgleichungen im Zeitbereich

Die Lösung von Differentialen einer Funktion mit N unabhängigen Variablen ist ein altbekanntes Problem der numerischen Mathematik. Es sei daher auf die einschlägigen Publikationen zu diesem Thema verwiesen ([36] – [39]).

Will man die Differentiation auf einen Differenzenquotienten zurückführen (um eine möglichst schnelle und effiziente Ableitung zu erreichen), so findet man zunächst zwei Möglichkeiten (sei jeweils  $f^i = f(t^i)$ ,  $t^i = i \cdot \delta t$ ):

**Vorwärtsintegration:**

$$\frac{\partial f(t^i)}{\partial t} \simeq \frac{(f^{i+1} - f^i)}{\delta t} .$$

Dies führt auf eine instabile Rekursion.

**Rückwärtsintegration:**

$$\frac{\partial f(t^i)}{\partial t} \simeq \frac{(f^i - f^{i-1})}{\delta t} .$$

Hier entsteht zwar eine stabile Rekursion, die jedoch die Lösung eines großen linearen GLS erfordert.

Eine Verbesserung dieser Verfahren erreicht man durch die sog. „zentralen Differenzenquotienten“ (ZD). Bei gekoppelten Differentialgleichungen (wie im vorliegenden Fall) kann man daher dieses Problem mit einer bestimmten Form der ZD, dem **Leaping-Frog**-Verfahren, umgehen. Dabei werden zur Berechnung der einen Größe die Werte der anderen so herangezogen, daß eine automatische Interpolation auf die Mitte des ausgeführten Zeitschrittes vorgenommen wird.

Zunächst werden die Gleichungen 4.6 und 4.13 nach den Zeitdifferentialen aufgelöst. Dabei sei zunächst ein äquidistantes Gitter angenommen, so daß die Gleichungen mit  $\mathbf{D}_A \equiv \Delta^2 \cdot \mathbf{I}$  und  $\mathbf{D}_S \equiv \Delta \cdot \mathbf{I}$  vereinfacht werden können. Weiterhin wird darauf verzichtet, die Stromdichte  $\vec{j}$  über die ohmsche Beziehung auf die Feldstärke  $\vec{e}$  zurückzuführen, um auch aufgeprägte Ströme oder Maxwell-Wagner-Effekte zuzulassen. Somit erhält man:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{b}} &= -\frac{1}{\Delta} \mathbf{C} \vec{e} \\ \dot{\vec{e}} &= \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0 \Delta} \mathbf{D}_\varepsilon^{-1} \tilde{\mathbf{C}} \mathbf{D}_\mu^{-1} \vec{b} - \mathbf{D}_\varepsilon^{-1} \vec{j} \end{aligned}$$

Wiederum mit der Notation  $\vec{e}^i = \vec{e}(t_i)$  und  $\vec{b}^i = \vec{b}(t_i)$  kann man nun folgende Iterationsvorschriften für die Zeitentwicklung aufstellen:

$$\vec{b}^{i+1} = \vec{b}^i - \delta t \frac{1}{\Delta} \mathbf{C} \vec{e}^{i+\frac{1}{2}} \quad (4.14)$$

$$\vec{e}^{i+\frac{3}{2}} = \vec{e}^{i+\frac{1}{2}} + \delta t \mathbf{D}_\varepsilon^{-1} \left( \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0 \Delta} \tilde{\mathbf{C}} \mathbf{D}_\mu^{-1} \vec{b}^{i+1} - \vec{j}^{i+1} \right) \quad (4.15)$$

Die Zeitentwicklung kann hier nunmehr durch reine Matrixmultiplikationen ausgeführt werden. Ein Nachteil ist jedoch, daß man keine Verfahren mit adaptiver Schrittweite für  $\delta t$  anwenden kann, da sonst ein enormer Aufwand betrieben werden muß, um die Vektoren zu synchronisieren. Man ist daher von vorneherein auf hinreichend kleine Schrittweiten (bzw. kleine Kantenlängen  $\Delta$ ) festgelegt.

Die eigentliche Implementation ist eher unübersichtlich. Im Programm **Smeagol** wurden für jede Zelle pro Feldvektor drei Variablenarrays angelegt, die den Komponenten der jeweiligen Raumrichtung entsprechen. Ein Zeitschritt für das elektrische Feld einer Zelle wird wie folgt ausgeführt:

```

E_X[x][y][z] = E_X[x][y][z] + dTmp*IepsX[x][y][z]*(
    ImuZ[x][y-1][z-1]*B_Z[x][y-1][z-1]
    +ImuY[x][y-1][z] *B_Y[x][y-1][z]
    -ImuZ[x][y][z-1] *B_Z[x][y][z-1]
    -ImuY[x][y-1][z-1]*B_Y[x][y-1][z-1]
    -J_X[x][y][z]
);
E_Y[x][y][z] = E_Y[x][y][z] + dTmp*IepsY[x][y][z]*(
    ImuX[x-1][y][z-1]*B_X[x-1][y][z-1]
    +ImuZ[x][y][z-1] *B_Z[x][y][z-1]
    -ImuX[x-1][y][z] *B_X[x-1][y][z]
    -ImuZ[x-1][y][z-1]*B_Z[x-1][y][z-1]
    -J_Y[x][y][z]
);
E_Z[x][y][z] = E_Z[x][y][z] + dTmp*IepsZ[x][y][z]*(
    ImuY[x-1][y-1][z]*B_Y[x-1][y-1][z]
    +ImuX[x-1][y][z] *B_X[x-1][y][z]
    -ImuY[x][y-1][z] *B_Y[x][y-1][z]
    -ImuX[x-1][y-1][z]*B_X[x-1][y-1][z]
    -J_Z[x][y][z]
);

```

Die pro Raumrichtung wirksame Kombination verschiedener Beiträge des magnetischen Feldes entspricht dem ausmultiplizierten Rotationsoperator. Um die Anzahl der (numerisch aufwendigen) Divisionen zu minimieren, wurden die inversen Matrizen  $\mathbf{D}_\epsilon^{-1}$  und  $\mathbf{D}_\mu^{-1}$  vorher ausgerechnet und können somit von links multipliziert werden. Alle anderen Konstanten sind in einer einzigen Variablen „dTmp“ zusammengefaßt, was die Anzahl der pro Iteration auszuführenden Rechenoperationen weiter reduziert.

## 4.2 Randbedingungen

Normalerweise ist es in fast allen Programmiersprachen notwendig, in jedem Iterationsschritt die Randbedingungen durch einen eigenen Durchlauf über spezielle Algorithmen zu erzeugen. Dabei werden dann an den Randgebieten bestimmte Reflexionskoeffizienten oder definierte Feldstärken erzwungen und müssen teilweise explizit berechnet werden. Dies erhöht natürlich den Rechenzeitbedarf, was vor allem bei iterativen Verfahren hoher Laufzahl einen beträchtlichen Einfluß auf die Gesamtlaufzeit ergibt. Um dies zu umgehen wurde, speziell für die Programmiersprache C, auf die normale Variablenallokation verzichtet und eine eigene Bibliothek erstellt, die die Definition und Deklaration von Variablenfeldern vornimmt. Die so erzeugten Variablen können danach vollkommen transparent wie jede gewöhnliche Variable innerhalb der Programmierung benutzt werden.<sup>3</sup>

Der Unterschied zu den normalen Speicherfeldern besteht nun darin, daß jedes Randelement einen Nachbarn hat, der allerdings auch eine Verknüpfung mit einer anderen Stelle des Variablenfeldes sein kann.

Als einziger Teil des Programmes ist diese Erzeugung von 2- und 3-dimensionalen Matrizen im Anhang abgedruckt. Sie kann grundsätzlich bei allen Simulationen vergleichbarer Art, die in C implementiert werden, benutzt werden.

### 4.2.1 Metallische Ränder

Hier kommen die oben angesprochenen speziellen Datenfelder zum Einsatz. Bei metallischen Randbedingungen wird eine theoretisch unendlich große Leitfähigkeit der Wände angenommen, so daß jedes tangential elektrische Feld auf diesen Rändern sofort zusammenbricht. An diesen Stellen wird eine Feldstärke von 0 erzwungen. Dies wird dadurch erreicht, daß die Randzellen durch die spezielle Allokationsmethode während der Iteration nicht veränderliche Nachbarn (innerhalb der Wand) haben, deren Feldstärke tangential stets 0 ist. Dies setzt sich durch die in der Herleitung der Diskretisierung angesprochenen Ringintegrale wieder ins

---

<sup>3</sup> In der Programmiersprache C werden Variablenfelder (Arrays) durch sog. Zeiger (Pointer) realisiert, die indiziert werden können. Bei mehrdimensionalen Feldern wird dazu eine spezielle Pointer-Arithmetik benutzt, welche für die mit der selbstprogrammierten Methode erzeugten Felder nachgebildet wurde. Außer bei der Deklaration der Felder ergibt sich somit kein Unterschied zu einem „gewöhnlichen“ Array.

Simulationsgebiet fort. Vorteil dieser Methode ist, daß diese Randbedingung während der Iteration niemals aufgefrischt werden müssen. Gleichzeitig können diese Elemente durch normale Methoden nicht innerhalb der Iteration verändert werden, so daß mögliche Fehler ausgeschlossen sind.

### 4.2.2 Periodische Randbedingungen

Auch hier kommen die speziellen Variablenfelder zum Tragen. Durch den Einsatz spezieller Zeiger innerhalb der Arrays wird jeder Rand des Simulationsgebietes direkt mit der gegenüberliegenden Wand punktweise verknüpft. Eine Stelle z.B. am linken Rand „sieht“ den Punkt am rechten Rand als linken Nachbarn.

Auf diese Weise können ohne jeglichen Rechenaufwand unendlich ausgedehnte Räume (zum Beispiel zur Erzeugung perfekter ebener Wellen) dargestellt werden.

### 4.2.3 Absorbierende Randbedingungen (PML)

Die Idee für die hier entwickelten Randbedingungen gehen auf einen Ansatz von J.-P. Berenger ([41]) zurück. Sie beruhen auf der Tatsache, daß an der Grenzfläche zweier Medien mit gleichem Wellenwiderstand  $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$  keine Reflexion möglich ist. Leider gibt es kein physikalisches Medium, in dem diese Beziehung breitbandig erfüllt ist. Daher kann nur ein „unphysikalisches“ Medium diese Bedingung erfüllen. Solche Medien werden in der Literatur als „Perfectly matched Layers“ (PML) bezeichnet. Diese Idee wurde in den folgenden Jahren im Bereich der Finiten Differenzen im Zeitbereich (FDTD) noch erweitert und perfektioniert ([42]–[50]).

In der vorliegenden Arbeit wurde versucht, die für FDTD-Methoden entwickelten PML-Algorithmen auch bei den Finiten Integrationsmethoden (FIM) zu nutzen. Diese beiden Methoden (FDTD und FIM) haben jedoch nur wenige Gemeinsamkeiten, so daß ein erheblicher Portierungsaufwand betrieben werden mußte.

#### Matched Layers

Man erzeugt ein solches Medium mit einem imaginären magnetischem Verluststrom  $J_M$ . Ausgangspunkt sind die normalen Maxwellgleichung-

en, die um einen „magnetischen Strom“ erweitert werden:

$$\begin{aligned}\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma_e \vec{E} &= \nabla \times \vec{H} \\ \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \sigma_m \vec{H} &= -\nabla \times \vec{E} \\ \text{mit } \frac{\sigma_m}{\sigma_e} &= \frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\end{aligned}$$

Solche, in der Realität nicht existierende Materialien, die über eine so definierte magnetische Leitfähigkeit verfügen, werden im Folgenden kurz als „PML-Medien“ bezeichnet.

In diesem Medium gilt allerdings nicht  $\sigma_m = \mu_0 \omega \mu''$ . Solche Ströme können in bestimmten Materialien auf mikroskopischer Skala tatsächlich auftreten (siehe [22]).

Nun kann man einen Satz von „Wellengleichungen“ für dieses Medium aufstellen (hier für das elektrische Feld):

$$\begin{aligned}\Delta \vec{E} &= \mu \varepsilon \ddot{\vec{E}} + \mu \sigma_e \dot{\vec{E}} + \sigma_m \nabla \times \vec{H} \\ &= \mu \varepsilon \ddot{\vec{E}} + \mu \sigma_e \dot{\vec{E}} + \sigma_m \sigma_e \vec{E} + \sigma_m \varepsilon \dot{\vec{E}} \\ &= \mu \varepsilon \ddot{\vec{E}} + (\mu \sigma_e + \varepsilon \sigma_m) \dot{\vec{E}} + \sigma_m \sigma_e \vec{E}\end{aligned}$$

Ein möglicher Lösungsansatz ist eine gedämpfte ebene Welle der Form

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{x})} e^{-\vec{\delta}\vec{x}} \quad .$$

Setzt man diese in die oben gefundene Wellengleichung ein, so erhält man einen Satz von Parametern, die die Welleneigenschaften mit den Materialparametern verknüpft. Es gilt:

$$\begin{aligned}(i\vec{k} + \vec{\delta})^2 &= i\omega(\mu\sigma_e + \varepsilon\sigma_m) + (\sigma_m\sigma_e - \mu\varepsilon\omega^2) \\ \Leftrightarrow \delta^2 - k^2 &= \sigma_m\sigma_e - \mu\varepsilon\omega^2 \\ \wedge \quad 2\delta k &= \omega(\mu\sigma_e + \varepsilon\sigma_m)\end{aligned}$$

Allerdings kann man hier feststellen, daß für hohe Frequenzen ( $\omega \gg \frac{\sigma_e}{\varepsilon}, \omega \gg \frac{\sigma_m}{\mu}$ ) nicht notwendigerweise folgt, daß  $\delta \ll k$  ist. Somit wird die Eindringtiefe bei hohen Frequenzen nicht reduziert.

Was die Simulation angeht, so ergeben sich noch eine Reihe weiterer Nachteile:

- Die Benutzung hoher Leitfähigkeiten führt zu numerischen Problemen.
- Für eine hinreichende Dämpfung sind relativ viele Verlust-Schichten notwendig.
- Ein Verschwinden der Reflexion (Reflexionskoeffizient  $\rho \equiv 0$ ) gilt nur bei senkrechtem Einfall.

Dazu muß die Idee der „Matched Layers“ modifiziert werden, was im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

### Perfectly matched Layers

Um eine bessere Anpassung des Simulationsgebietes an die absorbierenden Randbedingungen zu erlangen, spaltet man die Verlustströme anisotrop auf.

