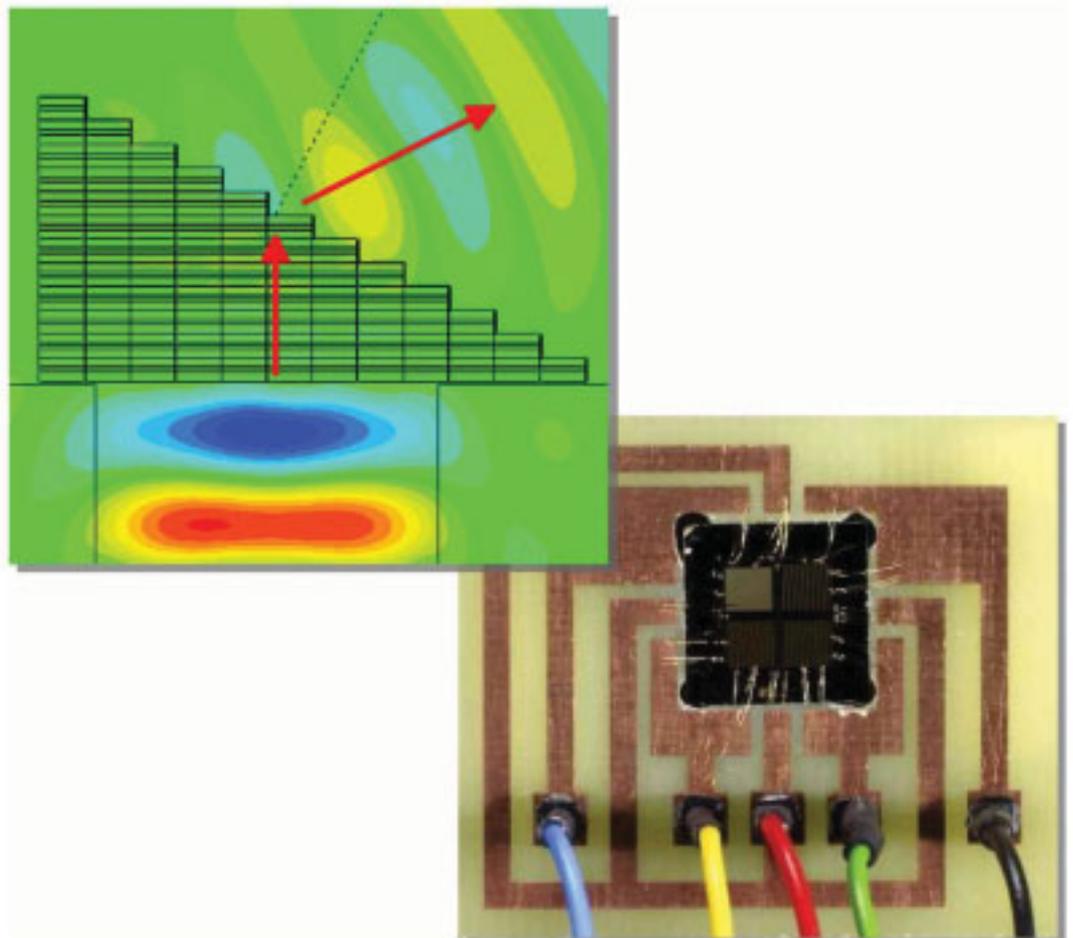


Christian Imhof

# Entwurf und Charakterisierung von Metamaterialien und quasioptischen Bauelementen für Mikrowellen- und Terahertz-Strahlung



Cuvillier Verlag Göttingen  
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag

# Entwurf und Charakterisierung von Metamaterialien und quasioptischen Bauelementen für Mikrowellen- und Terahertz-Strahlung

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität Kaiserslautern  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)  
genehmigte Dissertation

von  
Dipl.-Ing. Christian Imhof  
geboren in Zweibrücken

D 386

Tag der Einreichung: 27.05.2009

Tag der mündlichen Prüfung: 07.08.2009

Dekan des Fachbereichs  
Elektrotechnik und  
Informationstechnik:

Prof. Dipl.-Ing. Dr. G. Fohler

Vorsitzender der  
Prüfungskommission:

Prof. Dr.-Ing. A. König

1. Berichterstatter:

Prof. Dr.-Ing. R. Zengerle

2. Berichterstatter:

Prof. Dr. R. Beigang

## **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

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

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2009

Zugl.: (TU) Kaiserslautern, Univ., Diss., 2009

978-3-86955-107-4

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2009

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

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

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

1. Auflage, 2009

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86955-107-4

## Vorwort

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sind während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr.-Ing. R. Zengerle am Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Kaiserslautern entstanden. Hiermit möchte ich allen danken, die sowohl durch fachliche, als auch durch persönliche Ratschläge zum erfolgreichen Abschluss der Arbeit beigetragen haben.

Besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. R. Zengerle für die Anregung und Betreuung der Arbeit, sowie die eingeräumte Freiheit bei der wissenschaftlichen Bearbeitung des Themengebiets. Des Weiteren haben die vielen geführten Diskussionen einen erheblichen Beitrag zum Gelingen der Arbeit geleistet.

Bei Herrn Prof. Dr. R. Beigang bedanke ich mich für das Interesse an dieser Arbeit und für die Übernahme des Koreferats.

Ein spezieller Dank gilt den beiden genannten Professoren dafür, dass sie die intensive und freie Kooperation der beiden Arbeitsgruppen optimal unterstützt und gefördert haben, sowie den notwendigen Freiraum für eigene Ideen und Entscheidungen eingeräumt haben.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. A. König bedanke ich mich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Ein ganz besonderer Dank ergeht an Dipl. Phys. Oliver Paul für die perfekte Zusammenarbeit und die mühevollen Arbeit im Reinraum zur Herstellung der Proben und Metamaterialien für den THz-Bereich. Bei Dipl. Phys. Oliver Paul und Dipl. Phys. Benjamin Reinhard möchte ich mich für die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen bedanken. Bei den Mitarbeitern am Lehrstuhl für Elektrodynamik und Optische Technologien möchte ich mich für die angenehme und freundliche Atmosphäre bedanken. Ganz besonders sei an dieser Stelle Herr Dipl.-Ing. (FH) Ralf Stemler erwähnt, der für alle großen und kleinen Probleme stets ein offenes Ohr und oft auch einen passenden Hinweis parat hatte, vor allem in den Bereichen EDV, Mechanik sowie organisatorischer Fragen.

Ein herzlicher Dank ergeht auch an meine Familie und meine Freunde, die mir jederzeit die erforderliche Unterstützung geliefert haben. Sehr herzlich möchte ich mich bei meiner Freundin Christina Pietsch für die entgegengebrachte Geduld und ihr Verständnis bedanken.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich während meiner gesamten Studienzeit und auch während der Promotion bedingungslos unterstützt und gefördert haben. Ihnen widme ich diese Arbeit.



# INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung.....	9
2	Materialien mit negativem Brechungsindex .....	13
2.1	Identifizierung negativ brechender Medien .....	13
2.1.1	Reelle Materialparameter .....	13
2.1.2	Verallgemeinerung für komplexe Materialparameter.....	17
2.2	Entropiebedingung bei negativem Brechungsindex .....	21
2.3	Die Randbedingungen .....	23
2.3.1	Randbedingungen für die Feldgrößen.....	23
2.3.2	Randbedingungen für die Wellenvektoren .....	25
2.3.3	Fresnel Koeffizienten.....	27
2.4	Negative Brechung.....	28
2.4.1	Planparallele Linsen.....	28
2.4.2	Umkehr der Eigenschaften gewöhnlicher Linsen .....	31
2.5	Die perfekte Linse .....	33
2.5.1	Evaneszente Wellen .....	33
2.5.2	Begrenzung der Auflösung gewöhnlicher Linsen.....	35
2.5.3	Die linkshändige Planplatte als perfekte Linse .....	36
2.5.4	Einschränkungen in der Praxis.....	39
2.6	Historischer Überblick .....	40
3	Metamaterialien .....	43
3.1	Grundkonzept und Definition eines Metamaterials .....	43
3.2	Dielektrische Metamaterialien .....	45
3.2.1	Metalle als Materialien mit negativer Permittivität .....	45
3.2.2	Die „Thin Wire“ Struktur.....	47
3.2.3	Die „Cut-Wire“ Struktur .....	52

3.3	Magnetische Metamaterialien .....	54
3.3.1	Metallische Zylinder.....	54
3.3.2	Der „Split-Ring Resonator“ .....	58
3.3.3	Draht- und Plattenpaare als magnetische Metamaterialien .....	60
3.4	Metamaterialien mit einem negativen Brechungsindex .....	62
3.4.1	Linkshändige Metamaterialien für Mikrowellen.....	63
3.4.2	Negativ brechende Materialien bei optischen Frequenzen.....	64
3.4.2.1	Die „Cut-Wire Pair“ Struktur für negative Brechung .....	64
3.4.2.2	Die Fischnetz Struktur.....	65
3.5	Analyse und Charakterisierung von Metamaterialien.....	66
3.5.1	Interpretation der Transmissions- und Reflexionskurven .....	66
3.5.2	Bestimmung der Parameter mit Hilfe interner Felder .....	68
3.5.2.1	Die Feldmittelungsmethode.....	68
3.5.2.2	Bestimmung der Parameter über den internen Feldverlauf.....	69
3.5.3	Inversion der Streuparameter .....	71
3.5.3.1	Die klassische Inversionsmethode.....	72
3.5.3.2	Die erweiterte Inversionsmethode.....	75
4	Die Doppel-Kreuz Struktur .....	77
4.1	Geometrischer Aufbau und Funktionsprinzip .....	77
4.2	Numerische Verifikation des negativen Brechungsindex .....	78
4.3	Realisierung des Metamaterials im Mikrowellenbereich.....	85
4.3.1	Einfluss des Hintergrundmaterials .....	86
4.3.2	Anpassung der Strukturparameter .....	90
4.3.3	Experimentelle Bestätigung der negativen Refraktion.....	92
4.3.3.1	Implementierung des Metamaterials und des Messaufbaus .....	92
4.3.3.2	Experimentelle Ergebnisse .....	95
4.4	Adaption der Geometrie für Wellen im Terahertz-Bereich .....	100
4.4.1	Fabrikation der Doppel Kreuze .....	101
4.4.2	Numerische und experimentelle Ergebnisse .....	104
4.4.3	Parameterstudien .....	110