Dies sei am Beispiel einer TE-Welle in zwei Dimensionen vorgeführt. In Abb. 4.4 ist eine solche Welle skizziert. Es gelten im Folgenden die Beziehungen:

$$\begin{aligned}\vec{k} &= (k_x, k_y, 0) \\ E_z &= 0 \\ H_x &= H_y = 0\end{aligned}$$

In kartesischen Koordinaten reduzieren sich mit obigen Voraussetzungen die mit dem magnetischen Strom modifizierten Maxwellgleichungen auf

$$\begin{aligned}\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_e E_x &= \frac{\partial H_z}{\partial y} \\ \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_e E_y &= -\frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma_m H_z &= \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x}\end{aligned}$$

Nun spaltet man die Magnetfeldkomponente in diesen Gleichungen in zwei Teile auf. Dazu benutzt man den Ansatz  $H_z = H_{zx} + H_{zy}$ . Dies führt zu:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_{ey} E_x = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y}$$

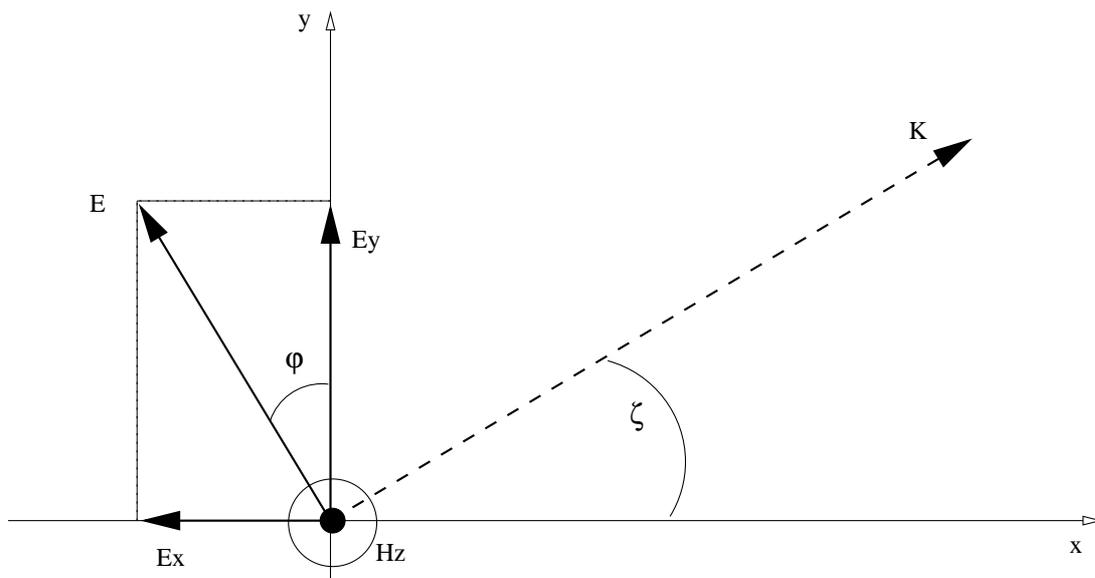


Abbildung 4.4: Darstellung einer TE-Welle in zwei Dimensionen

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_{ex} E_y &= -\frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \\ \mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_{mx} H_{zx} &= -\frac{\partial E_y}{\partial x} \\ \mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_{my} H_{zy} &= \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{aligned}$$

Vergleicht man dies mit Abb. 4.4, so kann man sich vorstellen, daß man (wenn auch zu diesem Zeitpunkt ein wenig willkürlich), den Gesamtbetrag des magnetischen Feldvektors in zwei Komponenten aufspaltet, die den elektrischen Feldvektoren in die entsprechenden Raumrichtungen zugeordnet werden. Dies ist allerdings mathematisch korrekt.

Um nun dieses Verfahren auf den dreidimensionalen Raum zu verallgemeinern, werden die TM-Modi analog betrachtet. Dies führt auf einen vollständigen Satz von 12 entkoppelten Gleichungen:

$$\mu_0 \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_{my} H_{xy} = -\frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} \quad (4.16)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{xz}}{\partial t} + \sigma_{mz} H_{xz} = \frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial z} \quad (4.17)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{yz}}{\partial t} + \sigma_{mz} H_{yz} = - \frac{\partial(E_{xy} + E_{xz})}{\partial z} \quad (4.18)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{yx}}{\partial t} + \sigma_{mx} H_{yx} = \frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial x} \quad (4.19)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_{mx} H_{zx} = - \frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial x} \quad (4.20)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_{my} H_{zy} = \frac{\partial(E_{xy} + E_{xz})}{\partial y} \quad (4.21)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{xy}}{\partial t} + \sigma_{ey} E_{xy} = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (4.22)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{xz}}{\partial t} + \sigma_{ez} E_{xz} = - \frac{\partial(H_{yx} + H_{yz})}{\partial z} \quad (4.23)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{yz}}{\partial t} + \sigma_{ez} E_{yz} = \frac{\partial(H_{xy} + H_{xz})}{\partial z} \quad (4.24)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{yx}}{\partial t} + \sigma_{ex} E_{yx} = - \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (4.25)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_{ex} E_{zx} = \frac{\partial(H_{yx} + H_{yz})}{\partial x} \quad (4.26)$$

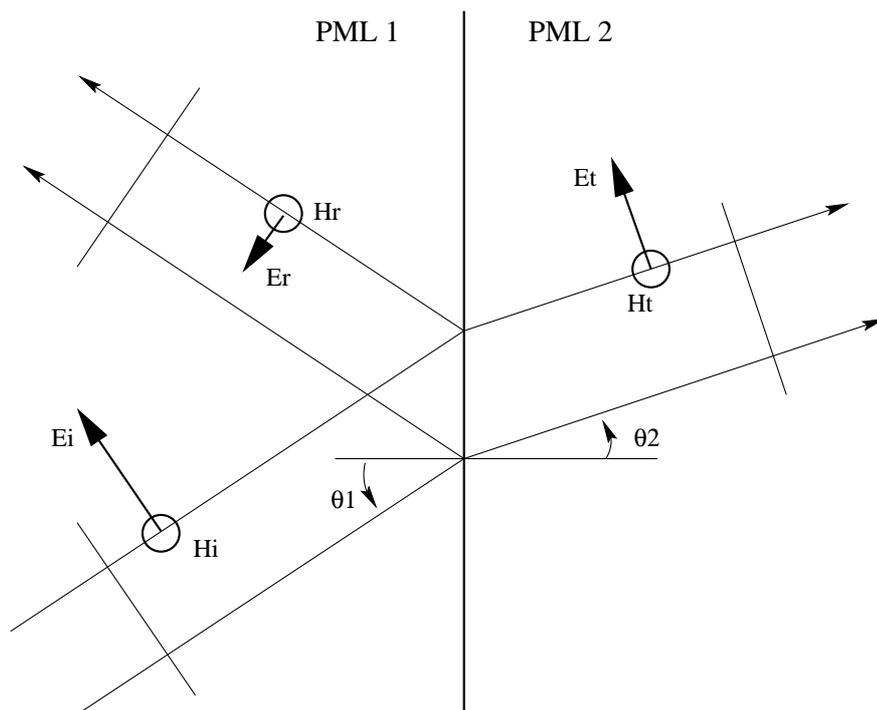
$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_{ey} E_{zy} = - \frac{\partial(H_{xy} + H_{xz})}{\partial y} \quad (4.27)$$

### Reflexionsfaktor

Mit den so gewonnenen Gleichungen kann man nun den Reflexionsfaktor bestimmen, der letztendlich zu minimieren ist und somit die einzusetzenden Materialparameter bestimmt. Dazu setzt man wieder einen speziell gewählten Satz von Lösungen an. Dabei betrachtet man den Übergang einer Welle durch eine Grenzfläche zweier PML-Medien. Eine schematische Skizze dieser Wellenverläufe in Abb. 4.5 dargestellt.

Es soll gelten:

$$\begin{aligned} E_x &= -E_0 \sin(\varphi) e^{i\omega(t-\alpha x-\beta y)} \\ E_y &= -E_0 \cos(\varphi) e^{i\omega(t-\alpha x-\beta y)} \\ H_{zx} &= H_{zx0} e^{i\omega(t-\alpha x-\beta y)} \\ H_{zy} &= H_{zy0} e^{i\omega(t-\alpha x-\beta y)} \end{aligned}$$



**Abbildung 4.5:** Schematische Skizze einer Welle beim Übergang zwischen zwei PML-Medien

Nach einer relativ aufwendigen Rechnung gelangt man zu einer Darstellung, die bereits mit den Materialparametern verknüpft ist:

$$H_{zx0} = E_0 \sqrt{(\varepsilon_0/\mu_0)} \frac{1}{G} w_x \cos^2(\varphi)$$

$$H_{zy0} = E_0 \sqrt{(\varepsilon_0/\mu_0)} \frac{1}{G} w_y \sin^2(\varphi)$$

Dabei bedeuten die Parameter

$$G = \sqrt{w_x \cos^2(\varphi) + w_y \sin^2(\varphi)}$$

$$w_{[x,y]} = \frac{1 - i(\sigma_{e[x,y]}/\varepsilon_0\omega)}{1 - i(\sigma_{m[x,y]}/\mu_0\omega)} \quad .$$

Macht man hier nun die Aufspaltung der magnetischen Feldkomponente wieder rückgängig, indem man diese beiden Gleichungen aufsummiert, so gelangt man zu einer Darstellung des Wellenwiderstandes

innerhalb des PML-Mediums:

$$\begin{aligned} H_0 &= E_0 \sqrt{(\varepsilon_0/\mu_0)} G \\ \Rightarrow Z &= \sqrt{(\mu_0/\varepsilon_0)} \frac{1}{G} \end{aligned} \quad (4.28)$$

Weiterhin kann man mit diesen Parametern auch einen modifizierten Reflexionskoeffizienten und ein modifiziertes Snelliussches Brechungsgesetz aufstellen:

$$\text{Reflexionsfaktor} \quad \rho = \frac{G_1 \cos \theta_2 - G_2 \cos \theta_1}{G_1 \cos \theta_2 + G_2 \cos \theta_1} \quad (4.29)$$

$$\text{Snellius} \quad \frac{\sin \theta_1}{G_1} = \frac{\sin \theta_2}{G_2} \quad (4.30)$$

Werden die magnetischen „Materialparameter“ derart, daß  $(\sigma_{ex1}, \sigma_{mx1})$ ,  $(\sigma_{ex2}, \sigma_{mx2})$  und  $(\sigma_{ey}, \sigma_{my})$  paarweise die Bedingung

$$\frac{\sigma_e}{\sigma_m} = \frac{\varepsilon_0}{\mu_0}$$

erfüllen, so gilt  $G_1 = G_2 = 1$  und somit:

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \theta_2 \\ \rho &\equiv 0 \end{aligned}$$

Dies gilt für alle Einfallswinkel und für alle Frequenzen. **Damit sind diese beiden PML-Schichten breitbandig perfekt aneinander angepaßt.**

### Übertragung auf die FIM:

Die Entwicklung der PML-Schichten war, wie oben angemerkt, ursprünglich auf den Einsatz in FDTD-Methoden zugeschnitten. Ansatzpunkt für die Anpassung an die Finite Integrationsmethode (FIM) sind naturgemäß die mit der magnetischen Leitfähigkeit modifizierten Maxwellgleichungen.

Dazu werden zunächst die 12 Gleichungen 4.16–4.27 paarweise addiert. Die ersten beiden Gleichungen (4.16 und 4.17) ergeben sich damit zu:

$$\left. \begin{aligned} \mu_0 \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_{my} H_{xy} &= - \frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} \\ \mu_0 \frac{\partial H_{xz}}{\partial t} + \sigma_{mz} H_{xz} &= \frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial z} \end{aligned} \right\} +$$

$$\Rightarrow \frac{\partial(B_{xy} + B_{xz})}{\partial t} + \sigma_{my} H_{xy} + \sigma_{mz} H_{xz} = \left( \frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial z} - \frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} \right)$$

und, nach Umkehrung der Aufspaltung in Teilkomponenten:

$$\Leftrightarrow \frac{\partial B_x}{\partial t} + \sigma_{my} H_{xy} + \sigma_{mz} H_{xz} = - \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right)$$

Führt man diese Summation für die anderen magnetischen Feldgleichungen ebenfalls durch, so kann man die erhaltenen 3 Gleichungen wiederum in Matrixform darstellen:

$$\mu_0 \dot{\vec{H}} = -\nabla \times \vec{E} - \beta \cdot \vec{\Sigma}_m$$

Dabei wurden die hinzu gekommenen magnetischen Leitfähigkeiten sowie die Teilkomponenten der Magnetfelder zu einem neuen Vektor bzw. Tensor zusammengefaßt:

$$\beta = \begin{pmatrix} 0 & H_{xy} & H_{xz} \\ H_{yx} & 0 & H_{yz} \\ H_{zx} & H_{zy} & 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{\Sigma}_m = \begin{pmatrix} \sigma_{mx} \\ \sigma_{my} \\ \sigma_{mz} \end{pmatrix}$$

Analog geht man für die elektrischen Felder vor. Man erhält:

$$\epsilon_0 \dot{\vec{E}} = \nabla \times \vec{H} - \epsilon \cdot \vec{\Sigma}_e$$

mit

$$\epsilon = \begin{pmatrix} 0 & E_{xy} & E_{xz} \\ E_{yx} & 0 & E_{yz} \\ E_{zx} & E_{zy} & 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{\Sigma}_e = \begin{pmatrix} \sigma_{ex} \\ \sigma_{ey} \\ \sigma_{ez} \end{pmatrix}$$

Diese Matrixgleichungen liegen somit in einer Form vor, die sich zur Übertragung auf die FIM eignet. Sie wird vorgenommen, wie im Abschnitt 4.1.1 beschrieben.

### Numerische zeitliche Integration I

Um nun die modifizierte Gleichung in die Zeitentwicklung einzupassen, müssen zunächst die Iterationsvorschriften geändert werden. Dabei liegt der Gedanke nahe, die Gleichungen genau in der Form, wie man sie vorliegen hat, in den zentralen Differenzenquotienten zu übertragen.

Als Beispiel sei wieder Gleichung 4.16 dargestellt:

$$\begin{aligned} \mu_0 \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_{my} H_{xy} &= -\frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} = -\frac{\partial E_z}{\partial y} \\ \Rightarrow \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu_0} \left( \sigma_{my} H_{xy} + \frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

Das numerische Verfahren ist, wie in Abschnitt 4.1.1, das Leaping-Frog-Scheme:

$$\begin{aligned} H^{t+1} &\leftarrow f(H^t, E^{t+\frac{1}{2}}) \\ E^{t+\frac{3}{2}} &\leftarrow g(E^{t+\frac{1}{2}}, H^{t+1}) \end{aligned}$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} H_{xy}^{t+1} &= H_{xy}^t - \frac{\delta t}{\mu_0} \left( \sigma_{my} H_{xy}^t + \frac{(E_z^{t+\frac{1}{2}}|_{y+1} - E_z^{t+\frac{1}{2}}|_y)}{\Delta y} \right) \\ H_{xy}^{t+1} &= \left( 1 - \frac{\delta t \cdot \sigma_{my}}{\mu_0} \right) H_{xy}^t \\ &\quad - \frac{\delta t}{\mu_0 \Delta y} \left( E_z^{t+\frac{1}{2}}|_{y+1} - E_z^{t+\frac{1}{2}}|_y \right) \end{aligned}$$

In der Simulation ergibt sich bei einer Diskretisierung von  $\Delta = 1\text{mm}$  ein Zeitschritt  $\delta t \approx 1.9 \cdot 10^{-12}\text{s}$ . Dies läßt sich zwar reduzieren, aber nicht um beliebig viele Größenordnungen, wenn man noch Strukturen makroskopischer Größe berechnen will.

Untersucht man nun die Stabilität des obigen Verfahrens, so resultieren daraus Forderungen für die Wahl der Materialparameter. Insbesondere dürfen die Variationen der Felder pro Zeitschritt nicht zu groß werden, damit der Algorithmus gutartig bleibt. Daher muß

$$\frac{\delta t \cdot \sigma_{my}}{\mu_0} \ll 1, \quad \frac{\delta t \cdot \sigma_{ey}}{\varepsilon_0} \ll 1$$

erfüllt sein. Rechnet man das auf die Materialparameter um, so erhält man

$$\begin{aligned} \sigma_{my} &< \frac{\mu_0}{\delta t} \approx 10^6 \\ \sigma_{ey} &< \frac{\varepsilon_0}{\delta t} \approx 1 \end{aligned}$$

Betrachtet man unter diesen Gesichtspunkten die Dämpfungseigenschaften der PML-Schicht, so ergibt sich aber leider keine vernünftige Dämpfung bei annähernd wenigen Schichten.

### Numerische zeitliche Integration II

Da die vorige Herangehensweise offensichtlich zu einfach war, wurde ein anderer Ansatz gewählt. Die Idee war, einen Teil der Gleichung analytisch zu lösen, um die Iteration nur auf einen Teil des Problems anwenden zu müssen.

Betrachtet man nochmals Gleichung 4.16, so erhält man nach kurzer Umformung:

$$\begin{aligned} \mu_0 \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_{my} H_{xy} &= -\frac{\partial E_z}{\partial y} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \frac{\sigma_{my}}{\mu_0} H_{xy} &= -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \gamma H_{xy} &= \eta \end{aligned}$$

Dies ist eine typische inhomogene lineare Differentialgleichung erster Ordnung. Für einen gegebenen Anfangswert  $H_{xy}^0 = H_{xy}(t=0)$  ist diese Gleichung eindeutig lösbar. Es gilt:

$$H_{xy} = e^{-G(t)} \left\{ H_{xy}^0 + \int_{t_0}^t \eta e^{G(s)} ds \right\} \quad (4.31)$$

mit

$$G(t) = \int_{t_0}^t \gamma ds$$

Dies kann man jetzt wieder auf einen zentralen Differenzenquotienten übertragen. Dies führt auf:

$$H_{xy}^{t+1} = H_{xy}^t \cdot e^{-\frac{\sigma_{my}}{\mu_0} \cdot \delta t} - \frac{1}{\sigma_{my}} \left(1 - e^{-\frac{\sigma_{my}}{\mu_0} \cdot \delta t}\right) \cdot \frac{\partial E_z^{t+\frac{1}{2}}}{\partial y} \quad (4.32)$$

Diese Vorgehensweise muß jetzt prinzipiell auf alle 12 Gleichungen angewendet werden.

Der Vorteil dieses Verfahrens ist, daß für alle  $(\sigma_{m,e}, \delta t) > 0$  für den Vorfaktor der Iteration  $e^{-\frac{\sigma_{my}}{\mu_0} \cdot \delta t} < 1$  gilt. Dadurch wird die Iteration numerisch stabil und es treten keine alternierenden Folgen auf.

Leider gibt es auch hier einen Nachteil. Das System

$$H_n^t = \sum_{n \neq m} H_{nm}^t$$

ist unterbestimmt. Daher müssen während der Simulation die Felder  $H_{nm}[x][y][z]|_{n \neq m}$  im Speicher gehalten und getrennt berechnet werden. Dies erzeugt einen erhöhten Speicherbedarf und einen größeren numerischen Aufwand.

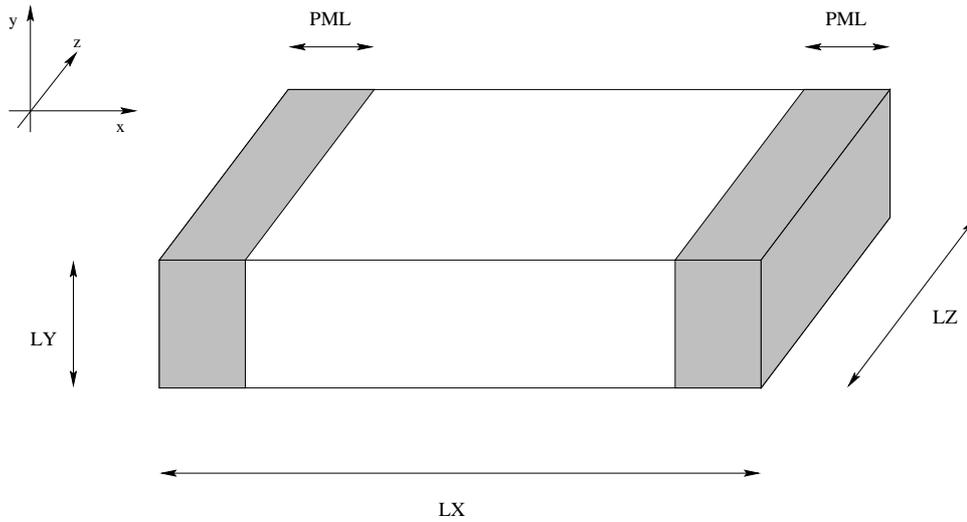
### Anwendung im Programm SMEAGOL

Bei der aktuellen Implementation im Programm **Smeagol** wurde zur Reduktion der Rechenschritte pro Iteration ein Kompromiß eingegangen. Da in einer typischen Simulation ein oder zwei absorbierende Flächen ausreichen, womit unendlich lange Wellenleiter oder die Reflexionseigenschaften von Absorbern dargestellt werden können, wurde die PML-Schicht nur in x-Richtung eingebaut. Das Simulationsgebiet ist daher wie in Abb. 4.6 aufgebaut.

Eine weitere Vereinfachung besteht darin, daß das Programm so abgeändert wurde, daß keinesfalls eine Materialbefüllung bis an die Oberfläche der PML-Schichten möglich ist. Daher handelt es sich stets um eine Grenzschicht Vakuum/PML.

Die PML-Schicht wird, wie oben hergeleitet, durch einen Satz von 6 Parametern  $\sigma_{[m,e]i}$  beschrieben. Im Vakuum gilt dabei

$$PML_{Vac} = (0, 0, 0, 0, 0, 0)$$



**Abbildung 4.6:** Aufbau der in Smeagol implementierten PML-Schichten

Die Bedingung für eine perfekte Anpassung an einer Grenzfläche senkrecht zur x-Richtung ist dabei:

$$\begin{aligned} \sigma_{my}^1 &= \sigma_{my}^2 & \sigma_{ey}^1 &= \sigma_{ey}^2 \\ \sigma_{mz}^1 &= \sigma_{mz}^2 & \sigma_{ez}^1 &= \sigma_{ez}^2 \end{aligned}$$

Somit reduziert sich für einen reinen Belag in x-Richtung die Anzahl der freien Parameter auf

$$PML_X = (\sigma_{ex}, \sigma_{mx}, 0, 0, 0, 0)$$

Die „Maxwellgleichungen“ in der Grenzschrift vereinfachen sich daher erheblich:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{B}} &= -\nabla \times \vec{E} - \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma_{mx} \cdot H_{yx} \\ \sigma_{mx} \cdot H_{zx} \end{pmatrix} \\ \dot{\vec{E}} &= \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} \nabla \times \vec{B} - \frac{1}{\varepsilon_0} \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma_{ex} \cdot E_{yx} \\ \sigma_{ex} \cdot E_{zx} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Überträgt man dieses wieder auf die Finite Integrationsmethode, so findet man die Iterationsvorschriften (exemplarisch für die magnetische Induktion):

$$\begin{aligned}\vec{b}^{t+1}(i) &= \vec{b}^t(i) - \delta t \cdot \{\mathbf{C}\vec{e}^{t+\frac{1}{2}}(i)\} - \delta t \sigma_{mx} \vec{h}_x^t(i) \\ &= \underbrace{\vec{b}^t(i) - \delta t \sigma_{mx} \vec{h}_x^t(i)}_{\tilde{\vec{b}}^t(i)} - \delta t \cdot \{\mathbf{C}\vec{e}^{t+\frac{1}{2}}(i)\}\end{aligned}$$

mit

$$\vec{h}_x(i) = \begin{pmatrix} 0 \\ H_{yx} \\ H_{zx} \end{pmatrix}$$

Wie man erkennt, werden in jedem Zeitschritt die ursprünglichen Vektoren  $\vec{b}^t$  modifiziert. Dies kann unmittelbar vor dem Iterationsschritt geschehen.

Setzt man daher den modifizierten Vektor  $\tilde{\vec{b}}^t$  ein, so erhält man exakt die gleiche Form wie bei der ursprünglichen Iterationsvorschrift.

Wie in der Einleitung bereits angesprochen, gelang es bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit nicht, die getrennt voneinander verlaufende Berechnung der Vektoren  $\vec{e}$ ,  $\vec{b}$  und der zusätzlich innerhalb der PML-Schichten auftretenden Komponentenvektoren  $\vec{h}_{nm}$  und  $\vec{e}_{nm}$  zu synchronisieren. Das Verfahren erwies sich entgegen der analytischen Betrachtungen als nicht stabil, so daß trotz intensiver Suche nach wie vor von einem Programmierfehler ausgegangen wird. Trotz allem bin ich der Überzeugung, daß der Ansatz zur Implementation der PML-Schichten in die richtige Richtung weist, kann jedoch dieses Problem in Anbetracht der fortgeschrittenen Zeit zur Erstellung dieser Arbeit nicht abschließend klären. Dies wird Gegenstand weiterer Untersuchungen sein. Sofern dies gelingt, hat man mit dem Programm **Smeagol** ein leistungsfähiges Paket zur Simulation von dynamischen Vorgängen im Zeitbereich zur Hand.

### 4.3 Überblick über die Komponenten des Programms

Trotz der ungelösten Probleme beim Betrieb der PML-Schichten handelt es sich bei dem Programm **Smeagol** um ein funktionsfähiges Programm zur Simulation im Zeitbereich auf der Basis der Finiten Integrationsmethode. Ein großer Vorteil dieser Methode ist die Tatsache, daß (im Gegensatz zur TLM-Methode) keine Geschwindigkeitsdispersion auftritt und das leere Medium im Simulationsgebiet sich auch wie ein Vakuum verhält (und nicht wie ein Medium mit  $\varepsilon_r = 2$ ). Die nutzbare Frequenzbandbreite ist somit deutlich höher als bei der TLM-Methode. Weiterhin handelt es sich um eine echte 3D-Simulation. Dies führt zwar zu einer Potenzierung des Laufzeitverhaltens, dafür sind aber alle Feldkomponenten in der Simulation enthalten. Man ist daher nicht auf TE- oder TM-Moden festgelegt.

Aus der Summe der Möglichkeiten, die bei der Konfiguration der Simulation vorgenommen werden können, sollen hier einige besonders erwähnt werden:

**Komplett eigenständige Speicherverwaltung:** Wie bei der Vorstellung der Randbedingungen bereits angesprochen, wurde zur effizienten Realisierung der Ränder eine vollständig neu implementierte Methode zur Deklaration von Variablenfeldern entwickelt:  
`double E[LX][LY][LZ] → double ***E; E=dmatrix(N, dim[], MODE)`

**Integrierte Clusterstatistik:** Um bei der Simulation von effektiven Medien die Auswirkung der Clustergrößen bei statistischer oder vorgegebener Besetzung des Simulationsvolumens untersuchen zu können, wurde ein Modul zur statistischen Auswertung der Clusterverteilung eingebaut. Es beruht auf dem Algorithmus von *Hoshen-Kopelmann*. Dabei werden die Verteilung, die Radien, die Masse und verschiedene Mittelwerte berechnet.

**Zufällige, statische oder vorgegebene Teilchenverteilung:** Die Befüllung der Elementarzellen kann statistisch (anhand eines vorgegebenen Füllfaktors) oder manuell vorgenommen werden. Dazu kann eine Definitionsdatei eingelesen werden, mit der gezielt jede einzelne Elementarzelle mit eigenen Materialparametern versehen werden kann.

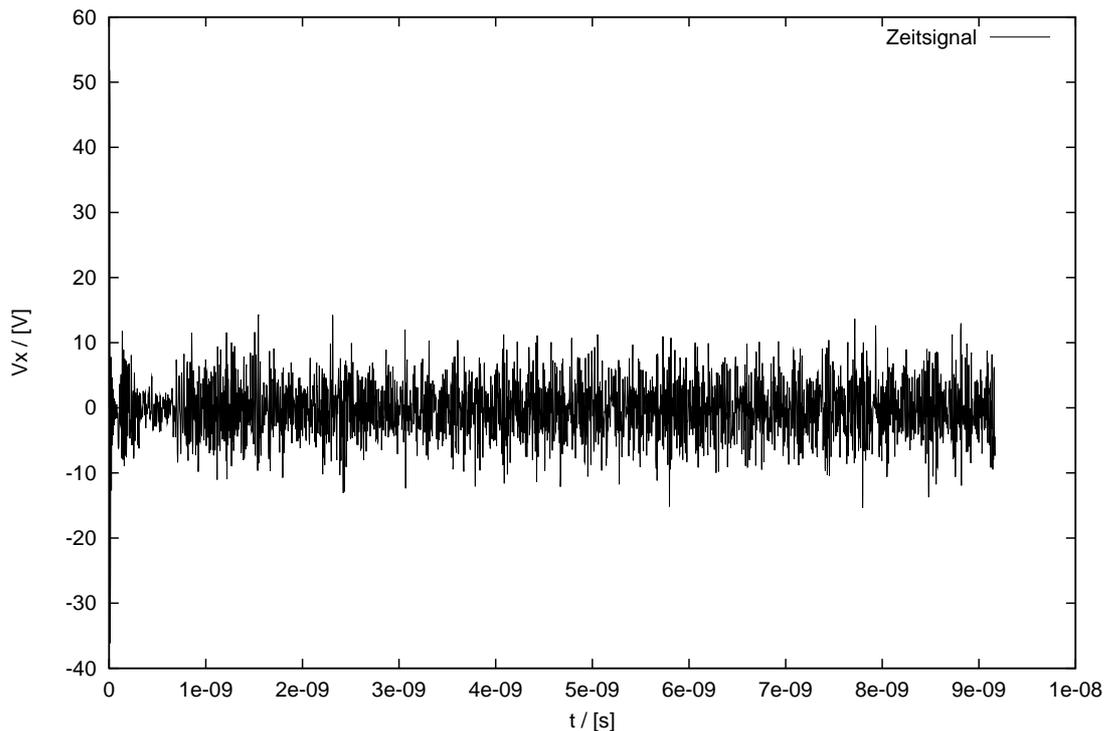
**Verschiedene Anregungsmodi:** Dem System kann Energie auf vielfältige Weise zugeführt werden. Dazu gehören eine statische Anregung (Gleichspannung), periodische Anregungen oder die Verwendung von  $\delta$ -Pulsen. Diese Anregung kann dabei in einem Punkt, auf einer Linie oder auf ganzen Flächen erzeugt werden (Punktquelle, Antenne oder ebene Welle).

**Ausgabe von Feldverteilungen:** Zusätzlich zur Messung der Signale an einer Detektorposition können zur Datenauswertung auch ganze Feldverteilungen zu einem vorgegebenen Zeitpunkt oder in Intervallen ausgegeben werden. Unterstützte Datenformate sind dabei Plain, Gnuplot, 2D-Raster und IBM DataExplorer™.

Wie bereits beim Programm **tlm2d** können auch hier Frequenzspektren mit Hilfe der Fourier-Transformation direkt aus dem Zeitsignal abgeleitet werden. Die Erfahrungen, die dort gesammelt wurden, wurden übernommen, so daß auch hier die Möglichkeit der Anregung mit einem „weichen“  $\delta$ -Puls eingebaut wurde.

## 4.4 Ergebnisse

Aufgrund der geschilderten Verzögerungen durch die Implementation der PML-Schichten wurden nur Testrechnungen gemacht. Hier sei auch nur eine davon vorgestellt, um die Funktionsfähigkeit des Programms zu demonstrieren.