---

5	Funktionselemente für Terahertz-Strahlung .....	119
5.1	Doppelbrechende Metamaterialien .....	119
5.1.1	Inhomogene Kreuze .....	119
5.1.1.1	Vorstellung und Bestätigung der prinzipiellen Funktionalität.....	119
5.1.1.2	Entwurf einer kompakten $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte.....	123
5.1.2	Drahtpaare .....	125
5.1.2.1	Untersuchung der doppelbrechenden Eigenschaften .....	126
5.1.2.2	Konstruktion ultrakompakter Verzögerungsplatten.....	128
5.1.3	Mäander Verzögerungsplatten im THz-Bereich .....	132
5.2	Schaltbare Metamaterialien.....	137
5.2.1	Elektrisch schaltbare Kreuze.....	138
5.2.1.1	Layout und Funktionsprinzip.....	138
5.2.1.2	Elektrische Charakterisierung des Bauteils.....	140
5.2.1.3	Transmissionsverhalten des schaltbaren Metamaterials .....	143
5.2.2	Optisch schaltbare Metamaterialien.....	148
6	Zusammenfassung und Ausblick.....	155
7	Summary.....	159
8	Anhang.....	161
8.1	Liste häufig verwendeter Abkürzungen.....	161
8.2	Literaturverzeichnis.....	161



## 1 Einleitung

Die Forschung an elektromagnetischen Metamaterialien ist eine relativ junge wissenschaftliche Disziplin, die Ende der 90er Jahre ihren Startpunkt mit den Veröffentlichungen von Pendry zwischen 1996 und 1999 erlebt hat [Pen96, Pen98, Pen99]. Trotz der kurzen Zeitspanne hat dieses Themengebiet bereits eine sehr bewegte Geschichte, sowohl mit einigen Kontroversen als auch mit spektakulären Prognosen über mögliche Anwendungen der Technologie, erlebt. Bevor näher auf die gemachten Entdeckungen eingegangen wird, soll zunächst der Begriff Metamaterial erläutert werden. Die aus dem Griechischen stammende Vorsilbe „Meta“ hat unter anderem die Bedeutung „jenseits“, die in diesem Fall am besten zutrifft und sogar auf zweierlei Art interpretiert werden kann. Durch die Anordnung bestimmter Strukturen, die deutlich kleiner als die Wellenlänge der einfallenden elektromagnetischen Strahlung sein müssen, kann ein neues quasihomogenes Medium, dessen Eigenschaften alleine durch die Geometrie der Einschlüsse bestimmt ist, hergestellt werden. Demnach hat die Vorsilbe in diesem Zusammenhang die Bedeutung, dass das Verhalten des neuen Materials jenseits der Eigenschaften der zum Aufbau benutzten Materialien liegt. Des Weiteren können die elektromagnetischen Parameter der künstlichen Medien Werte annehmen, die in natürlichen Medien nicht vorkommen. Eine zweite Interpretationsmöglichkeit der Vorsilbe zielt auf diesen Aspekt der, jenseits natürlicher Materialien liegenden, Eigenschaften von Metamaterialien ab.

In der ersten Zeit lag der Fokus bei der Konstruktion von Metamaterialien eindeutig auf der Erzielung neuer, in natürlichen Materialien nicht beobachtbarer Parameterwerte. Dabei ist der Begriff des „negativen Brechungsindex“ zu dem Schlagwort in Verbindung mit der Forschung an Metamaterialien geworden. Das Konzept der negativen Brechung geht auf den russischen Theoretiker Viktor Veselago zurück, der bereits im Jahr 1968 prognostiziert hat, dass ein Medium, in dem sowohl die Permittivität als auch die Permeabilität negativ sind, durch einen negativen Brechungsindex beschrieben werden kann [Ves68]. Die von Pendry vorgeschlagenen Strukturen besitzen genau die angesprochenen Eigenschaften, so dass im Jahr 2000 und 2001 durch die Kombination der beiden Strukturen das erste Metamaterial mit einem negativen Brechungsindex gefertigt und experimentell untersucht werden konnte [Smi00, Slb01]. Das Interesse an Medien mit negativem Brechungsindex wurde durch eine theoretische Arbeit von Pendry, in der gezeigt wurde, dass eine planparallele Platte mit einem Brechungsindex von -1 als eine perfekte Linse arbeitet, enorm gesteigert. Die vorgeschlagene Linse kann theoretisch eine perfekte Rekonstruktion des Objektes liefern und ist zumindest im

Idealfall nicht mehr durch das fundamentale Beugungslimit in der Auflösung begrenzt [Pen00]. Die Untersuchung neuer Konzepte zur Überwindung des Beugungslimits hat durch diese Arbeit bis heute enorm an Bedeutung gewonnen [Sca06, Shv07, Zhe08, Zhg08].

In den folgenden Jahren kam es zu der bereits angesprochenen Kontroverse, bei der von unterschiedlichen Seiten die theoretische Arbeit über die perfekte Linse, die experimentellen Nachweise des negativen Brechungsindex in Metamaterialien und sogar das Konzept der negativen Brechung allgemein angezweifelt wurden [Grc02a, Grc02b, Pok02, Val02]. Eine breitere Akzeptanz des Themas und der sich daraus ergebenden besonderen Möglichkeiten stellte sich erst nach einer Reihe weiterer erfolgreicher experimenteller Nachweise ein [Pen03a]. In den folgenden Jahren kristallisierten sich zwei wesentliche Gebiete bei der Untersuchung von Metamaterialien heraus. Auf der einen Seite wurden immer neue Strukturen zur Konstruktion negativ brechender Medien bei immer größeren Betriebsfrequenzen entworfen und auf der anderen Seite wurde stark an Methoden zur Ermittlung der effektiven Materialparameter mit Hilfe von experimentell einfach bestimmbar Daten gearbeitet.

Die Vorstellung des theoretischen Konzeptes zur Konstruktion von Tarnkappen, die dazu in der Lage sind die Strahlung wie Wasser um ein Objekt herumzuführen bescherte den Metamaterialien eine weitere spektakuläre Anwendung, da die theoretisch geforderte räumliche Dispersion des Tarnschildes nur durch den Einsatz von Metamaterialien zu realisieren ist [Pen06, Leo06, Srg06]. Die der Tarnkappe zugrunde liegende Theorie der Transformationsoptik bietet einen sehr großen Spielraum zur Konstruktion weiterer elektromagnetischer Bauteile [Srg07, Rah08a, Rah08b, Rob08]. Aus der Sicht der Metamaterialien werden durch die Methoden der Transformationsoptik zum ersten Mal die kompletten Möglichkeiten, die mit dem Konzept künstlicher Strukturen einhergehen, voll ausgenutzt. Durch die Theorie wird ein exakt zu erfüllender räumlicher Verlauf der Materialparameter vorgegeben, der durch die gezielte Manipulation des Raumes mit Hilfe von Metamaterialien erreicht werden kann.

Insgesamt nahm ab dieser Zeit die Bandbreite der möglichen Anwendungen für Metamaterialien zusammen mit der Entwicklung der dafür geeigneten Strukturen immer weiter zu. Der Entwurf quasioptischer Bauelemente wie Phasenplatten oder Modulatoren mit Hilfe von Metamaterialien ist zu einem weiteren interessanten Thema geworden. Von besonderem Interesse sind die angesprochenen Bauelemente für die so genannte „Terahertz Lücke“, die dem Frequenzbereich zwischen 0,1 und 10 THz ( $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$ ) entspricht. Für elektromagnetische Wellen in diesem Spektralbereich wird ein extrem hohes Potential

technisch relevanter Anwendungen prognostiziert. Die Bandbreite an möglichen Anwendungen geht von der Sicherheitstechnik über die zerstörungsfreie Produktkontrolle, die Medizintechnik und Analyse von Pulver- oder Gasproben bis hin zur hochrätigen Datenübertragung bei THz-Trägerfrequenzen [Ton07, The08, Jon09]. Ein Problem, das sich bei der Erschließung der genannten Anwendungen auftut, ist neben der Erzeugung und Detektion der Strahlung die Manipulation eines Strahles durch quasioptische Bauelemente. Für die langwellige Terahertz-Strahlung weisen nahezu alle Festkörper nicht die erforderlichen Eigenschaften zur Konstruktion leistungsfähiger Bauteile auf. Obwohl Halbleiter wie Silizium (Si) oder Gallium Arsenid (GaAs) eine sehr gute Transmission für THz-Wellen aufweisen, sind sie aufgrund des relativ hohen Brechungsindex nur bedingt geeignet. Der hohe Indexsprung beim Übergang von Luft in die Halbleiter hat ohne aufwändige Zusatzmaßnahmen einen hohen Reflexionsfaktor zur Folge, was zu hohen Verlusten und bei gepulsten Systemen zur Erzeugung von unerwünschten Satellitenpulsen führt. Da die Eigenschaften von Metamaterialien alleine durch die metallischen Einschlüsse bestimmt werden, lassen sich ohne größere Probleme mögliche Lösungsansätze für den Entwurf geeigneter auf Metamaterialien basierender Bauelemente finden.

Die beschriebenen spektakulären und äußerst weit reichenden Anwendungen von Metamaterialien sowohl in der Grundlagenforschung als auch zur Herstellung neuartiger Komponenten haben auch zu einem gesteigerten Interesse an Metamaterialien in der Öffentlichkeit geführt. Der Forschungsbereich Metamaterialien hat in den letzten Jahren mehrere Nominierungen und Auszeichnungen als eines der innovativsten Forschungsgebiete erhalten. So wurden die Artikel über die perfekte Linse und der erste Bericht eines Materials mit negativer Permittivität und gleichzeitig negativer Permeabilität von der Zeitschrift „Physical Review Letters“ als zwei der „Milestone Letters“ der letzten 50 Jahre gewählt [Spr09]. Darüber hinaus sind Metamaterialien in dem Magazin „Materials Today“ als eine der „Top 10“ Erfindungen im Bereich der Materialwissenschaften genannt worden [Wod08].

Die Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit liegt im Entwurf und der Realisierung neuer Strukturen, die zu einem negativen Brechungsindex führen. Die gefundenen Designs werden sehr ausführlich durch numerische Simulationen und durch experimentelle Messungen charakterisiert. Eine weitere Aufgabe liegt im Entwurf neuer Strukturen und Methoden, die es erlauben, im THz-Bereich quasioptische Bauelemente zu realisieren.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 werden die grundlegenden physikalischen Eigenschaften von Materialien mit einem negativen Brechungsindex vorgestellt und die sich daraus ergebenden Möglichkeiten diskutiert.

Das 3. Kapitel ist dem Konzept der Metamaterialien gewidmet. Neben einer genaueren Definition eines Metamaterials werden die wichtigsten, aus der Literatur bekannten Strukturen vorgestellt. Ein großer Teil des Abschnitts beschäftigt sich mit den verschiedenen Methoden zur Analyse und Charakterisierung der elektromagnetischen Eigenschaften künstlicher Strukturen. Diese Methoden sind beim Entwurf neuer Strukturen das wichtigste Werkzeug und werden deshalb relativ ausführlich besprochen.

In Kapitel 4 wird eine neue Struktur zur Konstruktion eines Metamaterials mit einem negativen Brechungsindex vorgestellt. Die vorgestellte Struktur weist dabei einige signifikante Vorteile gegenüber bestehenden Ansätzen auf. Neben einer ausführlichen numerischen Analyse der Eigenschaften des Metamaterials wird sowohl eine Realisierung im Mikrowellen- als auch im THz-Bereich vorgestellt.

Das 5. Kapitel beschäftigt sich mit dem Entwurf quasioptischer Bauelemente für den Einsatz im THz-Bereich. Die erzielten Ergebnisse im Hinblick auf doppelbrechende Strukturen sowie Modulatoren für THz-Strahlung werden hier vorgestellt

Im 6. Kapitel werden die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und es wird ein ausführlicher Ausblick auf weiterführende Arbeiten und noch zu lösende Probleme gegeben.

Die Zusammenfassung in englischer Sprache findet sich in Abschnitt 7.

Den Abschluss bildet der Anhang in Kapitel 8 in dem eine Liste der häufig verwendeten Abkürzungen sowie das Literaturverzeichnis zu finden sind.

## 2 Materialien mit negativem Brechungsindex

Im folgenden Abschnitt werden die physikalischen Grundlagen von homogenen dielektrischen Medien mit einem negativen Brechungsindex vorgestellt und diskutiert. Zunächst werden die, an ein passives Material zu stellenden Voraussetzungen besprochen, die erfüllt sein müssen, damit ein negativer Brechungsindex auftreten kann. Bei der weitergehenden Untersuchung des Phänomens der negativen Brechung wird sich zeigen, dass die damit verbundenen Effekte ein hohes Potential zur Entwicklung neuartiger Komponenten besitzen. Zum Abschluss wird eine kurze historische Einordnung verschiedener Arbeiten zu diesem Thema gegeben. Bei der Zusammenstellung der Ergebnisse in diesem Kapitel spielten die Quellen [Mil05], [Cal06] sowie [Ram05] eine entscheidende Rolle.

Vorab soll darauf hingewiesen werden, dass es im Bereich der komplexen Darstellung der elektrischen und magnetischen Felder einen Unterschied in der Schreibweise zwischen den Ingenieurwissenschaften und den Naturwissenschaften gibt. Im Exponenten der komplexen Exponentialfunktion wird von beiden Gruppierungen ein unterschiedliches Vorzeichen verwendet. Diese Diskrepanz wirkt sich auch auf die Imaginärteile der komplexen Parameter und die im Verlauf des Kapitels gestellten Forderungen an diese aus. Alle im Rahmen dieser Arbeit angegebenen Formeln sind in der Konvention der Ingenieurwissenschaft geschrieben. Um auf die, auch in vielen der Quellen verwendete naturwissenschaftliche Darstellung umzurechnen, muss lediglich die Substitution  $j = -i$  durchgeführt werden.

### 2.1 Identifizierung negativ brechender Medien

In diesem Unterabschnitt wird beschrieben, wie die Materialparameter beschaffen sein müssen, damit ein Dielektrikum einen negativen Brechungsindex aufweist. Dazu wird zunächst für reelle Parameter eine Haupteigenschaft von Medien mit negativem Brechungsindex hergeleitet, die als Grundlage der allgemeinen Definition negativ brechender Medien benutzt wird. In einer anschließenden verallgemeinernden Studie für komplexe Materialparameter werden allgemein gültige Voraussetzungen an die komplexen Größen  $\underline{\epsilon}_r$  und  $\underline{\mu}_r$  formuliert, die für eine physikalisch sinnvolle Wahl eines negativen Brechungsindex in passiven Medien erfüllt sein müssen.

#### 2.1.1 Reelle Materialparameter

Die Pionierarbeit im Bereich der negativ brechenden Medien lieferte der russische Physiker Viktor Veselago bereits im Jahre 1968 [Ves68]. In seiner Arbeit stellte er sich die

fundamentale Frage, wie sich ein Medium, bei dem sowohl die Permittivität als auch die Permeabilität durch negative Werte gegeben sind, aus elektrodynamischer Sicht verhalten würde. Das Hauptergebnis dieser Studie ist die Möglichkeit einer Beschreibung dieser Materialien über einen negativen Brechungsindex. Dieser Sachverhalt wird jetzt ausgehend von den bekannten Maxwellschen Gleichungen in differentieller Form,

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{g} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.1.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.1.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.1.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho, \quad (2.1.4)$$

sowie den zugehörigen Materialgleichungen,

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H}, \quad (2.1.5)$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \vec{E}, \quad (2.1.6)$$

hergeleitet. Für die folgenden Betrachtungen lassen sich einige Annahmen treffen. Beim zu untersuchenden Material handelt es sich um ein homogenes, verlustfreies, isotropes Dielektrikum, was sowohl eine verschwindende Leitfähigkeit ( $\kappa = 0$ ), als auch eine Ladungsfreiheit ( $\rho = 0$ ) impliziert. Für die Maxwellschen Gleichungen bedeutet dies, dass sowohl der Leitungsstrom  $\vec{g}$ , als auch die Divergenz der dielektrischen Verschiebung  $\vec{\nabla} \cdot \vec{D}$ , verschwindet. Des Weiteren werden zunächst alle Verluste vernachlässigt, was bedeutet, dass alle Materialparameter sowie der Brechungsindex rein reell sind. Mit den getroffenen Randbedingungen vereinfachen sich die Gleichungen (2.1.1) und (2.1.4) zu:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.1.7)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0. \quad (2.1.8)$$

Nach einer erneuten Anwendung des Rotationsoperators  $\vec{\nabla} \times$  auf Gleichung (2.1.2) sowie einer Vertauschung der zeitlichen und räumlichen Ableitungen kann der Ausdruck  $\vec{\nabla} \times \vec{B}$  mit Hilfe der ersten Maxwell'schen Gleichung (2.1.7) ersetzt werden. Nach der Anwendung des

Graßmannschen Entwicklungssatzes erhält man die Wellengleichung für das elektrische Feld in einem homogenen, verlustfreien Dielektrikum [Leu05]:

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (2.1.9)$$

In einer analogen Vorgehensweise lässt sich auch eine Differentialgleichung für das magnetische Feld herleiten:

$$\Delta \vec{H} = \mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}. \quad (2.1.10)$$

Die Lösung der Differentialgleichungen (2.1.9) und (2.1.10) führt zu ebenen, harmonischen Wellen. Die entsprechenden Felder können als

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}\{\underline{\vec{E}}(\vec{r}, t)\} = \text{Re}\{\vec{E}_0 \cdot \exp[j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]\}, \quad (2.1.11)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \text{Re}\{\underline{\vec{H}}(\vec{r}, t)\} = \text{Re}\{\vec{H}_0 \cdot \exp[j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]\}, \quad (2.1.12)$$

angegeben werden. Der Vektor  $\vec{k}$  wird als Wellenvektor bezeichnet und gibt die Richtung der Phasengeschwindigkeit der Welle an. Für den Betrag des Wellenvektors gilt die Beziehung

$$\vec{k} = \frac{\omega}{c} \cdot \vec{e}_a = n \cdot \frac{\omega}{c_0} \cdot \vec{e}_a, \quad (2.1.13)$$

mit

$$c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0 \mu_r \varepsilon_r}} = \frac{c_0}{n}, \quad (2.1.14)$$

wobei  $c$  der Phasengeschwindigkeit im Dielektrikum mit dem Brechungsindex  $n$  entspricht und  $\vec{e}_a$  den Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung darstellt. Dabei wird der Brechungsindex definiert als:

$$n^2 = \mu_r \varepsilon_r \Leftrightarrow n = \pm \sqrt{\mu_r \varepsilon_r}. \quad (2.1.15)$$

Aus Gleichung (2.1.15) ist zu erkennen, dass es rein mathematisch immer zwei mögliche Lösungen für  $n$  gibt. Die Wahl des Vorzeichens muss durch weitergehende physikalische Überlegungen begründet werden. Dazu werden die komplexen Felder aus Gleichung (2.1.11) und (2.1.12) wieder in die ersten beiden Maxwell'schen Gleichungen eingesetzt. Dabei wird ausgenutzt, dass für die zu berücksichtigenden Felder eine einfache Beziehung zwischen dem Nabla-Operator und dem Ausbreitungsvektor besteht [Leh90]:

$$\vec{\nabla} = -j\vec{k}. \quad (2.1.16)$$

Dieser Zusammenhang folgt direkt aus der Exponentialdarstellung der Felder, bei der eine Ableitung nach einer der Ortskoordinaten einer Multiplikation mit der entsprechenden Komponente des Wellenvektors gleichkommt. Werden unter Beachtung der Beziehung (2.1.16) jetzt die komplexen Felder in (2.1.2) und (2.1.7) eingesetzt, entstehen zwei Gleichungen, in denen die Materialparameter nur noch einzeln auftreten. Nach dem Kürzen des gemeinsamen Faktors  $-j \cdot \exp[j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]$  ergibt sich [Leu05]:

$$\vec{k} \times \vec{H}_0 = -\omega \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}_0, \quad (2.1.17)$$

$$\vec{k} \times \vec{E}_0 = \omega \mu_0 \mu_r \vec{H}_0. \quad (2.1.18)$$

Aus den beiden Gleichungen (2.1.17) und (2.1.18) lässt sich jetzt sehr einfach ablesen, dass bei positiven Werten für  $\epsilon_r$  und  $\mu_r$  die Vektoren  $\vec{E}_0$ ,  $\vec{H}_0$  und  $\vec{k}$  ein Rechtsschraubensystem bilden. In diesem Fall liegt der Wellenvektor parallel zur mittleren Energieflussrichtung der Welle, die durch den zeitlich gemittelten Poynting-Vektor

$$\vec{S}_m = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \vec{E} \times \vec{H}^* \} = \frac{1}{2} (\vec{E}_0 \times \vec{H}_0) \quad (2.1.19)$$

festgelegt ist. Drehen sich allerdings die Vorzeichen von  $\epsilon_r$  und  $\mu_r$  um, spannen die Vektoren  $\vec{E}_0$  und  $\vec{H}_0$  mit dem Wellenvektor ein Linksschraubensystem auf, weshalb solche Materialien auch als linkshändig (LH) bezeichnet werden. Dabei ist ein entscheidender Punkt, dass die Richtung des Poynting-Vektors unabhängig von der Wahl der Vorzeichen von  $\epsilon_r$  und  $\mu_r$  ist, da diese Parameter in Gleichung (2.1.19) nicht vorkommen. In einem Medium, bei dem sowohl die Permittivität als auch die Permeabilität negativ sind, breitet sich also die Phase in umgekehrter Richtung zum Energiefluss aus. Dieses Ergebnis liefert die Grundlage der Definition eines negativen Brechungsindex, da bei einer negativen Phasengeschwindigkeit der nach Gleichung (2.1.13) definierte Wellenvektor ebenfalls ein negatives Vorzeichen besitzen muss. Mit einem Blick auf die Definition des Wellenvektors und der Konvention, dass die Ausbreitungsrichtung der Welle immer der Richtung des Energieflusses entspricht, bleibt nur noch eine Größe übrig, mit der sich das Vorzeichen von  $\vec{k}$  verändern lässt: Der Brechungsindex  $n$ . Die beiden anderen in (2.1.13) vorkommenden Größen, die Kreisfrequenz  $\omega$  und die Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c_0$ , sind immer positiv. Es zeigt sich also, dass die

Wellenausbreitung in Medien mit simultanen negativen Werten für  $\epsilon_r$  und  $\mu_r$  über einen negativen Brechungsindex physikalisch sinnvoll beschrieben werden kann.