---

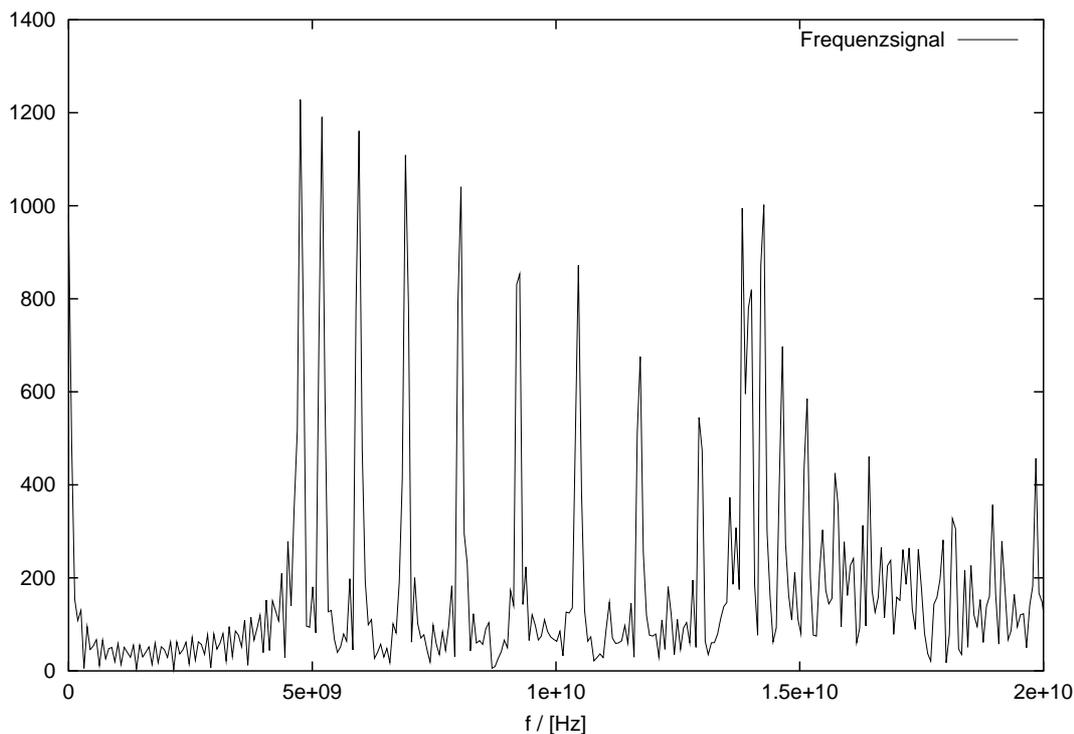
**Abbildung 4.7:** Zeitlicher Signalverlauf bei einer Simulation eines Rechteckresonators mit **Smeagol**

---

Abb. 4.7 zeigt ein typisches Zeitsignal im dreidimensionalen Rechteckresonator (metallische Randbedingungen) mit den Kantenlängen  $(300 \times 300 \times 10) \text{ mm}^3$ . Angeregt wurde mit einem scharfen  $\delta$ -Puls auf einer Linie in  $y$ -Richtung im Zentrum des Resonators, die Antenne befand sich direkt neben dem Sender. Im Inneren des Resonators befand sich ein Vakuum.

Eine Fouriertransformation (Abb. 4.8) liefert ein klares Resonanzspektrum für den Rechteckresonator. Ein Vergleich mit den bereits für die TLM-Methode berechneten theoretischen Werte liefert eine gute

Übereinstimmung der an der Antennenposition sichtbaren Moden (welche dort nicht gerade über einen Knoten verfügen). Eine Kontrolle der Ausbreitungsgeschwindigkeit (bei weiter auseinanderliegenden Antennen- und Senderpositionen) liefert für ein Gauss-Paket ebenfalls die korrekte Ausbreitungsgeschwindigkeit.



---

**Abbildung 4.8:** *Fourier-Analyse des Signals aus Abb. 4.7.*

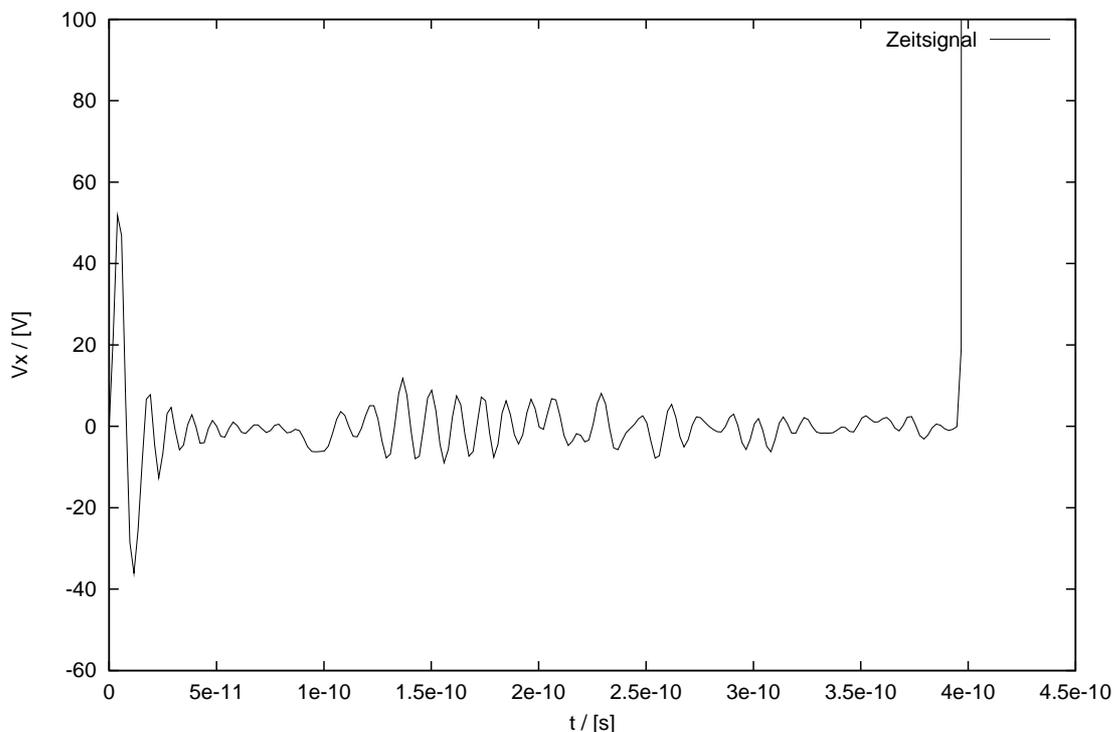
---

Ein optischer Vergleich mit den aus der TLM-Methode resultierenden Frequenzspektren deutet darauf hin, daß die mit der FIM simulierten Daten ein saubereres Spektrum lieferten.

Es wurden eine ganze Reihe von Testläufen durchgeführt, die für eine Vakuum- oder Materialfüllung des Simulationsgebietes zufriedenstellende Ergebnisse erbrachten. Aus Platzgründen wird auf eine Darstellung verzichtet, zumal eine endlose Wiederholung von Resonatorsystemen keine neuen Informationen erbringt.

Der Vollständigkeit halber ist hier nun auch eine Simulation mit eingeschalteten absorbierenden Randbedingungen dargestellt (Abb. 4.9). Wie man unschwer erkennt, treten massive numerische Probleme auf,

sobald die Welle diese PML-Schichten berühren. Sie verhalten sich zum gegenwärtigen Zeitpunkt anstatt absorbierend eher wie Generatoren erheblicher Stärke. Das „Explodieren“ der Felder geschieht dabei über einen sehr kurzen Zeitraum.



**Abbildung 4.9:** Zeitsignal bei eingeschalteten PML-Schichten

Wie weiter oben bereits angesprochen, befindet sich das Programm, was die PML-Schichten angeht, noch in der Entwicklung. Die Arbeiten an der Implementation der absorbierenden Randbedingungen werden fortgeführt.

## 5 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde versucht, mit einem numerischen Verfahren auf Grundlage der Leitungstheorie einen qualitativen Vergleich der gängigen Freifeld-Absorberstrukturen zu bieten. Dabei wurde als weiterer Ansatz eine Anordnung von Absorbern für die langwelligen Komponenten der elektromagnetischen Felder als effektives Medium verstanden. Da die komplexe Impedanztransformation für dünne Schichten exakt ist, konnte somit iterativ eine optimale Hüllform zur maximalen Reflexionsdämpfung bestimmt werden. Untersucht wurden geometrisch optimierte Pyramidenabsorber, Kegelabsorber, Hohlabsorber, Kachelabsorber und Multikachelabsorber. Als Referenz diente dabei jeweils der klassische Pyramidenabsorber.

Es hat sich gezeigt, daß zumindest im Rahmen des angenommenen Modells die geometrische Komponente der Absorber über die Interferenzeffekte einen erheblichen Anteil an der integralen Reflexionsdämpfung hat. Diese Interferenzeffekte können durch die geeignete Wahl der Hüllform der Absorber verstärkt und somit die Güte der Absorber insgesamt verbessert werden. Allerdings hat sich auch gezeigt, daß die Güte sehr empfindlich von der Genauigkeit abhängt, mit der die berechnete Hüllkurve umgesetzt wird. Es muß jedoch festgestellt werden, daß ohne die Möglichkeit, die Energie abzuführen, die Güte der Absorber wieder stark abnimmt. Dies zeigt sich durch die Neigung der Absorber, in der Simulation Sockel auszubilden, und dem schlechten Abschneiden der Hohlabsorber im Vergleich zu den Massiv-Absorbern. Leider legt dieses Ergebnis aber auch nahe, daß die wegen ihrer großen Feuerfestigkeit erwünschten keramischen Absorber aus statischen Gründen (hohes Gewicht, große mechanische Beanspruchung) für große Meßhallen nicht in Frage kommen, in denen Wellenlängen oberhalb von drei bis vier Metern verwendet werden. Hier sind nach wie vor Schaumstoffabsorber oder die neuen Folienabsorber die bessere Wahl.

Für schmale Frequenzbänder sind auch die Kachelabsorber eine gute Alternative. Wie in der Arbeit dargelegt wurde, gibt es hier eine Reihe von denkbaren Einsatzgebieten, zudem sind sie relativ einfach zu fertigen und zu verarbeiten. Auch sie können durch einen geeigneten Füllfaktorverlauf senkrecht zur Kachelfläche optimiert werden, so daß sich die vollständig auf Interferenzeffekte basierende, schmale Kurve der Reflexionsdämpfung verbreitern läßt.

Weiterhin konnte am Beispiel der Kachelabsorber aufgezeigt werden, daß es eine Beziehung zwischen Real- und Imaginärteil der dielektrischen Funktion gibt, bei der eine maximale Reflexionsdämpfung erzielt wird. Eine Auswertung der Simulationsdaten führte auf

$$\varepsilon'' \approx 1.086 \cdot (\varepsilon')^{0.549} \quad .$$

Diese Beziehung erleichtert noch einmal die Konfiguration von Kachelabsorbern und das Auffinden geeigneter Materialien für die gewünschten Frequenzbereiche.

Die Implementation der TLM-Methode zur Simulation elektromagnetischer Felder im Zeitbereich war zunächst als Erweiterung der Untersuchung von Absorberstrukturen gedacht. Die TLM-Methode konnte allerdings erfolgreich auf andere Phänomene angewandt werden. Zum einen konnte sie das Verhalten der unterdrückten spontanen Emission von Hertzschen Dipolen zwischen Metallplatten exakt nachbilden, zum anderen konnten hier die vermuteten, aber in Messungen noch nicht eindeutig nachgewiesenen Resonanzmoden im Luftspalt gefunden werden. Hier zeigt sich, daß ein Spektrum für Resonanzen mit  $d = \frac{(2n+1)}{2} \cdot \lambda$  berechnet wurde. Ein anderer wichtiger Aspekt für die Wellenausbreitung im Doppelprisma, die bevorzugte Ausbreitung im Luftspalt in Richtung der Totalreflexion, konnte nicht festgestellt werden.

Als dritten und letzten Teil wurde eine vollständige, dreidimensionale Simulation im Zeitbereich auf Grundlage der Finiten Integrationsmethode durchgeführt. Dabei konnte eine Methode zur Implementation von periodischen Randbedingungen erarbeitet werden, die auf einem neuen Verfahren zur Allokation von mehrdimensionalen Arrays in der Programmiersprache "C" basiert und pro Rechenschritt keinen zusätzlichen numerischen Aufwand benötigt. Auch konnte, zumindest theoretisch, die absorbierenden Randbedingungen nach Berenger (Perfectly matched Layers) auf die FIM portiert werden. Leider konnte bis jetzt

kein numerisch stabiler Algorithmus gefunden werden, um diese Randbedingungen auch zu nutzen. Mit dieser Einschränkung liefert das Programm für metallische Ränder oder die Abstrahlung in den Freiraum korrekte Simulationsergebnisse.

Die Arbeit an dieser Methode wird aber auf jeden Fall fortgesetzt.



## 6 Abstract

In the present dissertation the attempt was made to give a qualitative comparison of commonly used free field absorber structures. Numerical techniques were employed to solve general Lecher conduction problems. Furthermore, an ordered set of absorbers were interpreted as an effective medium as far as long wave components of electromagnetic fields are concerned. Due to the fact that the complex impedance transformation is exact for thin layers it was possible to compute an optimized shape form for maximum reflection damping. Investigations have been made for geometrical optimized pyramidal absorbers, cone absorbers, hollow absorbers, tile absorbers and multiple tile absorbers. For every case the classical pyramidal absorber has been used as reference structure.

The results indicate that at least in the scope of the adopted theory, the geometrical absorber components have a significant share on the integral reflection damping by interference effects. These interference effects can be intensified by an appropriate absorber shape and lead to a better efficiency of the absorbing structure. At the same time, this efficiency is very sensitive to the accuracy of the manufacturing of the computed shape. In addition, the efficiency of the absorbing structures decreases heavily without the possibility to drain off energy. This can be derived from the tendency of the absorbers to form sockets in the simulation and from the poor performance of hollow absorbers compared to massive ones. These results lead to the unfortunate fact that the desired ceramic absorbers (because of their high fire-proof quality) are not suitable for measurement halls where wavelengths above three to four meters are used due to static reasons (heavy weight, mechanic stress). In these environments foamed plastics and the new foil absorbers remain the best choice.

For narrow frequency bands the tile absorbers are a good alternative. It has been shown in this work that there are several imaginable fields for

their use, and they are easy to product and to deploy. They can also be optimized by a volume fraction gradient perpendicular to their surface. This way the narrow, purely interference based reflection damping curve can be broadened.

Furthermore by the example of the tile absorber it could be shown that there is a relation between the real and imaginary part of the complex permittivity where the reflection damping reaches its maximum. The analysis of the simulation data leads to

$$\varepsilon'' \approx 1.086 \cdot (\varepsilon')^{0.549} \quad .$$

This relation makes it even easier to find appropriate materials to set up suitable tile absorbers to match given frequency bands.

At first, the implementation of the Transmission Line Matrix Method to simulate electromagnetic fields in the time domain was intended to be an enhancement to the investigation of absorber structures first. But the TLM-Method could be applied to other phenomena succesfully as well. For instance the suppressed spontaneous emission of Hertz dipoles between metallic plates could be emulated exactly, and furthermore, the assumed but up to now not definitely measured resonant modes in the air gap of the double prism have been found. From the simulation data a spectrum of resonace frequencies with  $d = \frac{(2n+1)}{2} \cdot \lambda$  could be derived. Another important aspect of wave propagation in the double prism, the preferred propagation in direction of total refraction, has not been observed.

In the third and last part of this work, am complete, three dimensional simulation in time domain based on the finite integration method was performed. During the work on the program a native method for the implementation of periodic boundary conditions could be developed. This method is based on a special way of allocating multi dimensional arrays with the programming language "C" and has the advantage of no additional numerical effort per calculation step. Also the absorbing boundary conditions following the Berenger approach (Perfectly matched layers) could be adopted to the FIM theoretically. Unfortunately, no numerically stable algorithm could be found to use these boundary conditions in the program. Except for this restriction the program provides exact results for metallic boundaries or radiation into free space.

The work on this method will be continued.