Somit ist ein Medium mit negativem Brechungsindex recht einfach zu charakterisieren als ein Material, in dem die Phasen- und die mittlere Energiegeschwindigkeit antiparallel gerichtet sind. In einigen Literaturstellen, wie z.B. in [Cal06], wird die Definition über die Gruppengeschwindigkeit anstatt der Richtung des Energieflusses gemacht. Diese Festlegung birgt jedoch einige Risiken, da es zwar meistens, aber keinesfalls immer der Fall ist, dass Gruppen- und Energiegeschwindigkeit gleichgerichtet sind. Es gibt sowohl Berichte über eine negative Gruppengeschwindigkeit bei positivem Brechungsindex [Grt70], als auch über Materialien, in denen beide, Gruppen- und Phasengeschwindigkeit, dem Energiefluss entgegengesetzt verlaufen [Dol06b]. In diesen konkreten Beispielen würde in beiden Fällen das Vorzeichen des Brechungsindex falsch definiert werden. Bei rein reellen Materialparametern kommt dies der Bedingung nach gleichzeitig negativer Permittivität und Permeabilität gleich. Im nächsten Kapitel schließt sich eine Diskussion über den Einfluss komplexer Materialparameter an, in dem abschließend zwei einfache Beziehungen angegeben werden, die von den Materialparametern zu erfüllen sind, um eine negative Phasengeschwindigkeit zu realisieren.

### 2.1.2 Verallgemeinerung für komplexe Materialparameter

In diesem Abschnitt werden ganz allgemein komplexe Parameter zur Beschreibung eines linearen, homogenen, passiven Mediums zugelassen. Das bedeutet, dass sowohl  $\underline{\epsilon}_r = \epsilon_{re} - j\epsilon_i$  und  $\underline{\mu}_r = \mu_{re} - j\mu_i$ , als auch der Brechungsindex  $\underline{n} = n_{re} - jn_i$  durch komplexe Zahlen beschrieben werden. Es geht vor allem darum, eine eindeutige Beziehung herzuleiten, in der die Materialparameter zueinander stehen müssen, um einen negativen Realteil des Brechungsindex zu erhalten. Bei der Rechnung mit komplexen Parametern gibt es zwei sehr wichtige Einschränkung, die in passiven Medien immer beide erfüllt werden müssen. Diese physikalischen Randbedingungen werden mit Hilfe des mittleren Energieflusses nach Gleichung (2.1.19) abgeleitet. Die zu untersuchende Welle ist über ihr elektrisches Feld vollständig charakterisiert. Für das komplexe elektrische Feld aus Gleichung (2.1.11) kann mit der zweiten Maxwell'schen Gleichung (2.1.2) das zugehörige Magnetfeld

$$\underline{\vec{H}}(\vec{r}, t) = \frac{\underline{n}}{\mu_0 \underline{\mu}_r} \frac{1}{c_0} \vec{e}_a \times \underline{\vec{E}}(\vec{r}, t) \quad (2.1.20)$$

berechnet werden. Mit den beiden komplexen Feldamplituden ergibt sich der mittlere Energiefluss in Abhängigkeit des Ortes zu:

$$\vec{S}_m(\vec{r}) = \frac{1}{2\mu_0} \operatorname{Re} \left\{ \frac{\underline{n}}{\underline{\mu}_r} \right\} \cdot \vec{e}_a \cdot |\vec{E}_0|^2 \exp \left( -2 \frac{\omega}{c_0} n_i \cdot \vec{e}_a \cdot \vec{r} \right). \quad (2.1.21)$$

Der Imaginärteil des Brechungsindex beschreibt eine Dämpfung bzw. Verstärkung der mittleren Energieflussdichte entlang der Ausbreitungsrichtung der Welle, was direkt aus der Exponentialfunktion in (2.1.21) abzulesen ist. In einem passiven Medium darf eine Wellenformation entlang der Ausbreitungsrichtung nicht anwachsen, was zu der Forderung  $n_i \geq 0$  führt. Die zweite Bedingung wird an die Richtung des mittleren Energieflusses gestellt. Dieser muss überall von der Quelle der Strahlung weg gerichtet sein. Diese Forderung beinhaltet ebenfalls, dass bei einem Übergang von einem Medium in ein anderes die Normalkomponente des mittleren Energieflusses unverändert bleibt. Unter der Berücksichtigung dieser beiden fundamentalen Einschränkungen können nun zwei, für komplexe Parameter zu erfüllende Ungleichungen hergeleitet werden, die für die Wahl eines negativen  $n_{re}$  erfüllt werden müssen. Die Bestimmung des Brechungsindex nach Gleichung (2.1.15) wird somit eindeutig, da immer nur eine der beiden möglichen komplexen Wurzeln diese Bedingungen erfüllen kann.

Der Ausgangspunkt der Betrachtung liegt bei einem linearen isotropen Dielektrikum mit der komplexen Permittivität  $\underline{\epsilon}_r = \epsilon_{re} - j\epsilon_i$  und der komplexen Permeabilität  $\underline{\mu}_r = \mu_{re} - j\mu_i$ . Bei einem ebenfalls komplexen Brechungsindex  $\underline{n} = n_{re} - jn_i$  lässt sich Gleichung (2.1.15) umschreiben:

$$n_{re}^2 - n_i^2 - 2jn_{re}n_i = \mu_{re}\epsilon_{re} - \mu_i\epsilon_i - j(\mu_i\epsilon_{re} + \mu_{re}\epsilon_i). \quad (2.1.22)$$

Für die weitere Herleitung muss eine Einschränkung getroffen werden. Es wird vorausgesetzt, dass der Realteil des Brechungsindex ungleich Null ist. Da es um Bedingungen für ein negatives Vorzeichen des Brechungsindex geht, hat diese Einschränkung auf die Ergebnisse keinen Einfluss, ist allerdings erforderlich, damit die kommenden Umformungen ihre Gültigkeit bewahren. Aus Gleichung (2.1.22) kann durch separate Betrachtung von Real- und Imaginärteil eine biquadratische Gleichung zur Berechnung von  $n_{re}$  gewonnen werden [Dep04]:

$$n_{re}^4 - (\mu_{re}\epsilon_{re} - \mu_i\epsilon_i)n_{re}^2 - \frac{1}{4}(\mu_i\epsilon_{re} + \mu_{re}\epsilon_i) = 0. \quad (2.1.23)$$

Damit berechnen sich die möglichen Lösungen für  $n_{\text{re}}^2$  zu:

$$n_{\text{re}}^2 = \frac{1}{2} \left[ (\mu_{\text{re}} \varepsilon_{\text{re}} - \mu_{\text{i}} \varepsilon_{\text{i}}) \pm \left( (\mu_{\text{re}} \varepsilon_{\text{re}} - \mu_{\text{i}} \varepsilon_{\text{i}})^2 + (\mu_{\text{i}} \varepsilon_{\text{re}} - \mu_{\text{re}} \varepsilon_{\text{i}})^2 \right)^{1/2} \right]. \quad (2.1.24)$$

Die Lösung für den Realteil des Brechungsindex ergibt sich durch das erneute Bilden der Quadratwurzel. Dabei muss beachtet werden, dass für  $n_{\text{re}}$  lediglich reelle Werte entstehen dürfen, was bedeutet, dass nur positive Lösungen von Gleichung (2.1.24) zulässig sind. Diese Bedingung ist gleichbedeutend mit der Wahl des positiven Vorzeichens in (2.1.24), da der Wurzelterm immer größer als der erste Summand ist. Somit können nur bei einer Addition der Wurzel positive Werte entstehen. Nach einigen Vereinfachungen ergibt sich damit die eindeutige Lösung

$$n_{\text{re}}^2 = \frac{|\underline{\mu}_{\text{r}}| |\underline{\varepsilon}_{\text{r}}| + \mu_{\text{re}} \varepsilon_{\text{re}} - \mu_{\text{i}} \varepsilon_{\text{i}}}{2} > 0, \quad (2.1.25)$$

womit sich der Realteil des Brechungsindex zu

$$n_{\text{re}} = \pm \left( \frac{|\underline{\mu}_{\text{r}}| |\underline{\varepsilon}_{\text{r}}| + \mu_{\text{re}} \varepsilon_{\text{re}} - \mu_{\text{i}} \varepsilon_{\text{i}}}{2} \right)^{1/2} \quad (2.1.26)$$

ergibt. Die Forderung nach einer negativen Phasengeschwindigkeit schreibt die Wahl der negativen Wurzel in (2.1.26) vor. Damit kann der zugehörige Parameter  $n_{\text{i}}$  ebenfalls eindeutig bestimmt werden [Dep04]:

$$n_{\text{i}} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(\mu_{\text{i}} \varepsilon_{\text{re}} + \mu_{\text{re}} \varepsilon_{\text{i}})}{\left( |\underline{\mu}_{\text{r}}| |\underline{\varepsilon}_{\text{r}}| + \mu_{\text{re}} \varepsilon_{\text{re}} - \mu_{\text{i}} \varepsilon_{\text{i}} \right)^{1/2}} \quad (2.1.27)$$

Anhand der beiden oben genannten Bedingungen an ein passives Material muss jetzt überprüft werden, für welche Parameterkonstellationen die Wahl des negativen Vorzeichens beim Realteil des Brechungsindex physikalisch sinnvoll ist. Dazu muss als erstes die Forderung nach einem positiven  $n_{\text{i}}$  erfüllt werden. Die Parameter dürfen also nur in der Form gewählt werden, dass aus Gleichung (2.1.27) ein positiver Wert folgt. Der Nenner in (2.1.27) ist immer positiv, was sich direkt aus der Beziehung (2.1.25) ergibt, womit sich die Bedingung

$$\mu_{\text{re}} \varepsilon_{\text{i}} + \varepsilon_{\text{re}} \mu_{\text{i}} \leq 0 \quad (2.1.28)$$

formulieren lässt. Zur Erfüllung der zweiten Forderung nach einem von der Quelle weg gerichteten mittleren Energiefluss, muss

$$\operatorname{Re} \left\{ \frac{\underline{n}}{\underline{\mu}_r} \right\} = \frac{n_{\operatorname{re}} \mu_{\operatorname{re}} + n_i \mu_i}{|\underline{\mu}_r|^2} \geq 0 \quad (2.1.29)$$

als zweite Bedingung von den Parametern erfüllt werden. Da der Nenner für beliebige  $\underline{\mu}_r$  stets positiv ist, folgt aus (2.1.29) die Ungleichung:

$$n_{\operatorname{re}} \mu_{\operatorname{re}} + n_i \mu_i \geq 0. \quad (2.1.30)$$

Werden die in Gleichung (2.1.26) und (2.1.27) berechneten Werte für den Real- und Imaginärteil des Brechungsindex in (2.1.30) eingesetzt, so ergibt sich nach einigen Vereinfachungen die folgende Bedingung für einen positiven mittleren Energiefluss bei gleichzeitig negativem Realteil von  $\underline{n}$ :

$$\varepsilon_{\operatorname{re}} |\underline{\mu}_r| + \mu_{\operatorname{re}} |\varepsilon_r| \leq 0. \quad (2.1.31)$$

Zur Wahl eines negativen Brechungsindex in einem passiven Medium bei physikalisch sinnvollen Randbedingungen müssen beide hergeleiteten Bedingungen (2.1.28) und (2.1.31) erfüllt werden. Es ist recht schnell ersichtlich, dass es, neben der Forderung nach negativen Realteilen der Parameter, noch weitere mögliche Konstellationen geben kann, die zu einem negativen Brechungsindex führen. In der Praxis wird zur Definition eines Frequenzbandes mit linkshändigem Verhalten jedoch häufig die etwas striktere Forderung nach gleichzeitig negativen Realteilen der Parameter gestellt. Dies ist darin begründet, dass für alle anderen Fälle die Imaginärteile der Parameter, und damit verbunden die Verluste, groß werden, was für praktische Anwendungen unerwünscht ist.

In der Literatur wird oftmals von einer Äquivalenz der beiden Bedingungen gesprochen [Dep04]. Eine Äquivalenz der beiden Bedingungen ist allerdings nur dann gegeben, wenn an die komplexen Parameter  $\underline{\varepsilon}_r$  und  $\underline{\mu}_r$  eine weitere Forderung gestellt wird, nämlich dass die Imaginärteile der Parameter ebenfalls immer negativ sein müssen. Lässt man allerdings negative Parameter zu, sind die beiden Bedingungen nicht äquivalent zueinander, was durch ein Gegenbeispiel bewiesen werden kann. Mit einer komplexen Permittivität  $\underline{\varepsilon}_r = -0,5 + j \cdot 2$  und einer komplexen Permeabilität  $\underline{\mu}_r = 0,75 - j \cdot 2,5$  wird Gleichung (2.1.28) erfüllt, wohingegen Gleichung (2.1.31) nicht erfüllt werden kann. Bei einer solchen Parameterkonstellation kann also keinesfalls ein negativer Brechungsindex gewählt werden, es handelt sich vielmehr um einen Fall, der physikalisch in einem passiven Medium unmöglich ist, da die beiden Bedingungen an die Dämpfung der Welle und den positiven Energiefluss hier niemals gleichzeitig erfüllt werden können.

An dieser Stelle muss darauf aufmerksam gemacht werden, dass außer der genannten Bedingung an  $n_1$  keine weiteren Forderungen an die Wahl der Parameter im Zusammenhang mit einer Dämpfung der Welle zu stellen sind. In einigen Lehrbüchern und Veröffentlichungen wird gefordert, dass zusätzlich auch die Imaginärteile der einzelnen Parameter negativ sein müssen. Bei elektromagnetischen Wellen sind das elektrische und magnetische Feld miteinander gekoppelt. Aus diesem Grund kann über einen einzelnen Parameter nicht auf eine Zu- bzw. Abnahme der Gesamtenergie und somit auch nicht auf eine Verletzung der Energieerhaltung geschlossen werden. Eine solche Aussage kann bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen nur über einen Parameter geschehen: Den komplexen Brechungsindex  $\underline{n}$ .

Bei der Herleitung der verschiedenen Bedingungen an die Parameter zur Realisierung eines negativen Brechungsindex wurden bisher keine Bemerkungen über die praktische Realisierung dieser Bedingungen gemacht. In der Natur gibt es Materialien, die über eine negative Permittivität beschrieben werden können, dazu gehören unter anderem Metalle oder andere Systeme mit freien Elektronen unterhalb der Plasmafrequenz. Des Weiteren kann gezeigt werden, dass in der Nähe von elektrischen bzw. magnetischen Resonanzen der entsprechende Parameter negative Werte annehmen kann. Das Grundproblem bei allen natürlichen Materialien ist, dass die elektrischen und magnetischen Resonanzen in völlig verschiedenen Frequenzbereichen auftreten, mit der Folge, dass es keine natürlichen Materialien mit einem negativen Brechungsindex gibt. Erst mit Hilfe so genannter Metamaterialien, künstlich hergestellter Materialien mit speziellen Eigenschaften, konnte ein Material mit negativem Brechungsindex experimentell untersucht werden.

## 2.2 Entropiebedingung bei negativem Brechungsindex

Bis zu dieser Stelle ist ausführlich über die, an die Materialparameter eines Mediums zu stellenden Bedingungen zur Erreichung eines negativen Brechungsindex, gesprochen worden. Es ist jedoch noch keine Aussage über die Zulässigkeit der Wahl dieser Materialparameter gemacht worden. Die einzigen Bedingungen, die bei den Herleitungen an die Parameter gestellt wurden, waren die Forderung nach einem negativen Imaginärteil des Brechungsindex bei einem passiven Medium sowie einem mittleren Energiefluss von der Quelle weg. Es gibt jedoch noch weitere physikalische Überlegungen, die eine beliebige Wahl der Parameter einschränken können. Es wird sich zeigen, dass eine für die Praxis relativ unangenehme Einschränkung gemacht werden muss: Die Forderung nach einem dispersiven Verhalten der Parameter  $\underline{\epsilon}$  und  $\underline{\mu}$ , also eine Abhängigkeit der Parameter von der Frequenz der einfallenden

elektromagnetischen Strahlung. Zur Herleitung dieser Bedingung ist eine nähere Betrachtung des Poynting-Theorems, das die Änderung der elektromagnetischen Energie in einem Volumen  $V$  beschreibt, erforderlich. Unter der Voraussetzung eines linearen Mediums mit reellen Parametern  $\varepsilon$  und  $\mu$ , das keine Dispersion aufweist, lautet das Poynting-Theorem [Ina00]:

$$\int_V \vec{E} \cdot \vec{g} \, dV = -\frac{\partial}{\partial t} \int_V \left[ \frac{1}{2} \varepsilon |\vec{E}|^2 + \frac{1}{2} \mu |\vec{H}|^2 \right] dV - \int_V \vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) \, dV \quad (2.2.1)$$

Die linke Seite von Gleichung (2.2.1) beschreibt die in Wärme umgesetzte Leistung. Der zweite Term der rechten Seite beschreibt den Fluss elektromagnetischer Energie aus dem betrachteten Volumen heraus. Unter der Voraussetzung, dass die bekannten Ausdrücke für die elektrische und die magnetische Energie auch für zeitveränderliche Felder gelten, beschreibt der erste Term der rechten Seite die Abnahme der im Volumen  $V$  gespeicherten elektromagnetischen Energie. Diese ergibt sich also zu:

$$W_{\text{ges}} = \frac{1}{2} \left( \varepsilon |\vec{E}|^2 + \mu |\vec{H}|^2 \right). \quad (2.2.2)$$

Diese gespeicherte Energie darf nicht negativ werden, da dies die grundlegende Forderung nach einer stetig steigenden Entropie in einem System verletzen würde [Cal06]. Dieser Sachverhalt ist anhand eines einfachen Gedankenexperiments gut zu verstehen. Wird die elektromagnetische Energiezufuhr zu einem Volumen abgeschnitten, so wird die darin gespeicherte Energie komplett in Wärme umgesetzt. Da nach den Entropiegesetzen die in einem System vorhandene Wärme steigen muss, darf die elektromagnetische Energie nie negativ sein. Somit ist klar, dass die Forderung nach simultanen negativen Werten von  $\varepsilon$  und  $\mu$  bei den gemachten Voraussetzungen (keine Dispersion und keine Verluste) in Widerspruch zu der genannten Entropiebedingung steht. Es kann also niemals einen negativen Brechungsindex geben, ohne dass auch zusätzlich Dispersion in diesem Medium auftritt. Diese Tatsache wurde auch schon in der theoretischen Arbeit von Veselago [Ves68] erwähnt. Im allgemeinen Fall dispersiver, verlustbehafteter Medien ergibt sich die gesamte elektromagnetische Energie bei der Frequenz  $\omega_0$  zu [Jac02]:

$$W_{\text{ges}} = \text{Re} \left\{ \frac{d\omega\varepsilon}{d\omega}(\omega_0) \right\} \cdot |\vec{E}|^2 + \text{Re} \left\{ \frac{d\omega\mu}{d\omega}(\omega_0) \right\} \cdot |\vec{H}|^2. \quad (2.2.3)$$

In Gleichung (2.2.3) kommen jetzt lediglich noch die Ableitungen der frequenzabhängigen Parameter vor. Diese Gleichung kann also auch für negative Werte der Realteile von  $\underline{\varepsilon}$  und

$\underline{\mu}$  erfüllt werden. Bei dieser Betrachtung ist es wichtig, dass immer die gesamte Energie positiv sein muss, wohingegen eventuell einer der beiden Summanden negativ werden kann. Aufgrund der Kopplung der Feldgrößen bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen sind die einzelnen Energien nebensächlich. Eine physikalische Bedeutung besitzt an dieser Stelle lediglich die Gesamtenergie  $W_{\text{ges}}$ . Diese Einschätzung ist wiederum in Widerspruch zu einigen Stellen in der Literatur [Ves68, Cal06], in denen gefordert wird, dass sowohl die elektrische, als auch die magnetische Energiedichte (erster und zweiter Summand in (2.2.3)) positiv sein müssen. Dies führt dann zu einer zu strengen Einschränkung an die Frequenzabhängigkeit der Parameter. Es ist weiterhin zu beachten, dass bei der Herleitung der Gesamtenergie eine Näherung gemacht worden ist, deren Zulässigkeit in der Praxis nicht immer zutrifft [Jac02]. Die frequenzabhängigen Parameter sind während der Berechnung mittels einer Taylorreihe angenähert worden. Die Entwicklung in eine Reihe ist jedoch nur dann zulässig, wenn die betreffenden Parameter im zugrunde liegenden Frequenzband nur schwache Änderungen erfahren. Bei den meisten praktischen Realisierungen negativ brechender Medien spielen jedoch, wie in Kapitel 3 näher erläutert wird, Resonanzen eine wichtige Rolle, was die Gültigkeit von Gleichung (2.2.3) zur Bestimmung der Gesamtenergie in Frage stellt.