# A Abkürzungen

<b>COSME</b>	„COmplex Simulation of Maxwells Equations“; Programm zur Simulation elektromagnetischer Felder im Frequenzbereich
<b>DF</b>	Dielektrische Funktion
<b>DK</b>	Dielektrische Konstante
<b>EMV</b>	Elektromagnetische Verträglichkeit
<b>FIM</b>	Finite Integrationsmethode
<b>FDTD</b>	Finite-Difference in Time-Domain
<b>GNU</b>	GNU's Not Unix ( <a href="http://www.gnu.org">www.gnu.org</a> )
<b>PML</b>	Perfectly matched Layers. Verfahren zur Darstellung absorbierender Randbedingungen
<b>SIMIT</b>	Size induced metal-insulator transition
<b>Smeagol</b>	„Simulation of Maxwells Equations with AbsorbinG bOundary Layers“; Programm zur Simulation elektromagnetischer Felder im Zeitbereich
<b>SNR</b>	Signal to noise ratio
<b>TLM</b>	Transmission Line Matrix
<b>tlm2d</b>	Auf TLM basierendes Programm zur Simulation elektrischer Feldstärken



# B Programm zur Absorberoptimierung

Das hier gezeigte Programm berechnet einen geometrisch optimierten Absorber. Eingangsgrößen sind u.A. die DK des Absorbermaterials, Länge und Höhe des Absorbers und zu untersuchender Frequenzbereich. Dazu wird eine Steuerdatei ABSORB.PAR eingelesen, deren Einträge aus den entsprechenden READ-Anweisungen abgelesen werden können. Eine genaue Erklärung des Programmes erfolgte im Text.

```

c
c Dieses Programm fittet eine Huellkurve an die Oberflaeche einer
c geometrisch optimierten Absorberpyramide.
c
  program absorb
c
cc*$* optimize on
cc*$* vectorize on
c
  implicit none
  integer ndim,ldim
  parameter(ndim=200,ldim=200)
c
  double precision a(10),da(10),xmax,xsock,xtrans,ymax,dx,c,pi
  double precision x(ndim),yi(ndim),y(ndim),freq(ldim)
  double precision r(ldim),rp(ldim),ff(ndim)
  double precision rho1,rho2,rho3,rhotmp,rhoalt,ep0
  double precision rhoint,fmin,fmax,df,ydicke
  double precision estat,einfy,tau,sigma,alpha
  double precision lamtst,reflex
  complex z0,eps,mu,ktst
  complex z(ndim)
  integer npars,n,nl,i,ia,abbr,maxrun
  integer sflag,oflag,eflag,fflag,pflag,kflag,gppflag,tflag
  character*60 gnucom
  character filename*20
c
  common/geo/xmax,xsock,xtrans,ydicke,ymax,dx
  common/intconst/fmin,fmax
  common/const/c,pi,z0,eps,mu
  common/flags/sflag,oflag,eflag,fflag,kflag,gppflag,tflag
  common/fitpar/estat,einfy,tau,sigma,alpha

```

```

c
c speziell unter UNIX: Bei Umlenkung stdout *nicht* puffern.
c Weil, sonst sieht man nichts.
    call nobuf()
c
c deklarationen:
    abbr=0
    n=ndim
    nl=ldim
    npars=3
    c=2.9979e8
    pi=3.1415926356
    write(*,*) 'Lese Steuerdatei: '
    open(10,file='absorber.par',status='old',err=800)
    read(10,*,err=800) fmin
    read(10,*,err=800) fmax
    read(10,*,err=800) xmax
    read(10,*,err=800) xsock
    read(10,*,err=800) xtrans
    read(10,*,err=800) ymax
    read(10,*,err=800) ydicke
    read(10,*,err=800) pflag
    if (pflag.ne.0) then
        npars=pflag
        do 8 i=1,npars
            da(i)=0.1
            read(10,*,err=800) a(i)
8        continue
    endif
    read(10,*,err=800) oflag
    read(10,*,err=800) kflag
    read(10,*,err=800) eps
    read(10,*,err=800) mu
    read(10,*,err=800) sflag
    read(10,*,err=800) eflag
    read(10,*,err=800) einfty
    read(10,*,err=800) estat
    read(10,*,err=800) tau
    read(10,*,err=800) sigma
    read(10,*,err=800) alpha
    read(10,*,err=800) fflag
    read(10,fmt='(1x,a)',err=800) filename
    read(10,*,err=800) ep0
    read(10,*,err=800) maxrun
    read(10,fmt='(1x,a)',err=800) gnucom
    read(10,*,err=800) gppflag
    read(10,*,err=800) tflag
    write(*,*) 'Fertig!'
    goto 801
800 write(*,*) 'Fehler in der Parameterdatei. ABRUCH.'
    goto 201
801 close(10)
c
c Rechne intern nicht mit Kantenlaenge, sondern mit halber Kantenlaenge:
    ymax=ymax/2.0
c
    write(*,*) ' '
    write(*,*) '=====
    write(*,*) '=          ABSORB  V4.1          ='

```

```

write(*,*) '=====
write(*,*) '= c: H.Leinders      08.12.00 ='
write(*,*) '=====
write(*,*) ' '
write(*,*) 'Frequenzbereich:'
write(*,*) 'Untere Grenze= ',fmin,' Hz'
write(*,*) 'Obere Grenze = ',fmax,' Hz'
write(*,*) ' '
write(*,*) 'Pyramidenhoehe = ',xmax
write(*,*) 'Pyramidensockel = ',xsock
write(*,*) 'Uebergangslaenge= ',xtrans
write(*,*) 'Pyramidenbreite = ',2.*ymax
write(*,*) 'Wanddicke      = ',ydicke
if (pflag.ne.0) then
  write(*,*) 'Startform mit Parametern'
  do 7 i=1,npars
    write(*,*) 'a(',i,')=',a(i)
7   continue
else
  write(*,*) 'Startform: Pyramide!'
endif
write(*,*) ' '
if(kflag) 506,506,507
506 write(*,*) 'Quadratischer Querschnitt wird beibehalten'
   goto 508
507 write(*,*) 'Querschnitt: Kegelabsorber'
508 write(*,*) ' '
   if(eflag) 501,501,502
501 write(*,*) 'Epsilon =',eps
   write(*,*) 'Mu =      ',mu
   goto 503
502 write(*,*) 'Epsilon Frequenzabhaengig:'
   write(*,*) 'Eps-Statistisch = ',estat
   write(*,*) 'Eps-Unendlich = ',einfy
   write(*,*) 'Tau          = ',tau
   write(*,*) 'Alpha         = ',alpha
   write(*,*) 'Sigma/Eps_0 = ',sigma
503 write(*,*) ' '
   if(fflag) 504,504,505
505 write(*,*) 'Die Werte sind Startwerte;'
   write(*,*) 'Es werden die Daten aus ',filename,' angefitet.'
   write(*,*) ' '
504 if (sflag) 601,602,603
601 write(*,*) 'Schaltung: GEM-Formel'
   goto 604
602 write(*,*) 'Schaltung: Parallel-Schaltung'
   goto 604
603 write(*,*) 'Schaltung: Serien-Schaltung'
604 write(*,*) ' '
   if (oflag) 605,605,606
605 write(*,*) 'Die Form wird *NICHT* optimiert!'
   write(*,*) ' '
   goto 607
606 write(*,*) 'Genauigkeit: ',ep0
   write(*,*) 'Durchlaeufer maximal: ',maxrun
   write(*,*) ' '
   write(*,*) 'Iterations-Schritte: ',nl
   write(*,*) 'Transformationen:      ',n
   write(*,*) ' '

```

```

c
c Zur Bevorzugung kleinerer Frequenzen (=groesserer Wellellaengen)
c wird intern mit einer logarithmischen Skala gerechnet.
c
  lamtst=0.5*c*(1./fmin + 1./fmax)
607 fmin=dlog10(fmin)
    fmax=dlog10(fmax)
    df=(fmax-fmin)/float(nl)
    freq(1)=fmin
    do 9 i=2,nl
      freq(i)=freq(i-1)+df
9    continue
c
c Impedanz des Vakuums ist bekannt:
  z0=(377.,0.)
c Ausgangsfunktion: klassische Pyramidenform.
  if (pflag.eq.0) then
    do 10 i=1,npars
      a(i)=0.0
      da(i)=0.1
10   continue
  endif
c
c Hier koennen zur Not parameter fest vorgegeben werden...
c   da(1)=1.0
c   da(2)=1.0
c   da(3)=1.0
c
  dx=xmax/float(n-1)
  x(1)=0.
  do 11 i=2,n
    x(i)=x(i-1)+dx
11  continue
c
c Falls eps und mu frequenzabhaengig sind, und die Funktionsparameter noch
c nicht bekannt sind, werden die Parameter als Startwerte benutzt und
c ein verbreiteter DEBYE-Relaxator mit Gleichstromleitfaehigkeit angefitet
c
  if((eflag.ne.0) .and. (fflag.ne.0)) then
    call dffit(einfy,estat,tau,sigma,alpha,filename)
  end if
c
c Pyramidenabsorber zum Vergleich: Ergebnis wird in rp gespeichert.
c
  call pyramid(n,x,yi,y,ff,npars,a,kflag)
  rhoalt=rhoint(n,ff,z,nl,freq,rp)
  if(oflag) 12,12,13
12  do 14 i=1,nl
    r(i)=1.0
14  continue
    goto 200
c
c Beginn der eigentlichen Iteration. Die Parameter a werden mit da
c variiert, bis sie zu steigen beginnen. Danach wird das lokale Minimum
c durch einen Parabel-Fit bestimmt und der naechste Parameter angepasst.
c Der Fit hat die Form (1+x*(xmax/ymax))*(1+a(1)*x+a(2)*x**2+...)
c
13  write(*,*)
    &      '***** Beginne Iteration: *****'

```

```

    rhoalt=0.
22  do 20 ia=1,npars
C    write(*,*) a(1),a(2),a(3)
    call pyramid(n,x,yi,y,ff,npars,a,kflag)
    rho1=rhoint(n,ff,z,nl,freq,r)
    a(ia)=a(ia)+da(ia)
    call pyramid(n,x,yi,y,ff,npars,a,kflag)
    rho2=rhoint(n,ff,z,nl,freq,r)
    if(rho2.gt.rho1) then
        rhotmp=rho1
        rho1=rho2
        rho2=rhotmp
        a(ia)=a(ia)-da(ia)
        da(ia)=-da(ia)
    endif
21  a(ia)=a(ia)+da(ia)
    call pyramid(n,x,yi,y,ff,npars,a,kflag)
    rho3=rhoint(n,ff,z,nl,freq,r)
c    write(*,*) ia,a(ia),da(ia),rho1,rho2,rho3
    if (rho3.lt.rho2) then
        rho1=rho2
        rho2=rho3
        goto 21
    endif
c Minimum bestimmen:
    a(ia)=a(ia)-da(ia)*(0.5+(rho3-rho2)/
&      (rho3-2.*rho2+rho1))
    da(ia)=-da(ia)/1.5
20  continue
    abbr=abbr+1
    call pyramid(n,x,yi,y,ff,npars,a,kflag)
    rho3=rhoint(n,ff,z,nl,freq,r)
    write(*,901) abbr,rho3,(rho3-rhoalt)/rho3
900 format(1x,6f12.7)
901 format(1x,1i3,':',14h    int(rho)= ,f8.6,15h          epsrel= ,f8.6)
    if( (abs((rho3-rhoalt)/rho3).lt.ep0) .or.
&      (abbr.ge.maxrun)) goto 100
    rhoalt=rho3
    goto 22
100 write(*,*)
&      '*****'
    write(*,*) ' '
    write(*,*) 'Ende der Variation:'
    write(*,900) (a(i),i=1,npars)
    write(*,900) (da(i),i=1,npars)
    write(*,*) ' '
    write(*,901) abbr,rho3,rhoalt-rho3
    write(*,*) ' '
c
c
c Fuer Impedanz-Verlauf nochmal Relflektionskoeffizient berechnen:
c Dabei wird mittlere Welle genommen.
    ktst=2.*pi/lamtst
    ktst=reflex(n,ff,z,ktst)
200 call dmpres(n,x,y,yi,z,nl,freq,r,rp,gnucom,ff)
201 stop
    end

c =====

```

```

subroutine pyramid(n,x,yi,y,ff,npars,a,kflag)
implicit none
integer n,npars,kflag
double precision a(*),x(*),yi(*),y(*),ff(*)
c
double precision xmax,xsock,xtrans,ymax
double precision r,ri,dx,ytmp,xtmp,ydicke
integer i,j
c
common/geo/xmax,xsock,xtrans,ydicke,ymax,dx
c
do 10 i=1,n
  xtmp=x(i)
c im Sockel:
  if (xtmp.le.xsock) then
    y(i)=ymax
    goto 15
  endif
c Oberhalb Sockel:
  ytmp=1.
  do 20 j=1,npars
    ytmp=ytmp+a(j)*(xtmp-xsock)**j
20  continue
  y(i)=abs(ytmp*ymax*(xmax-xtmp)/(xmax-xsock))
  if (y(i).gt.ymax) y(i)=ymax
15  yi(i)=y(i)-ydicke
  if (yi(i).lt.0.) yi(i)=0.
c
c Fuellfaktor der Schicht bestimmen
  if (xtmp.gt.xsock) goto 2
  ff(i)=(y(i)**2-yi(i)**2)/ymax**2
  goto 10
2  if (xtmp.gt.(xsock+xtrans)) goto 4
  r=y(i)*(xtmp-xsock)/xtrans
  ri=yi(i)*(xtmp-xsock)/xtrans
  ff(i)=((4.d0*y(i)**2-0.85840734641d0*r**2)
&      -(4.d0*yi(i)**2-0.85840734641d0*ri**2))
&      /(4.d0*ymax**2)
  goto 10
4  if (kflag) 5,5,6
5  ff(i)=(y(i)**2-yi(i)**2)/ymax**2
  goto 10
6  r=y(i)
  ri=yi(i)
  ff(i)=3.14159265359d0*(r**2-ri**2)/(4.d0*ymax**2)
10 continue
  return
end

```

```

c -----
subroutine simpint(nn,xx,yy,fint)
implicit none
integer nn
double precision xx(*),yy(*),fint
c
integer i
fint=0.
do 10 i=1,nn-1
  fint=fint+((xx(i+1)-xx(i))*(yy(i+1)+yy(i)))/2.