## 2.3 Die Randbedingungen

Nachdem geklärt ist, unter welchen Voraussetzungen ein homogenes passives Medium durch einen negativen Brechungsindex beschrieben werden kann, werden jetzt die elektromagnetischen Eigenschaften eines solchen Mediums besprochen. An erster Stelle werden die Randbedingungen der Feldkomponenten an einer Grenzschicht zwischen einem rechts- und einem linkshändigen Medium näher untersucht. Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts werden die gewonnenen Randbedingungen zur Ermittlung entsprechender Bedingungen für den Wellenvektor verwendet. Dadurch kann gezeigt werden, dass das bekannte Brechungsgesetz von Snellius auch an Grenzflächen zwischen Materialien mit unterschiedlichem Vorzeichen im Brechungsindex seine Gültigkeit behält, was einige ungewöhnliche Auswirkungen auf den Strahlverlauf hat.

### 2.3.1 Randbedingungen für die Feldgrößen

Bei der klassischen Herleitung der Randbedingungen für die Felder beim Übergang von einem Medium in ein anderes werden lediglich die Maxwell'schen Gleichungen in ihrer

grundlegenden Form genutzt. Aus diesem Grund verändern sich die bekannten Bedingungen an einer Grenzschicht zwischen einem rechts- und einem linkshändigen Material nicht. Es ist weiterhin so, dass die Tangentialkomponenten des elektrischen und des magnetischen Feldes stetig sein müssen. Auch die Bedingungen an die Normalkomponente der dielektrischen Verschiebung, dass die Differenz der Normalkomponenten der vorherrschenden Flächenladungsdichte entsprechen muss, sowie die Stetigkeit der Normalkomponente der magnetischen Induktion können übernommen werden. Geht man von einem quellenfreien Material aus, so ergeben sich folgende, für gewöhnliche Dielektrika bekannte, Randbedingungen für die Feldgrößen [Cal06]:

$$E_{1t} = E_{2t}, \quad (2.3.1)$$

$$H_{1t} = H_{2t}, \quad (2.3.2)$$

$$D_{1n} = D_{2n}, \quad (2.3.3)$$

$$B_{1n} = B_{2n}. \quad (2.3.4)$$

Aus diesen Bedingungen lassen sich mit Hilfe der Materialgleichungen (2.1.5) und (2.1.6) die Beziehungen zwischen den Feldern beim Übergang von einem Medium 1 in ein Medium 2 herleiten:

$$E_{1t} = E_{2t}, \quad (2.3.5)$$

$$H_{1t} = H_{2t}, \quad (2.3.6)$$

$$E_{1n} = \frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}} E_{2n}, \quad (2.3.7)$$

$$H_{1n} = \frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} H_{2n}. \quad (2.3.8)$$

Diese ebenfalls aus der klassischen Elektrodynamik bekannten Beziehungen enthalten einige interessante Ergebnisse, wenn es sich um eine Grenzschicht zwischen einem rechts- und einem linkshändigen Material handelt, wie aus Abbildung 2.3.1 zu entnehmen ist. Während die Tangentialkomponenten stetig bleiben, ändern die Normalkomponenten beim Übergang zwischen zwei Materialien mit unterschiedlichem Vorzeichen im Brechungsindex neben ihrem Betrag auch noch ihre Richtung.

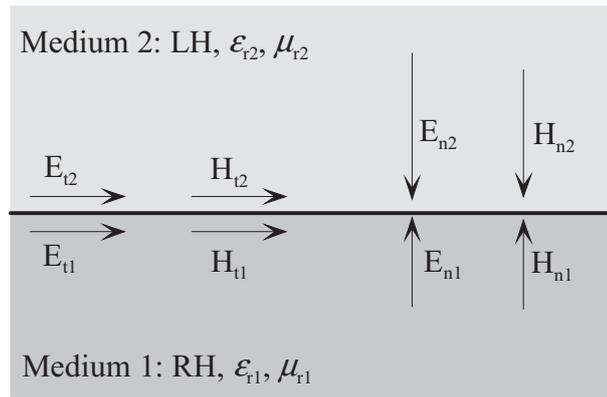


Abbildung 2.3.1 Veranschaulichung der Randbedingungen für das elektrische und das magnetische Feld beim Übergang von einem rechts- in ein linkshändiges Medium

### 2.3.2 Randbedingungen für die Wellenvektoren

Aus den Randbedingungen für die Felder, die im vorangegangenen Abschnitt eingeführt wurden, lassen sich beim schrägen Einfall einer ebenen Welle auf eine Grenzschicht weitere Bedingungen ableiten, die mit den Wellenvektoren verknüpft sind. Eine homogene ebene Welle nach Gleichung (2.1.11) trifft unter einem Winkel  $\theta_e$  zum Lot hin auf eine ebene Grenzfläche zweier Dielektrika mit den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$ , wie in Abbildung 2.3.2 dargestellt ist.

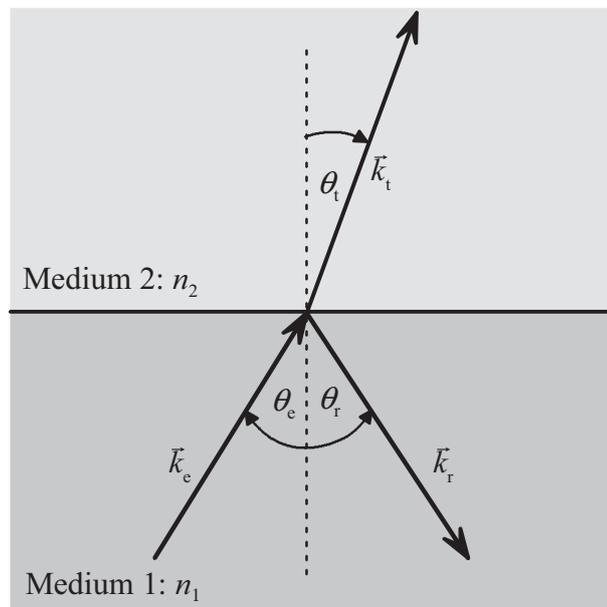


Abbildung 2.3.2 Veranschaulichung der Wellenvektoren beim Einfall einer ebenen Welle auf eine Grenzschicht zweier Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex

Die Forderung nach der Stetigkeit der Tangentialkomponente des elektrischen Feldes muss auf der Grenzschicht für alle Zeiten erfüllt werden, weshalb ohne Beschränkung der Allgemeinheit  $t = 0$  gesetzt werden darf. Damit muss die Gleichung

$$E_{e,\text{tan}} \cdot \exp(-j\vec{k}_e \cdot \vec{r}) + E_{r,\text{tan}} \cdot \exp(-j\vec{k}_r \cdot \vec{r}) = E_{t,\text{tan}} \cdot \exp(-j\vec{k}_t \cdot \vec{r}) \quad (2.3.9)$$

für alle Orte  $\vec{r}$ , die in der Grenzebene liegen, erfüllt werden. Gleichung (2.3.9) ist nur dann zu erfüllen, wenn die Phasenterme aller auftretenden Komponenten gleich sind. Zur weiteren Vereinfachung der Untersuchung wird davon ausgegangen, dass der Ursprung des Koordinatensystems in der Grenzschicht liegt, was wiederum ohne Beschränkung der Allgemeinheit möglich ist. Das bedeutet, dass das Skalarprodukt zwischen der Normalkomponente des Wellenvektors und dem Ortsvektor  $\vec{r}$  verschwindet, da die beiden Vektoren immer senkrecht aufeinander stehen. Es ergibt sich also eine Forderung nach der Stetigkeit der Tangentialkomponente des Wellenvektors an einer Grenzschicht zweier dielektrischer Medien. Die angesprochenen Tangentialkomponenten können mit Hilfe des Sinus des entsprechenden Winkels zum Lot und dem Betrag des Wellenvektors dargestellt werden:

$$k_{\text{tan},n} = |\vec{k}_n| \cdot \sin(\theta_n). \quad (2.3.10)$$

Da sich der einfallende und der reflektierte Strahl im selben Medium befinden, womit die Beträge der Wellenvektoren gleich sind, müssen auch die mit dem Lot eingeschlossenen Winkel gleich sein, was zum bekannten Reflexionsgesetz

$$\theta_e = \theta_r \quad (2.3.11)$$

führt. Beim Vergleich zwischen einfallendem und transmittiertem Strahl ergibt sich folgende Bedingung:

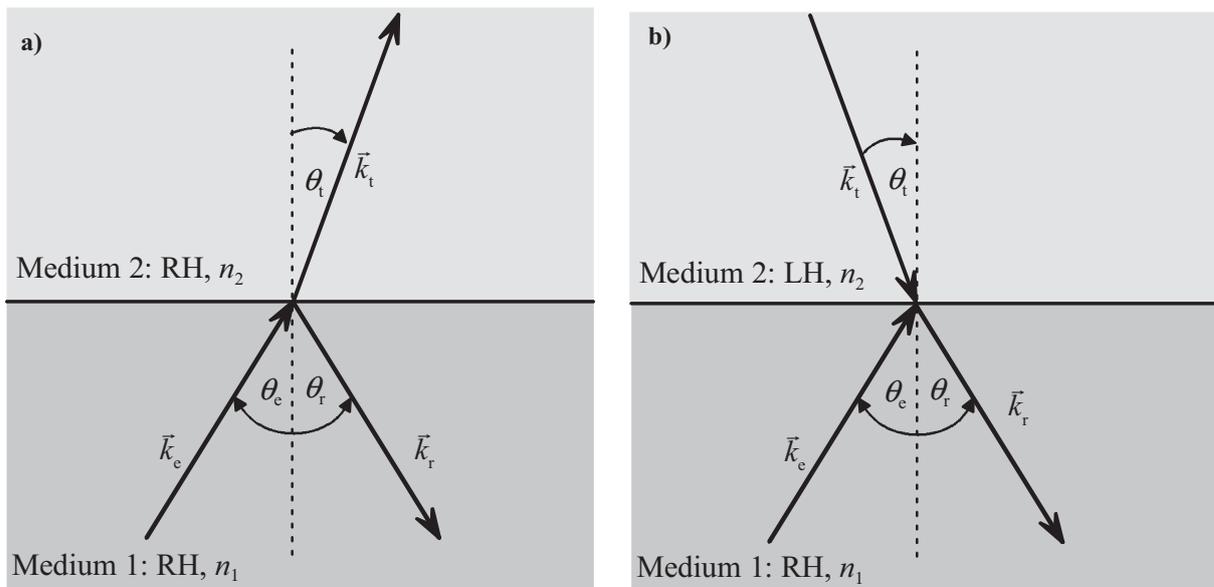
$$|\vec{k}_e| \cdot \sin(\theta_e) = |\vec{k}_t| \cdot \sin(\theta_t). \quad (2.3.12)$$

Mit Hilfe der Definition des Betrages der Wellenvektoren nach (2.1.13) ergibt sich aus (2.3.12) das Brechungsgesetz nach Snellius:

$$n_1 \cdot \sin(\theta_e) = n_2 \cdot \sin(\theta_t). \quad (2.3.13)$$

Bei der Herleitung von (2.3.13) ist lediglich die Forderung nach der Stetigkeit der tangentialen Feldkomponenten, die unverändert auch für Grenzflächen zwischen rechts- und linkshändigen Medien ihre Gültigkeit behält, verwendet worden. Das bedeutet, dass das Brechungsgesetz ebenfalls für beliebige Grenzflächen, unabhängig von den Vorzeichen der

Brechungsindizes, seine Gültigkeit behält. Diese Tatsache birgt einige sehr erstaunliche Effekte bei Übergängen zwischen Materialien mit unterschiedlichen Vorzeichen im Brechungsindex. An einer solchen Grenzschicht wird der transmittierte Strahl aufgrund des negativen Vorzeichens bei  $n_2$  zu negativen Winkeln hin gebrochen. Der Strahl in Medium 2 befindet sich dann auf derselben Seite des Einfallslotes wie der einfallende Strahl, wie in Abbildung 2.3.3 verdeutlicht ist, wobei der Wellenvektor aufgrund des negativen Index in Medium 2 zur Grenzfläche hin gerichtet ist.



**Abbildung 2.3.3** a) Reflexion und Brechung an der Grenzschicht zwischen zwei Medien mit gleichem Vorzeichen beim Brechungsindex  
b) Reflexion und Brechung an der Grenzschicht zwischen einem rechts- und einem linkshändigen Material

Der Effekt der negativen Brechung führt zu einigen Möglichkeiten: Von der Verbesserung existierender optischer Bauelemente bis hin zur Konstruktion völlig neuartiger Komponenten, die in Abschnitt 2.4 im Detail besprochen werden.

### 2.3.3 Fresnel Koeffizienten

Die Fresnel Koeffizienten machen eine Aussage über die Verhältnisse der Feldamplituden zwischen einfallender und reflektierter bzw. transmittierter Welle. Nachdem die Verhältnisse zwischen den Winkeln geklärt sind, kann wiederum mit Hilfe der fundamentalen Randbedingungen der Feldgrößen aus Abschnitt 2.3.1 eine Aussage über die Amplituden getroffen werden. Aus den vier Randbedingungen für die Felder können die vier unbekanntenen Feldamplituden für das elektrische und das magnetische Feld der reflektierten und der transmittierten Welle in Abhängigkeit von der einfallenden Welle berechnet werden. Dabei werden zwei Fälle unterschieden, die mit der Orientierung des einfallenden elektrischen

Feldes zu tun haben. Es handelt sich um die s- und die p-Polarisation der einfallenden Welle, bei der das elektrische Feld entweder senkrecht auf der Einfallsebene oder parallel dazu orientiert ist. Die Einfallsebene wird immer durch den Wellenvektor der einfallenden Welle und den Normalenvektor der Grenzfläche aufgespannt. Aufgrund der unverändert gültigen Randbedingungen bleiben auch die Fresnel Koeffizienten zwischen einem Medium mit positivem und einem Medium mit negativem Brechungsindex unverändert erhalten [Cal06]. Für parallele Polarisation berechnet sich der Transmissions- und Reflexionskoeffizient zu

$$R_{\parallel} = \frac{E_{0,r}}{E_{0,e}} = \frac{\varepsilon_{r1}k_{2z} - \varepsilon_{r2}k_{1z}}{\varepsilon_{r1}k_{2z} + \varepsilon_{r2}k_{1z}} = \frac{Z_2 \cos(\theta_2) - Z_1 \cos(\theta_1)}{Z_2 \cos(\theta_2) + Z_1 \cos(\theta_1)}, \quad (2.3.14)$$

$$T_{\parallel} = \frac{E_{0,t}}{E_{0,e}} = \frac{2(\varepsilon_{r1}\varepsilon_{r2}\mu_{r2}/\mu_{r1})k_{1z}}{\varepsilon_{r1}k_{2z} + \varepsilon_{r2}k_{1z}} = \frac{2Z_2 \cos(\theta_1)}{Z_2 \cos(\theta_2) + Z_1 \cos(\theta_1)}, \quad (2.3.15)$$

für senkrechte Polarisation ergibt sich:

$$R_{\perp} = \frac{E_{0,r}}{E_{0,e}} = \frac{\mu_{r2}k_{1z} - \mu_{r1}k_{2z}}{\mu_{r2}k_{1z} + \mu_{r1}k_{2z}} = \frac{Z_2 \cos(\theta_1) - Z_1 \cos(\theta_2)}{Z_2 \cos(\theta_1) + Z_1 \cos(\theta_2)}, \quad (2.3.16)$$

$$T_{\perp} = \frac{E_{0,t}}{E_{0,e}} = \frac{2\mu_{r2}k_{1z}}{\mu_{r2}k_{1z} + \mu_{r1}k_{2z}} = \frac{2Z_2 \cos(\theta_1)}{Z_2 \cos(\theta_1) + Z_1 \cos(\theta_2)}. \quad (2.3.17)$$

Die einzige Veränderung gegenüber den Verhältnissen an einer Grenzschicht zweier normaler Dielektrika zeigt sich in der Phase des Transmissionskoeffizienten für senkrechte Polarisation. Die Amplituden und Phasen der anderen Koeffizienten bleiben unbeeinflusst von der Art der Grenzfläche.

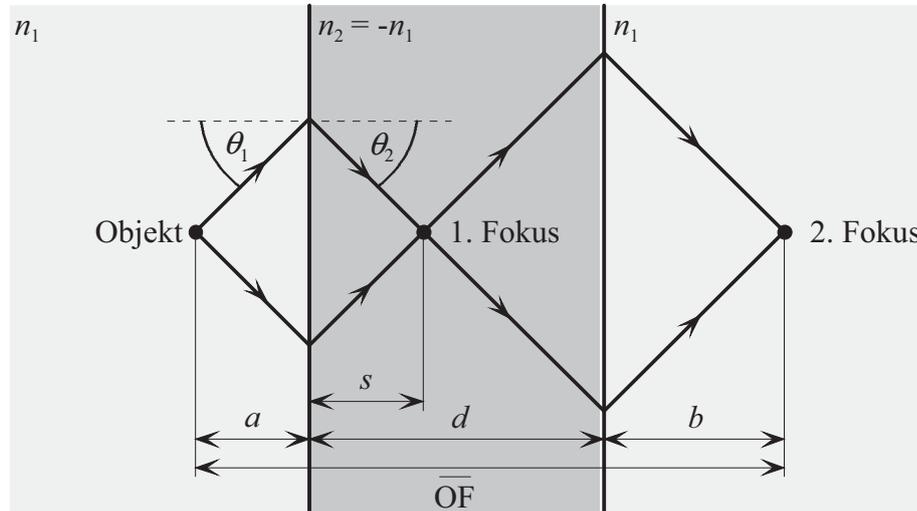
## 2.4 Negative Brechung

Eines der wichtigsten Ergebnisse des vorangegangenen Abschnitts war die Gültigkeit des Brechungsgesetzes von Snellius auch an Übergängen zwischen rechts- und linkshändigen Materialien. Die negative Refraktion der einfallenden Welle, sowie die sich daraus ergebenden Möglichkeiten zur Konstruktion neuartiger optischer Bauelemente und der Verbesserung bestehender Elemente ist Gegenstand der folgenden Abschnitte.

### 2.4.1 Planparallele Linsen

Mit Hilfe des Effektes der negativen Refraktion lassen sich völlig neue abbildende Bauteile konstruieren. Eine der einfachsten Möglichkeiten mit Hilfe linkshändiger Medien ein abbildendes System zu formen ist die Verwendung einer planparallelen Platte mit negativem

Brechungsindex. Der Einsatz einer solchen planparallelen Linse wurde bereits von Veselago [Ves68] und etwas später von Silin [Sil78] in Betracht gezogen. In Abbildung 2.4.1 ist die Anordnung und der sich ergebende Strahlenverlauf für den Spezialfall  $n_2 = -n_1$  dargestellt.