```

```

10  continue
    return
    end

c -----
double precision function rhoht(n,ff,z,nl,freq,r)
implicit none
integer n,nl
double precision ff(*),freq(*),r(*)
complex z(*)

c
double precision reflex,result,c,pi
double precision fmin,fmax
complex k0,z0,eps,mu
integer i

c
common/const/c,pi,z0,eps,mu
common/intconst/fmin,fmax

c
do 200 i=1,nl
    k0=2.0*pi*(10.0**freq(i))/c
    r(i)=reflex(n,ff,z,k0)
200 continue
call simpint(nl,freq,r,result)
rhoht = result
return
end

c -----
double precision function reflex(n,ff,z,k0)
implicit none
integer n
double precision ff(*),xmax,xsock,xtrans,ydicke,ymax,dx
complex z(*),k0

c
double precision f,c,pi
integer i,sflag,oflag,eflag,fflag,kflag,gppflag,tflag
complex k,z0,zl,eps,mu
complex*16 ttan,targ,ztan
complex epsq,muq,epsfit,mufit,efrq

c
common/const/c,pi,z0,eps,mu
common/geo/xmax,xsock,xtrans,ydicke,ymax,dx
common/flags/sflag,oflag,eflag,fflag,kflag,gppflag,tflag

c
c Zunaechst die erste Schicht direkt oberhalb der Metallwand:
    f=ff(1)

c
c Je nach Steuerdatei ist Epsilon konstant (eflag=0) oder frequenz-
c abhaengig (eflag=1). Im letzteren Fall muss Epsilon zu jeder Frequenz
c neu berechnet werden.
    if(eflag) 3,3,4
4    eps=efrq(k0)
c Mu-Abhaengigkeit noch nicht beachteteten.
c    mu=mfrq(k0)
3    epsq=epsfit(f,eps,sflag)
    muq=mufit(f,mu,sflag)
    zl=z0*csqrt(muq/epsq)
    k=k0*csqrt(epsq*muq)

```

```

    targ=k*cplx(dx)
    ttan=ztan(targ)
    z(1)=z1*(0.,1.)*ttan
c
c Jetzt der Rest:
  do 10 i=2,n
    f=ff(i)
    epsq=epsfit(f,eps,sflag)
    muq=mufit(f,mu,sflag)
    z1=z0*csqrt(muq/epsq)
    k=k0*csqrt(epsq*muq)
    targ=k*cplx(dx)
    ttan=ztan(targ)
    z(i)=z1*(z(i-1)+(0.,1.)*z1*ttan)/
&      (z1+(0.,1.)*z(i-1)*ttan)
10  continue
c
    reflex=cabs((z0-z(n))/(z0+z(n)))
    return
    end

c -----
    complex function epsfit(f,eps,sflag)
    implicit none
    integer sflag
    double precision f,a
    complex eps
c
    if (sflag) 10,20,30
10  a=0.493+0.493*f
    epsfit=(f*eps**a+(1-f))**(1/a)
    goto 40
20  epsfit=f*eps+(1-f)
    goto 40
30  epsfit=eps/(f+eps*(1-f))
40  return
    end

c -----
    complex function efrq(k)
    implicit none
    complex w,j,k
    double precision estat,einfy,tau,sigma,alpha
    double precision c
    common/fitpar/estat,einfy,tau,sigma,alpha
c
    c=2.9979e8
    w=k*c
    j=(0.0,1.0)
    efrq=einfy+(estat-einfy)/(1+(j*w*tau)**(1.0-alpha))-j*sigma/w
    return
    end

c -----
    complex function mufit(f,mu,sflag)
    implicit none
    integer sflag
    double precision f,a
    complex mu

```

```

c
  if (sflag) 10,20,30
10  a=0.493+0.493*f
    mufit=(f*mu**a+(1-f))**(1/a)
    goto 40
20  mufit=f*mu+(1-f)
    goto 40
30  mufit=mu/(f+mu*(1-f))
40  return
    end

c -----
  subroutine dmpres(n,x,y,yi,z,nl,freq,r,rp,gnucom,ff)
  implicit none
  double precision x(*),yi(*),y(*),r(*),rp(*),freq(*),ff(*)
  complex z(*)
  integer n,nl

c
  double precision xmax,xsock,xtrans,ymax,ydicke,dx,c,pi
  double precision yatmp,yitmp,radius
  character*(*)gnucom
  integer i
  integer sflag,oflag,eflag,fflag,kflag,gppflag,tflag
  complex z0,eps,mu
  common/const/c,pi,z0,eps,mu
  common/geo/xmax,xsock,xtrans,ydicke,ymax,dx
  common/flags/sflag,oflag,eflag,fflag,kflag,gppflag,tflag

c
  open(11,file='absorber.cmd')
  write(11,*) 'set nologscale'
  write(11,*) 'set dummy x'
  write(11,*) 'set data style lines'
  write(11,*) 'xmax=',xmax
  write(11,*) 'xsock=',xsock
  write(11,*) 'yrng=',(xmax*14.5/20.5)/2.
  write(11,*) 'ymax=',ymax
  write(11,*) 'fpyra(x)= x>xsock ? \\'
  write(11,*) 'ymax*((xmax-x)/(xmax-xsock)) : ymax'
  write(11,*) 'set xrange[0:xmax]'
  write(11,*) 'set yrange[-yrng:yrng]'
  write(11,*) 'set xlabel "Absorberhoehe"'
  write(11,*) 'set ylabel "Kantenlaenge"'
  write(11,*) 'set title ',gnucom
  write(11,*) 'set nokey'
  if(tflag.eq.1) then
    write(11,*) 'set term post eps'
    write(11,*) 'set out "oform.eps"'
  endif
  write(11,*) 'plot "oform" u 1:2 w l 1,"oform" u 1:3 w l 1\\\'
  write(11,*) ', "oform" u 1:4 w l 1,"oform" u 1:5 w l 1\\\'
if(gppflag) 50,50,51
51  write(11,*) ',fpyra(x) w l 2, -fpyra(x) w l 2'
50  if(tflag.eq.1) then
    write(11,*) 'set out "dform.eps"'
  else
    write(11,*) 'pause -1'
  endif
  write(11,*) 'plot "dform" u 1:2 w l 1,"dform" u 1:3 w l 1\\\'
  write(11,*) ', "dform" u 1:4 w l 1,"dform" u 1:5 w l 1'

```

```

if(tflag.eq.1) then
  write(11,*) 'set out "refdmpf.eps"'
else
  write(11,*) 'pause -1'
endif
write(11,*) 'set autoscale'
write(11,*) 'set title "Reflexionsdaempfung"'
write(11,*) 'set key'
write(11,*) 'set xlabel "Frequenz [Hz]"'
write(11,*) 'set ylabel "-20*Log(Rho) [dB]"'
write(11,*) 'set logscale x'
write(11,*) 'set grid'
write(11,*) 'plot "r_opt.dat" t "Optimiert", 20 t "20 dB" w l',
&      ' lw 3, "r_pyr.dat"t"Klassisch"'
if (tflag.ne.1) write(11,*) 'pause -1'
close(11)
open(12,file='impedanz.dat')
do 10 i=1,n
  write(12,*) i*dx, real(z(i)), aimag(z(i)), abs(z(i)), ff(i)
10  continue
close(12)
open(12,file='r_opt.dat')
do 20 i=1,nl
  write(12,*) 10**freq(i),-20*dlog10(r(i))
20  continue
close(12)
open(12,file='r_pyr.dat')
do 30 i=1,nl
  write(12,*) 10**freq(i),-20*dlog10(rp(i))
30  continue
close(12)
open(11,file='dform')
open(12,file='oform')
do 40 i=1,n
  write(12,777) x(i),yi(i),y(i),-yi(i),-y(i)
  if(x(i).gt.xsock .and. xtrans.ne.0.) goto 32
  yatmp=dsqrt(2.d0)*y(i)
  yitmp=dsqrt(2.d0)*yi(i)
  goto 38
32  if(x(i).gt.(xsock+xtrans)) goto 34
  radius=y(i)*(x(i)-xsock)/xtrans
  yatmp=dsqrt(2.d0)*(y(i)-radius)+radius
  radius=yi(i)*(x(i)-xsock)/xtrans
  yitmp=dsqrt(2.d0)*(yi(i)-radius)+radius
  goto 38
34  yatmp=y(i)
  yitmp=yi(i)
38  write(11,777) x(i),yitmp,yatmp,-yitmp,-yatmp
40  continue
777 format(1x,5e15.6)
close(12)
close(11)
return
end

```

c -----

```
subroutine dffit(einfy,estat,tau,sigma,alpha,filename)
```

c

```
implicit none
```

```

double precision einfty,estat,tau,sigma,alpha
character filename*12
c
integer n, nterms, npts, i
double precision omega(1000)
double precision para(10), dp(10)
double precision pi, f, ereal, eimag
double precision chisqr, chiold, diff, goodns
complex eps(1000), epsfit(1000)
c
pi=3.141592654
n=1
chiold=1000.
write(*,*) ' '
write(*,*) 'Bestimmen der Dielektrischen Funktion:'
write(*,*) '-----'
write(*,*) ' '
open(11,file=filename)
10 read(11,*,err=20,end=20) f, ereal, eimag
omega(n)=2*pi*f
eps(n)=cplx(ereal,-eimag)
n=n+1
goto 10
20 npts=n-1
close(11)
write(*,*) 'Werte-Datei: ',filename
write(*,*) 'Anzahl Punkte: ',npts
nterms=5
para(1)=einfty
para(2)=estat
para(3)=tau
para(4)=sigma
para(5)=alpha
do 1 i=1,nterms
  if(para(i).ne.0) then
    dp(i)=para(i)/10.
  else
    dp(i)=0.1
  endif
1 continue
c
30 continue
call gridls(omega,eps,npts,nterms,para,dp,epsfit,chisqr)
write(*,*) 'Chisqr=',chisqr
c write(*,fmt='(6g12.6)') (para(j),j=1,nterms)
diff=abs((chisqr-chiold))
chiold=chisqr
if(diff .gt. 0.005) goto 30
c
write(*,*) ' '
write(*,*) 'Gefundene Funktion: eps(w)= '
write(*,*) 'e_inf+(estat-einf)/(1+iwtau)^alpha+sigma*/w'
write(*,*) '===== '
write(*,*) 'Einfty = ',para(1)
write(*,*) 'Estat = ',para(2)
write(*,*) 'Tau = ',para(3)
write(*,*) 'Sigma* = ',para(4)
write(*,*) 'Alpha = ',para(5)
write(*,*) '===== '

```

```

write(*,*) 'Die Parameter werden in Datei DF-FIT.PAR gesichert.'
write(*,*) 'Dir angepassten Werte stehen in DF-OUT.DAT.'
open(12,file='df-fit.par')
write(12,*) 'Gefundene Funktion: eps(w)=
write(12,*) 'e_inf+(estat-einf)/(1+iwttau)^alpha+sigma*/w'
write(12,*) '=====
write(12,*) 'Einfy = ',para(1)
write(12,*) 'Estat = ',para(2)
write(12,*) 'Tau = ',para(3)
write(12,*) 'Sigma* = ',para(4)
write(12,*) 'Alpha = ',para(5)
write(12,*) '=====
close(12)
goodns=0.
open(12,file='df-out.dat')
do 40 i=1,npts
    goodns=goodns+cabs((eps(i)-epsfit(i))/eps(i))
    write(12,777) omega(i),real(eps(i)),aimag(eps(i))
&      ,real(epsfit(i)), aimag(epsfit(i))
40  continue
close(12)
write(*,*) 'Guete der Anpassung: ',goodns
write(*,*) ' '
continue
777  format(6g15.7)
    einfy= para(1)
    estat = para(2)
    tau   = para(3)
    sigma = para(4)
    alpha = para(5)
    return
end

c
c
c
c =====
c subroutines
c
c   subroutine gridls(x,y,npts,nterms,a,da,yfit,chisqr)
c
c   implicit character(a-z)
c   double precision x(*), a(*), da(*)
c   complex y(*), yfit(*), functn
c   double precision chisqr, chisq1, chisq2, chisq3, chitmp, fchisq
c   integer i, j, npts, nterms
c
c   do 10 j=1,nterms
c       do 20 i=1,npts
c           yfit(i)=functn(x,i,a)
20      continue
c       chisq1=fchisq(y,npts,nterms,yfit)
c       a(j)=a(j)+da(j)
c       do 30 i=1,npts
c           yfit(i)=functn(x,i,a)
30      continue
c       chisq2=fchisq(y,npts,nterms,yfit)
c       if(chisq2.gt.chisq1) then
c           chitmp=chisq1
c           chisq1=chisq2

```

```

        chisq2=chitmp
        a(j)=a(j)-da(j)
        da(j)=-da(j)
    endif
50    a(j)=a(j)+da(j)
    do 40 i=1,npts
        yfit(i)=functn(x,i,a)
40    continue
    chisq3=fchisq(y,npts,nterms,yfit)
    if (chisq3.lt.chisq2) then
        chisq1=chisq2
        chisq2=chisq3
        goto 50
    endif
c    write(*,*) chisq1,chisq2,chisq3
c Minimum Bestimmen:
    if((chisq1.eq.chisq2).and.(chisq2.eq.chisq3)) goto 10
    a(j)=a(j)-da(j)*(0.5+(chisq3-chisq2)/
&      (chisq3-2.*chisq2+chisq1))
    da(j)=da(j)/1.5
10    continue
    do 60 i=1,npts
        yfit(i)=functn(x,i,a)
60    continue
    chisqr=fchisq(y,npts,nterms,yfit)
110   return
    end

```

c

c -----

```

    double precision function fchisq(y, npts, nterms, yfit)
c
    implicit character(a-z)
    double precision chisq, free
    complex y(*), yfit(*)
    integer i, npts, nterms
c
    free=float(npts-nterms)
    chisq=0.
    do 10 i=1,npts
        chisq=chisq+(cabs(y(i)-yfit(i)))**2
10    continue
    fchisq=chisq/free
    return
    end

```

c

c -----

c Fit-Funktion wird deklariert mit Parametern a(i)

c

```

    complex function functn(xt,i,a)
c
    implicit character(a-z)
    integer i
    complex j
    double precision xt(*), a(*), x
c
    x=xt(i)
    j=(0.0,1.0)

```

```
    functn=a(1)+(a(2)-a(1))/(1+(j*x*a(3))**(1-a(5)))-j*a(4)/x
999 return
end
```

# C Implementation der TLM-Methode

Die hier gezeigten Code-Fragmente zeigen die Kernstrukturen des Programms `tlm2d`. Es handelt sich um die Definition des Datentyps „Knoten“ mit den eingebauten und als „Member functions“ implementierten Eigenschaften, welche u. a. den Streumechanismus und Belegung mit Materialeigenschaften umfassen.

Das vollständige Programm, genau wie die weiterhin benutzten Programme zur Bearbeitung der Rohdaten, kann über das Internet an der Adresse: <http://www.leinders.de/TLM/> bezogen werden. Bitte beachten sie die dort zu findenden Hinweise zum Urheberrecht.

```
class node
{
    public:
        node()
        {
            Vin[0] =Vin[1] =Vin[2] =Vin[3] =Vin[4] =0.0;
            Vout[0]=Vout[1]=Vout[2]=Vout[3]=Vout[4]=0.0;
            L=L0, C=C0;
            Y=4, y0=0, g0=0, vr=1;
        }

        //Ersatz-Konstruktor, da bei Pointer-Initialisierung der
        //Konstruktor *nicht* aufgerufen wird!
        void create(void)
        {
            Vin[0] =Vin[1] =Vin[2] =Vin[3] =Vin[4] =0.0;
            Vout[0]=Vout[1]=Vout[2]=Vout[3]=Vout[4]=0.0;
            L=L0, C=C0;
            Y=4, y0=0, g0=0, vr=1;
        }

        double readout(void)
        {
            return(Vout[0]+Vout[1]+Vout[2]+Vout[3]);
        }
}
```

```

double readin(void)
{
    return(Vin[0]+Vin[1]+Vin[2]+Vin[3]);
}

double sqread(void);

void load(double ER, double SQ)
{
    y0=4*(ER-1);
    g0=(DL*SQ)/(C*v0);
    Y=4+y0+g0;
    vr=1/(sqrt(2*L*C));
}

void excite(double V0, double V1, double V2, double V3)
{
    Vout[0] += V0,Vout[1] += V1,Vout[2] += V2,Vout[3] += V3;
}

void wall_short(int direction)
{
    Vout[direction]=-Vin[direction];
}

void wall_open(int direction)
{
    Vout[direction]=Vin[direction];
}

void wall_match(int direction)
{
    Vout[direction]=0.;
}

void wall_load(int direction)
{
    Vout[direction]=0.;
}

void wall_swamp(int direction)
{
    Vout[direction]=0.;
}

void compute(void);

friend int update(int k, int l);
friend int w_update(int k, int dir);

protected:
    double Vin[5], Vout[5];
    double L, C, Y, y0, g0, vr;
public:
    static double L0, C0;
    static double DL, v0;
};

```

```
void node::compute(void)
{
    int i;
    double Y2;

    Y2=2/Y;
    //Leitungen 0-3 + 4:
    for (i=0;i<=4;i++) {
        Vout[i]=Y2*(Vin[0]+Vin[1]+Vin[2]+Vin[3]+y0*Vin[4]) - Vin[i];
    }

    return;
}

double node::sqread(void)
{
    int i;
    double sum=0.0;
    for (i=0;i<4;i++)
        sum += Vout[i]*Vout[i];
    return(sum);
}
```



# D Erzeugung periodischer Matrizen in C

Zur Implementation von speziellen Randbedingungen, wie in Kap. 4 beschrieben, wurde die hier abgedruckte Funktion zur Speicherallokation benutzt. Sie erzeugt bei einem beispielsweise eindimensionalen Array `x[]` der Größe `N` die normalerweise nicht vorhandenen Elemente `x[-1]` und `x[N]`. Sie werden durch die normaler Pointerarithmetik nicht erreicht und können mit bestimmten Eigenschaften vorbelegt werden. Eine Sonderform ist dabei die Verknüpfung von Speicherbereichen, so daß zum Beispiel `x[N]` auf `x[0]` und `x[-1]` auf `x[N-1]` zeigt. Dies ist eine klassische periodische Randbedingung, die keinerlei Rechenaufwand benötigt.

Da C im Gegensatz zu C++ keine Template-Klassen kennt, muß diese Routine leider für jeden benötigten Datentyp in einer eigenen Version vorliegen. Da man bei fast allen Rechnungen in C aber mit den Datentypen „Integer“ für ganzzahlige Werte und „double“ für doppelt genaue Fließkommazahlen auskommt, ist dies keine wesentliche Einschränkung. Im Folgenden ist die Implementation für den Datentyp „double“ abgedruckt.

## matrix.h

```

/*****
                                matrix.h - description
                                -----
begin                          : Sun Nov 14 1999
copyright                       : (C) 1999 by Harald Leinders
email                           : hl@ph2.uni-koeln.de
*****/

#ifndef _MATRIX_H
#define _MATRIX_H

```

```

/*****
/* Matrix: Erzeugen von dynamischen Matrizen (3D) */
/* Aufruf: matrix(N,dim[]) */
/* */
/* Modi für matrix(): */
/* Intern bislang unmöglich ist die Periodizität in Vektorrichtung */
/* Hier werden nur zwei zusätzliche Array-Elemente [-1] und [dim+1] */
/* eingerichtet. Hier können z.B. Randbedingungen gespeichert werden. */
/* Wenn überall Randbedingungen vorliegen sollen, kann mit */
/* MAT_BOUND_[XYZ] explizit Speicher angefordert werden. */

#define MAT_NORMAL 0
#define MAT_PERIOD_X 1
#define MAT_PERIOD_Y 2
#define MAT_PERIOD_Z 4
#define MAT_BOUND_X 8
#define MAT_BOUND_Y 16
#define MAT_BOUND_Z 32

/* Prototypen : */
void *dmatrix (int N, int dim[], unsigned char key);
void *imatrix (int N, int dim[], unsigned char key);

#endif /* _MATRIX_H */

```

## matrix.c (Auszug)

```

#include "matrix.h"

void *dmatrix(int N, int *dim, unsigned char key)
{
    double *n1, **n2, *base, ***n3;
    size_t size, psize, x_offset, y_offset, z_offset, x_bnd_alloc, y_bnd_alloc;
    int i, k, sign=0;

    for (i=0; i<N; i++) {
        if (dim[i]<=0) {
            sign--;
        } else {
            sign++;
        } /* endif */
    } /* endfor */

    if ( sign < N) {
        fprintf(stderr,"Illegal Dimensions: %dx%dx%d!",dim[0],dim[1],dim[2]);
        return NULL;
    } /* endif */

    size = sizeof(double);
    psize= sizeof(double *);

    x_offset=y_offset=z_offset=x_bnd_alloc=y_bnd_alloc=0;

```

```

switch (N) {
case 1:
  if (key & (MAT_PERIOD_X | MAT_BOUND_X) ) {
    /* In Vektorrichtung ist Period und Bound identisch */
    x_offset=2;
  } /* endif */

  n1=(double *)calloc((dim[0]+x_offset),sizeof(double));
  if (n1 == NULL) {
    fprintf(stderr,"Can't allocate Memory for array a[%d]!\n",dim[0]);
  } else {
    if (key) {
      n1++;
    } /* endif */
  } /* endif */
  return(n1);
  break;
case 2:
  if (key & MAT_PERIOD_X) {
    x_offset=2;
  } /* endif */
  if (key & MAT_PERIOD_Y) {
    y_offset=2;
  } /* endif */

  n2=(double **) calloc((dim[0]+x_offset),psize);
  base=(double*) calloc(dim[0]*(dim[1]+y_offset),size);

  if ((n2==NULL) || (base==NULL)) {
    fprintf(stderr,"Can't allocate Memory for array a[%d][%d]!\n",dim[0],dim[1]);
    (n2==NULL?free(base):free(n2));
  } else {
    if (key & MAT_PERIOD_X) {
      n2++;
    } /* endif */
    if (key & MAT_PERIOD_Y) {
      base++;
    } /* endif */

    for (i=0; i<dim[0]; i++) {
      n2[i]=base;
      base += (dim[1]+y_offset);
    } /* endfor */
  }

  if (key & MAT_PERIOD_X) {
    n2[-1] = n2[dim[0]-1];
    n2[dim[0]] = n2[0];
  } /* endif */

  return(n2);
  break;
case 3:
  if (key & (MAT_PERIOD_X | MAT_BOUND_X) ) {
    x_offset=2;
  } /* endif */
  if (key & (MAT_PERIOD_Y | MAT_BOUND_Y) ) {
    y_offset=2;
  } /* endif */

```

```

if (key & (MAT_PERIOD_Z | MAT_BOUND_Z) ) {
    z_offset=2;
} /* endif */

if (key & MAT_BOUND_X) {
    if (key & MAT_PERIOD_X) {
        fprintf(stderr,"Can't have periodicity and boundaries simultaneously!\n");
        return ((double ***)NULL);
    } else {
        x_bnd_alloc=2;
    } /* endif */
} /* endif */

if (key & MAT_BOUND_Y) {
    if (key & MAT_PERIOD_Y) {
        fprintf(stderr,"Can't have periodicity and boundaries simultaneously!\n");
        return ((double ***)NULL);
    } else {
        y_bnd_alloc=2;
    } /* endif */
} /* endif */

n3=(double ***) calloc((dim[0]+x_offset),psize);
base = (double *) calloc((dim[0]+x_bnd_alloc)*(dim[1]+y_bnd_alloc)*(dim[2]+z_offset),size);

if (key & (MAT_PERIOD_Z | MAT_BOUND_Z) ) {
    base++;
} /* endif */

if ((n3==NULL) || (base==NULL)) {
    fprintf(stderr,"Can't allocate Memory for array a[%d] [%d] [%d]!\n",
            dim[0],dim[1],dim[2]);
    (n3==NULL?free(base):free(n3));
} else {
    if (key & (MAT_PERIOD_X)) {
        n3++;
    } /* endif */

    for (i=0; i<(dim[0]+x_bnd_alloc); i++) {
        n2=(double **) calloc((dim[1]+y_offset),psize);
        if (n2 == NULL) {
            fprintf(stderr,"Can't allocate Memory for array a[%d] [%d] [%d]!\n",
                    dim[0],dim[1],dim[2]);

            for (k=0; k<(i-1); k++) {
                free (n3[k]);
            } /* endfor */

            free (base);
            if (key & (MAT_PERIOD_X | MAT_BOUND_X)) {
                free (--n3);
            } else {
                free (n3);
            } /* endif */
            return ((double ***) NULL);
        }

        if (key & MAT_PERIOD_Y) {
            n2++;
        }
    }
}

```

```
    } /* endif */

    for (k=0; k<(dim[1]+y_bnd_alloc); k++) {
        n2[k]=base;
        base += (dim[2] + z_offset);
    } /* endfor */

    if (key & MAT_PERIOD_Y) {
        n2[-1] = n2[dim[1]-1];
        n2[dim[1]] = n2[0];
    } /* endif */

    if (key & MAT_BOUND_Y) {
        n2++;
    } /* endif */

    n3[i]=n2;

} /* endfor */

if (key & MAT_PERIOD_X) {
    /* Ebenen verknüpfen */
    n3[-1] = n3[dim[0]-1];
    n3[dim[0]] = n3[0];
} /* endif */

if (key & (MAT_BOUND_X)) {
    n3++;
} /* endif */
}
return(n3);
break;
default:
    fprintf(stderr, "Dynamik Matrix allocation not implemented for Dimension %d yet\n\n",N);
    break;
} /* endswitch */

/* Bis hierhin darf die Routine eigentlich nicht kommen. */
/* Daher: FEHLER */
return NULL;
}
```



# Literaturverzeichnis

- [1] Kane S. Yee: Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, **AP-14 (3)**, 302-307 (1966)
- [2] T. Weiland: On the numerical Solution of Maxwell's Equations and Applications in the Field of Accelerator Physics, Particle Accelerators, **15**, 245-292 (1984)
- [3] T. Weiland: On the Unique Numerical Solution of Maxwellian Eigenvalue Problems in Three Dimensions, Particle Accelerators, **17**, 227-242 (1985)
- [4] T. Weiland: Maxwell's Grid Equations, FREQUENZ, **44**, 9-16 (1990/1)
- [5] T. Weiland: Eine Methode zur Lösung der Maxwellschen Gleichungen für sechskomponentige Felder auf diskreter Basis, Archiv für Elektro- und Übertragungstechnik (AEÜ), **31-3**, 116-120 (1977)
- [6] T. Weiland: Ein Verfahren zur Berechnung von Wirbelströmen in massiven, dreidimensionalen, beliebig geformten Eisenkörpern, Archiv für Elektrotechnik, **9** (1979)
- [7] T. Weiland: Zur Berechnung der Wirbelströme in beliebig geformten, lammelierten, dreidimensionalen Eisenkörpern, Archiv für Elektrotechnik **60**, 345-351 (1978) und **61**, 103-109 (1979)
- [8] L.H.K. Van Beek: Dielectric Behaviour of heterogeneous Systems, Progress in Dielectrics, **7**, 69ff (1967)

- 
- [9] H. Fröhlich: Theory of Dielectrics, Oxford University Press (1950)
- [10] A. Sommerfeld: Vorlesungen über Theoretische Physik, Band III: Elektrodynamik, Verlag Harri Deutsch (1977)
- [11] E. Kneller: Ferromagnetismus, Springer-Verlag (1962)
- [12] E.R. Dobbs: Electromagnetic Waves, Routledge & Keagan Paul (1985)
- [13] L.D. Landau, E.M. Lifshitz: Electrodynamics of Continuous Media, Pergamon Press, London (1960)
- [14] S. Stölzle: Computersimulation effektiver Medien, Dissertation an der Universität zu Köln (1992)
- [15] S. Stölzle, A. Enders, G. Nimtz: Numerical simulation of random composite dielectrics, J. Phys. I France **2**, 401–408 (1992)
- [16] S. Stölzle, A. Enders, G. Nimtz: Numerical simulation of random composite dielectrics. II. Simulations including dissipation, J. Phys. I France **2**, 1765–1777 (1992)
- [17] P.R. Bevington: Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences. McGraw–Hill Book Company (1969)
- [18] D. Stauffer: Introduction to Percolation Theory, Taylor & Francis, London/ Philadelphia (1985)
- [19] G. Nimtz: Mikrowellen, BI Wissenschaftsverlag Mannheim/Wien/Zürich (1990)
- [20] M. Jamil Ahmed: Impedance Transformation Equations for Exponential, Cosine-Squared and Parabolic Tapered Transmission Lines, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, **MTT-29**, 1 (1981)
- [21] B.L. Michielsen, L. Leyten, R.W.C. van der Veecken: Numerical analysis of plane-wave reflection from double periodic absorber structures, Proceedings of EMC-Conference Zürich, Paper 104/03 (1991)

- [22] H. Leinders: Numerische Simulation effektiver Medien mit magnetischen Materialeigenschaften, <http://www.leinders.de/dpa.html> (1992)
- [23] H. Leinders, A. Enders: Computer Simulations of Dielectric and Magnetic Composite Media Including Dissipation, *J. Phys. I France* **5**, 555-564 (1995)
- [24] P. Marquardt, G. Nimtz, *Phys. Rev. B* **40**, 7996 (1989).
- [25] P. Marquardt, G. Nimtz, *Phys. Rev. B* **43**, 14245 (1991).
- [26] R. Pelster, P. Marquardt, G. Nimtz, A. Enders, H. Eifert, K. Friederich, F. Petzoldt: Realization of dielectrics with a metal-like dispersion, *Physical Review B* **45**, 16, 8929–8933
- [27] H. Roussel, W. Tabbara: Domain integral representation vs. homogenization methods for the analysis of photonic band gaps and absorbers, *Eur. Phys. J. AP* **6**, 33–39 (1999)
- [28] W. J. R. Hoefer: The Transmission Line Matrix Method, in: *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures*, 496–591, Jon Wiley & Sons, Inc., ISBN 0-471-62563-9 (1988)
- [29] P. B. Johns, R. L. Beurle: Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission-line matrix, *Proc. Inst. Electr. Eng.*, **118**, 1203–1208 (1971)
- [30] P. B. Johns: Application of the transmission-line matrix method to homogeneous waveguides of arbitrary cross-section, *Proc. Inst. Electr. Eng.*, **119**, 1086–1091 (1972)
- [31] P. B. Johns: The solution of inhomogeneous waveguide problems using a transmission-line matrix, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-22**, 209–215 (1974)
- [32] P. B. Johns, W. N. R. Stevens: Imaging by numerical analysis of wave scattering in the time domain using transmission-line matrix modelling, signal processing and optimization, *IEE Proc., Part A: Phys. Sci., Meas. Instrum., Manage. Educ.*, **129** (1982)

- [33] I. Newton: Opticks, or a Treatise of Reflections, Refractions, Inflections, and Colours of Light Fourth English edition of 1730. Preface by I. Bernard Cohen. Introduction by Sir Edmund Whittaker. Foreward by Albert Einstein. Analytical Table of Contents by Duane H.D. Roller. 56 lines drawings, 7 figures. cxxvi+406pp. Dover, New York, 1952, ISBN 0-486-60205-2.
- [34] F. Goos, H. Hänchen, *Ann. Phys. (Leipzig)* **1**, 333 (1947)
- [35] A. Haibel, G. Nimtz, A. A. Stahlhofen: Frustrated total reflection: The double-prism revisited, *Phys. Rev. E*, **63**, 047601 (2001)
- [36] W.L. Wood: Practical Time Stepping Schemes, Oxford University Press (1990)
- [37] W. Smith: Numerical Solution of Partial Differential Equations, Oxford University Press (1985)
- [38] J.D. Hoffman: Numerical Methods for Engineers and Scientists, McGraw Hill (1992)
- [39] Ch. Großmann, H.-G. Roos: Numerik partieller Differentialgleichungen, Teubner Studienbücher (1994)
- [40] M. Mayr, U. Thalhofer: Numerische Lösungsverfahren in der Praxis, Carl Hanser Verlag (1993)
- [41] J.-P. Berenger: A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves, *Journal of Computational Physics* **114**, 185–200 (1994)
- [42] D.S. Katz, E.T. Thiele, A. Taflove: Validation and Extension to three Dimensions of the Berenger PML Absorbing Boundary Condition for FD-TD Meshes, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **4-8**, 268–270 (1994)
- [43] R. Mittra, Ü. Pekel: A New Look at the Perfectly Matched Layer (PML) Concept for the Reflectionless Absorption of Electromagnetic Waves, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **5-3**, 84–86 (1995)

- [44] C.M. Rappaport: Perfectly Matched Absorbing Boundary Conditions Based on Anisotropic Lossy Mapping of Space, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **5-3**, 90–92 (1995)
- [45] W.V. Andrew, C.A. Balanis, P.A. Tirkas: A Comparison of the Berenger Perfectly Matched Layer and the Lindman Higher-Order ABC's for the FDTD Method, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **5-6**, 192–194 (1995)
- [46] J.-P. Berenger: Three-Dimensional Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves, *Journal of Computational Physics* **127**, 363–379 (1996)
- [47] J.C. Veihl, R. Mittra: An Efficient Implementation of Berenger's Perfectly Matched Layer (PML) for Finite-Difference Time-Domain Mesh Truncation, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **6-2**, 94–96 (1996)
- [48] D.M. Sullivan: A Simplified PML for Use with the FDTD Method, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **6-2**, 97–99 (1996)
- [49] Qing Huo Liu: PML and PSTD Alogorithm for Arbitrary Lossy Anisotropic Media, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **9-2**, 48–50 (1996)
- [50] F. L. Teixeira, W. C. Chew: On Causality and Dynamic Stability of Perfectly Matched Layers for FDTD Simulations, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **47-6**, 775–785 (1999)



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematischer Aufbau des Bodenradarsystems <i>ROBUS</i> . . .	9
2.2	Beispiel einer Bodenuntersuchung mit verschiedenen Gegenständen (links) und die zugehörigen Rohdaten mit den gemessenen Streukurven. . . . .	9
2.3	Schematische Skizze zur Berechnung der Laufzeitberechnung eines länglichen Gegenstandes (z.B. Wasserrohr). . .	10
2.4	Impedanztransformation auf einer Leitung . . . . .	12
2.5	Diskretisierungsmodell einer Absorberstruktur . . . . .	13
2.6	Längsschnitt durch einen klassischen Absorber mit Sockel	16
2.7	Modell eines Kegelabsorbers mit definiertem Übergang zur quadratischen Grundfläche . . . . .	18
2.8	Transformation der quadratischen zur runden Querschnittsfläche . . . . .	19
2.9	Kachelabsorber mit zur Rückwand hin ansteigenden effektiven Materialparametern . . . . .	21
2.10	Schematische Darstellung einer $\lambda/4$ -Schicht . . . . .	22
2.11	Modell der mikroskopischen Struktur eines SIMIT-Materials	26
2.12	Anordnung der Absorber auf der metallischen Grundplatte	27
2.13	Hüllkurve eines geometrisch optimierten Absorbers mit den Materialparametern $\varepsilon = 20 - i 20$ , $\mu = 1$ ohne Sockel .	28
2.14	Reflexionsdämpfung des geometrisch optimierten Absorbers aus Abb. 2.13 im Vergleich zum konventionellen Pyramidenabsorber . . . . .	29
2.15	Hüllkurve eines geometrisch optimierten Absorbers mit den Materialparametern $\varepsilon = 20 - i 20$ , $\mu = 1$ mit 10 cm Sockel . . . . .	30
2.16	Reflexionsdämpfung des geometrisch optimierten Absorbers mit 10 cm Sockel im Vergleich zum konventionellen Pyramidenabsorber, $\varepsilon = 20 - i 20$ , $\mu = 1$ . . . . .	31

2.17	Reflexionsdämpfung eines Absorbers mit 20cm Sockel, $\varepsilon = 20 - i20, \mu = 1$ . . . . .	32
2.18	Reflexionsdämpfung eines Absorbers mit 30cm Sockel, $\varepsilon = 20 - i20, \mu = 1$ . . . . .	32
2.19	Reflexionsdämpfung eines Absorbers mit 20 cm Sockel, $\varepsilon = 10 - i20, \mu = 1$ . . . . .	33
2.20	Reflexionsdämpfung eines Absorbers mit 20 cm Sockel, $\varepsilon = 20 - i10, \mu = 1$ . . . . .	34
2.21	Einfluß der Höhe der Absorber auf die Reflexionsdämpfung. Links eine Absorberhöhe von 3 m, rechts eine Höhe von 1 m, jeweils mit der Sockelhöhe 10 cm, Materialparameter: $\varepsilon = 20 - i20, \mu = 1$ . . . . .	35
2.22	Kegelabsorber ohne Sockel, $x_{Trans} = 30$ cm, $\varepsilon = 20 - i20, \mu = 1$ (Längsschnitt) . . . . .	36
2.23	Kegelabsorber ohne Sockel, $x_{Trans} = 30$ cm, $\varepsilon = 20 - i20, \mu = 1$ (Diagonalschnitt) . . . . .	37
2.24	Reflexionsdämpfung (links) und Impedanzverlauf $\Re(Z)$ bei $\nu = 505$ MHz (rechts) eines Kegelabsorbers mit 60 cm Sockel, $x_{Trans} = 50$ cm, $\varepsilon = 20 - i20, \mu = 1$ . . . . .	38
2.25	Einfluß von Sockel- und Transformationslänge auf die Reflexionsdämpfung. Links eine Sockelhöhe von 20 cm, rechts eine Sockelhöhe von 10 cm, jeweils mit der Transformationslänge von 20 cm und einer Gesamthöhe von 2 m. Materialparameter: $\varepsilon = 20 - i20, \mu = 1$ . . . . .	38
2.26	Meßwerte des Cerasiv-Absorbermaterials (Probe1) und zugehörige angefittete Funktionskurve, jeweils für Real- und Imaginärteil der DF . . . . .	39
2.27	Senkrechter (links) und diagonaler (rechts) Längsschnitt des optimierten Absorbers. Materialwerte $\varepsilon$ aus 2.26, $\mu = 1$ , Höhe 21 cm, Breite 4, 6 cm, Sockelhöhe 1 cm, Transformationslänge 4 cm . . . . .	41
2.28	Reflexionsdämpfung des Absorbers aus Abb. 2.27 . . . . .	41
2.29	Gemessene Reflexionsdämpfung des Absorbers aus dem „CERASIV-Material 1“ im Vergleich zur Simulation . . . . .	42
2.30	Reflexionsdämpfung eines quadratischen Hohlabsorbers der Länge 2 m, Breite 1 m, Sockelhöhe 10 cm, Wandstärke 30 cm im Vergleich zu einem massiven geometrisch optimierten Absorber und einem klassischen Pyramidenabsorber. $\varepsilon = 20 - i20, \mu = 1$ . . . . .	44
2.31	Hohlabsorber mit Sockel, $\varepsilon = 20 - i20, \mu = 1$ (Längsschnitt) . . . . .	45

2.32	Reflexionsdämpfung des Hohlabsorbers der Länge 2 m, Breite 1 m, Sockelhöhe 10 cm, Wandstärke 30 cm. Links mit $\varepsilon = 40 - i40$ , rechts mit $\varepsilon = 20 - i40$ ; $\mu = 1$ . . . . .	46
2.33	Reflexionsdämpfung eines Kachelabsorbers mit $\varepsilon = (11, -4.2)$ und $\mu = 1$ , Dicke 0.2776 m . . . . .	47
2.34	Reflexionsdämpfung eines Kachelabsorbers mit $\varepsilon = (19.0, -8.0)$ und $\mu = 1$ , Dicke 0.2105 m . . . . .	48
2.35	Reflexionsdämpfung über dem Parameterbereich $\varepsilon' \in [1, 20]$ , $\varepsilon'' \in [0, 8]$ bei der Zentralfrequenz $\nu_0 = 80$ MHz . . . . .	49
2.36	Reflexionsdämpfung über dem Parameterbereich $\varepsilon' \in [1, 20]$ , $\varepsilon'' \in [0, 8]$ bei der Zentralfrequenz $\nu_0 = 100$ MHz. . . . .	50
2.37	Isometrische Darstellung der Reflexionsdämpfung über dem Parameterbereich $\varepsilon' \in [1, 20]$ , $\varepsilon'' \in [0, 8]$ bei der Zentralfrequenz $\nu_0 = 80$ MHz . . . . .	51
2.38	Anpassung der Funktion 2.20 an die Meßdaten aus 2.37 . . . . .	52
2.39	Beispiel für die Reflexionsdämpfung eines Mehrschichtenabsorbers . . . . .	53
2.40	Beispiel für die Reflexionsdämpfung von SIMIT-Absorbern variabler Dicke (Siehe Legende) im Vergleich zu einem Flächenabsorber mit konstanter DK. Die elektrischen Eigenschaften sind $\varepsilon = 4 - i \cdot \frac{1.5}{\varepsilon_0 \omega}$ , $\mu = 1$ . . . . .	54
3.1	Ersatzschaltbild eines infinitesimal kurzen Stücks (Länge $dl$ ) einer Doppelleitung . . . . .	59
3.2	Ersatzschaltbild (T-Schaltung) einer einfachen, verlustbehafteten Doppelleitung . . . . .	60
3.3	Ersatzschaltbild eines Knotens im 2D-TLM-Modell . . . . .	60
3.4	Ersatzschaltbild eines Knotens im 2D-TLM-Modell . . . . .	63
3.5	Anordnung der Zweige eines TLM-Knotens . . . . .	64
3.6	Realisierung von Verlusten durch zusätzliche Verzweigungen innerhalb der Knoten. . . . .	65
3.7	Typisches Zeitsignal einer TLM-Simulation. Hier das Signal eines Rechteckhohlleiterresonators mit der Kantenlänge $60 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	69
3.8	Fouriertransformiertes Frequenzspektrum des Zeitsignals aus Abb. 3.7 . . . . .	70
3.9	Frequenzspektrum eines $\delta$ -Pulses im System mit offenen Rändern . . . . .	71
3.10	Vergleich des Frequenzspektrums im „Freifeld“ bei Anregung mit „hartem“ (links) oder „weichem“ $\delta$ -Puls (rechts) . . . . .	72

3.11	Energieinhalt eines Systems der Größe $(200 \times 200) \text{ cm}^2$ bei offenen und geschlossenen Rändern mit verschiedenen Anregungen . . . . .	73
3.12	Skizze des Rechteckhohlleiters mit eingeschobener Doppelwand . . . . .	74
3.13	Frequenzverteilung vor den Wänden (oben), zwischen den Wänden (Mitte) und hinter den Wänden (unten) mit $\varepsilon_r = 50$ . . . . .	75
3.14	Schematische Skizze des Herzschen Dipols zwischen zwei Metallplatten . . . . .	77
3.15	Signalstärke des Herzschen Dipols für verschiedenen Anregungsfrequenzen bei konstantem Plattenabstand. Variiert wurde die Größe $d/\lambda$ (vergl. Legende). . . . .	78
3.16	Vergrößerung des Bereichs der Signalunterdrückung aus Abb. 3.15 . . . . .	79
3.17	Auftragung der Signalunterdrückung als Funktion des Quotienten $\frac{d}{\lambda}$ . . . . .	80
3.18	Auftragung der Signalunterdrückung als Funktion des Quotienten $\frac{d}{\lambda}$ . . . . .	81
3.19	Schematische Skizze zum Strahlenverlauf im Doppelprisma	82
3.20	Frequenzspektrum des Doppelprismas bei Anregung mit $\delta$ -Puls . . . . .	84
3.21	Frequenzspektrum des vergrößerten Doppelprismas bei Anregung mit $\delta$ -Puls . . . . .	85
3.22	Unterschiede des Resonanzspektrums an verschiedenen Stellen des Luftspaltes im Doppelprisma . . . . .	87
4.1	Anordnung der Komponenten der Feldvektoren im kubischen Gitter . . . . .	92
4.2	Anordnung der elektrischen Vektorkomponenten an der Grenzfläche einer Elementarzelle . . . . .	93
4.3	Füllung des Simulationsgebietes mit Elementarzellen . . . . .	93
4.4	Darstellung einer TE-Welle in zwei Dimensionen . . . . .	102
4.5	Schematische Skizze einer Welle beim Übergang zwischen zwei PML-Medien . . . . .	104
4.6	Aufbau der in <b>Smeagol</b> implementierten PML-Schichten	110
4.7	Zeitlicher Signalverlauf bei einer Simulation eines Rechteckresonators mit <b>Smeagol</b> . . . . .	114
4.8	Fourier-Analyse des Signals aus Abb. 4.7. . . . .	115
4.9	Zeitsignal bei eingeschalteten PML-Schichten . . . . .	116

# Tabellenverzeichnis

2.1	Gegenüberstellung der Sockeldicken zu einer angenommenen $\lambda/4$ -Schicht für die jeweils ersten Maxima der Abbildungen 2.16 – 2.18 . . . . .	31
2.2	Materialwerte und Schichtdicken des Mehrschichtenabsorbers aus Abb. 2.39 . . . . .	53



Bedanken möchte ich mich bei

Herrn Prof. Dr. G. Nimtz für seine Geduld, viele fruchtbare Diskussionen und Ideen, die zum Gelingen der Arbeit beitrugen und auch für den gelegentlichen, notwendigen Ansporn. Die angenehme und freundschaftliche Atmosphäre, die er innerhalb seiner Arbeitsgruppe geschaffen hat, hat ebenfalls ihren Beitrag geleistet.

der gesamten Kölner Arbeitsgruppe: Dr. Achim Enders, Dr. Rolf Pelster, Dr. Jürgen Jakumeit, Dr. Hans Georg Krauthäuser, Dr. Winfried Heitmann, Dr. Harald Spieker, Dr. Susanne Stölzle, Dr. Tobias Kruse, Dr. Thorsten Mieznier, Dr. Volker Grunow, Werner Lennartz, Ralf-Michael Vetter, Astrid Haibel. Sie alle haben durch viele Diskussionen und Hilfe bei den vielfältigen Problemen ihren Part zu der vorliegenden Arbeit beigetragen.

den Mitarbeitern der Werkstatt des II. Phys. Inst. und der Elektronikwerkstatt.

Herrn K. Friederich und der Cerasiv, Plochingen, für die Anfertigung der Absorberstrukturen.

meinem Vater, der immer daran geglaubt hat, daß ich diese Arbeit zuende bringe.

meiner Frau. Sie hat mich durch ihr Verständnis und ihre Fürsorge auch in den schwierigen Zeiten unterstützt und aufgebaut.



# Versicherung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit — einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen —, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie — abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen — noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, daß ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Prof. Dr. G. Nimtz betreut worden.

(Harald Leinders)

## **Teilpublikationen:**

1. H. Leinders, A. Enders: Computer Simulations of Dielectric and Magnetic Composite Media Including Dissipation, *J. Phys. I France* **5**, 555-564 (1995)
2. H. Leinders, G. Nimtz, R. Pelster, A. Enders, S. Stölzle, K. Friederich: Maßgeschneiderte dielektrische Werkstoffe mit quasimetallischer Dispersion, *Kleinheubacher Berichte (U.R.S.I.)* **37**, 887-893 (1994)



# Curriculum Vitae

<b>Name:</b>	Harald Leinders
<b>Geburtsdatum:</b>	9. März 1966
<b>Geburtsort:</b>	Korschenbroich
<b>Nationalität:</b>	deutsch
<b>Familienstand:</b>	verheiratet
1972 – 1976	Kath. Grundschule St. Dionysius, Korschenbroich
1976 – 1986	Gymnasium Korschenbroich
5. Juni 1986	Abitur
Okt. 1986 – Dez. 1992	Studium der Physik an der Universität zu Köln
28. Februar 1989	Vordiplom in Physik
22. Oktober 1991	Abschluß der Diplom-Hauptprüfungen
Dez. 1991 – Dez. 1992	Diplomarbeit bei Prof. Dr. G. Nimtz. The- ma der Arbeit: „Numerische Simulation ef- fektiver Medien mit magnetischen Materi- aleigenschaften“
21. Dezember 1992	Diplom in Physik
seit Februar 1993	Anfertigung der vorliegenden Dissertation bei Prof. Dr. G. Nimtz
<b>Tätigkeiten:</b>	
Aug. 1991 – Dez. 1992	Studentische Hilfskraft, II. Physikalisches Institut, Universität zu Köln
Jan. 1993 – Dez. 1997	Wissenschaftlicher Mitarbeiter, II. Physi- kalisches Institut, Universität zu Köln
Jan. 1998 – Aug. 1999	Netzwerkadministrator und Programmier- er bei den gemeinsamen Prüfungsämtern der Fakultät für Wirtschaft und Sozialwis- senschaften der Universität zu Köln
Sep. 1999 – Dez. 2000	Direktor Netzwerk- und Systemadmini- stration bei der „denkwerk neue medien holding gmbh“, Köln
Jan. 2001 – Jul. 2001	Leiter Rechnerbetrieb bei der „Buchungs- maschine AG“, Hamburg
seit Jul. 2001	Manager Professional Services bei der „Oneview Internet Systems & Services GmbH“, Köln