**Abbildung 2.4.1** Abbildung durch eine planparallele Platte bestehend aus einem Material mit negativem Brechungsindex

Die divergenten Strahlen, die vom Objekt ausgehen, werden, wegen des negativen Refraktionswinkels beim Übergang von einem rechts- in ein linkshändiges Medium, in ein konvergentes Bündel transformiert. Innerhalb der negativ brechenden Platte kommt es zu einem ersten Fokus im Abstand  $s$  von der ersten Grenzfläche. Die Position dieses Fokuspunktes lässt sich mit Hilfe des Abstandes  $a$  vom Objekt zur Linse und der Winkel  $\theta_1$  und  $\theta_2$  unter Verwendung trigonometrischer Beziehungen zu

$$s = a \frac{\tan(\theta_1)}{\tan(|\theta_2|)} \quad (2.4.1)$$

berechnen [Cal06]. Der Refraktionswinkel  $\theta_2$  wird mit dem Brechungsgesetz von Snellius (2.3.13) berechnet. Nach dem gleichen Prinzip wird jetzt der erste Fokuspunkt innerhalb der Linse in den zweiten, eigentlichen Fokuspunkt, im umgebenden Material abgebildet. Für den Abstand dieses Punktes von der rechten Kante der Linse folgt:

$$b = d \frac{\tan(|\theta_2|)}{\tan(\theta_1)} - a. \quad (2.4.2)$$

Der Abstand zwischen der Objekt- und der Fokusebene

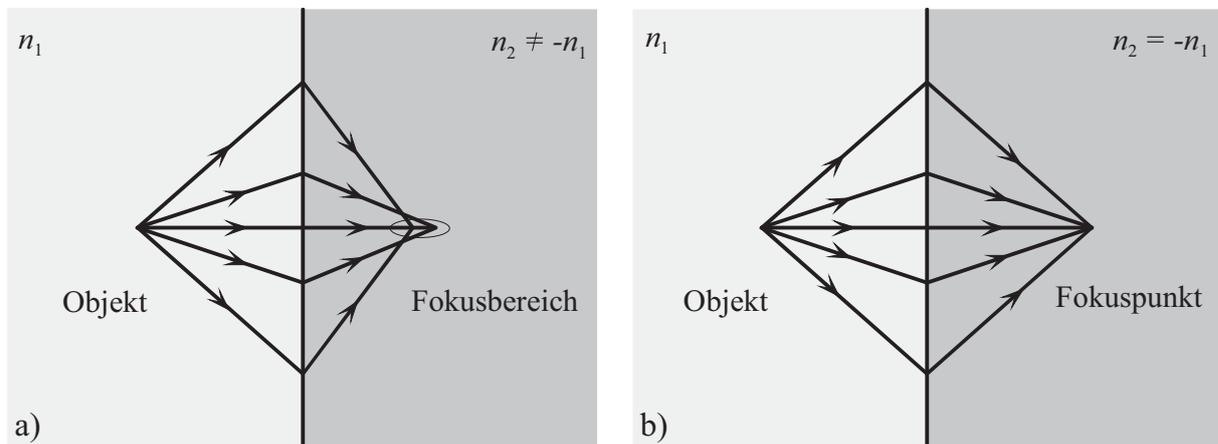
$$\overline{OF} = a + d + b = d \left( 1 + \frac{\tan(|\theta_2|)}{\tan(\theta_1)} \right) \quad (2.4.3)$$

ist bei der linkshändigen Planlinse also unabhängig vom Abstand des Objekts von der Linse. Allerdings muss die Linse mindestens so dick sein, dass es für ein gegebenes  $a$  noch zu einem internen Fokus kommt. Dennoch kann diese Tatsache die Justage abbildender Systeme erheblich erleichtern, da es weniger Freiheitsgrade gibt.

Im Vergleich zu konventionellen Linsen gibt es einige charakteristische Unterschiede. Die planparallele Platte ist eigentlich keine Linse im klassischen Sinn, da sie nur dazu in der Lage ist, divergente Lichtbündel wieder zu fokussieren. Ein paralleles Lichtbündel allerdings wird die Linse unverändert passieren. In Hinsicht auf die Phase der elektromagnetischen Strahlung besteht ein ganz entscheidender Unterschied zwischen konventionellen Linsen und der Plattenlinse. Bei gewöhnlichen Linsen beruht die Abbildung auf einer Angleichung des optischen Weges der verschiedenen Strahlen aufgrund der Krümmung der Linse. Bei der linkshändigen Platte hingegen entsteht aufgrund der negativen Phasengeschwindigkeit innerhalb der Linse eine perfekte Rekonstruktion der Phase des Objektes. Des Weiteren besitzt die Linse keine optische Achse, was zum Beispiel die Abbildung von mehreren Objekten durch die gleiche Platte ohne weiteres zulässt. So könnten zum Beispiel mehrere optische Kanäle parallel durch ein einziges Bauteil beeinflusst werden.

Bei konventionellen Linsen gibt es eine Vielzahl an möglichen Abbildungsfehlern [Mes05]. Der Astigmatismus, sowie das Koma und die Verzeichnung sind Abbildungsfehler, die direkt mit der optischen Achse verknüpft sind beziehungsweise bei der Fokussierung eines parallelen Lichtbündels auftreten, weshalb sie bei der linkshändigen Platte keine Rolle spielen. Die chromatische Abberation wird bei jeder Linse aus einem Material mit negativem Brechungsindex eine große Rolle spielen, da nach den Einschränkungen aus Kapitel 2.2, ein negativer Brechungsindex nur in dispersiven Materialien vorkommen kann. Ein weiterer Abbildungsfehler, die sphärische Abberation, kommt bei der planparallelen Linse ebenfalls vor. In Abbildung 2.4.1 sind nur zwei Strahlen eingezeichnet. Von einem Objekt geht allerdings ein ganzes Bündel von Strahlen aus, die alle in den gleichen Punkt fokussiert werden müssen. Haben die Umgebung und das linkshändige Material einen betragsmäßig unterschiedlichen Brechungsindex, kommt es bei der planparallelen Platte zu unterschiedlichen Fokuspunkten. Dies ist eine direkte Folge aus den Gleichungen (2.4.1) und (2.4.3), in der bei unterschiedlichem Betrag der Brechungsindizes das Verhältnis des Tangens von Einfallswinkel und Refraktionswinkel nicht für alle Einfallswinkel gleich ist. Sind die Beträge der Brechzahlen jedoch gleich, so sind auch der Einfallswinkel und der Refraktionswinkel

betragsmäßig immer gleich, mit der Konsequenz, dass sich alle Strahlen wieder in einem perfekten Fokuspunkt treffen. In Abbildung 2.4.2 sind die beiden Fälle schematisch dargestellt. Da sich im Fall b) die Winkel einfach nur invertieren, sind die Abstände von Objekt und Fokuspunkt zur entsprechenden Grenzfläche immer gleich.



**Abbildung 2.4.2** a) Planparallele Linse mit  $|n_1| \neq |n_2|$   
b) Planparallele Linse mit  $|n_1| = |n_2|$

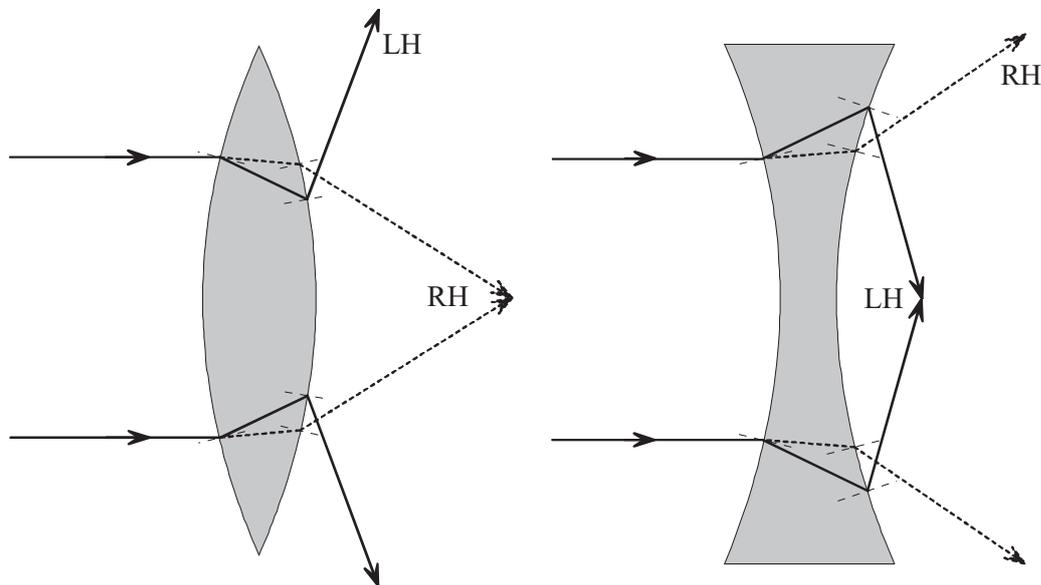
Durch die an den Grenzflächen zwischen verschiedenen Medien auftretenden Teilreflexionen der einfallenden Strahlung kommt es zu unerwünschten Verlusten bei der Abbildung. Der große Vorteil von Linsen mit negativem Brechungsindex ist, dass bei betragsmäßig gleichen Brechungsindizes stets auch die Möglichkeit der Anpassung der Impedanz des Linsenmaterials an die Umwelt gegeben ist, womit Reflexionen vermieden werden können. Statt der Forderung nach  $n_2 = -n_1$  müssen dann lediglich die beiden Bedingungen  $\epsilon_{r2} = -\epsilon_{r1}$  und  $\mu_{r2} = -\mu_{r1}$  erfüllt werden.

Es zeigt sich also, dass eine planparallele Linse aus linkshändigem Material einige Vorteile gegenüber gewöhnlichen Linsen besitzt. Es gibt noch einen weiteren sehr speziellen Vorteil, der nicht durch einfache strahlenoptische Überlegungen, wie sie in diesem Abschnitt gemacht wurden, zu beweisen ist. Es kann gezeigt werden, dass unter bestimmten Umständen die durch das Beugungslimit gesetzte fundamentale Begrenzung der maximalen Auflösung einer Linse durchbrochen werden kann. Diesen besonderen Eigenschaften von negativ brechenden Materialien ist ein eigenes Kapitel gewidmet.

## 2.4.2 Umkehr der Eigenschaften gewöhnlicher Linsen

Bei der Konstruktion von Linsen mit Hilfe negativ brechender Medien muss beachtet werden, dass sich die Wirkungen von konvexen und konkaven Linsen gerade umkehren. Diese

Tatsache ist anhand der, an der Grenzschicht auftretenden, negativen Brechung leicht einzusehen und wurde auch schon in der Arbeit von Veselago als eines der Ergebnisse angesprochen [Ves68]. In Abbildung 2.4.3 ist dieser Sachverhalt graphisch erläutert.



**Abbildung 2.4.3** Gegenüberstellung des Strahlverlaufs in konvexen und konkaven Linsen aus rechts- (gestrichelte Linien) und linkshändigem (durchgezogene Linien) Material in einem Hintergrundmaterial mit positivem Brechungsindex

Diese Umkehr der prinzipiellen Eigenschaften ist allerdings nicht der einzige Punkt, der sich bei einer Linse mit negativem Brechungsindex verändert. Ein ganz entscheidender Unterschied bildet die Tatsache, dass ein Material mit  $n = 1$  keinerlei Brechkraft besitzt, wohingegen ein Material mit  $n = -1$  schon eine relativ starke Brechkraft aufweist. Der direkte Vorteil dieser Tatsache zeigt sich bei einem Blick auf die Formel zur Berechnung der Brennweite einer dünnen Linse in Abhängigkeit vom Krümmungsradius  $R$  der Linse und dem Brechungsindex des benutzten Materials. Die Brennweite berechnet sich zu [Pen03b]:

$$f = \frac{R}{|n-1|}. \quad (2.4.4)$$

Aus Formel (2.4.4) ist ganz offensichtlich, dass bei gleichem Krümmungsradius und betragsmäßig gleichem Brechungsindex eine linkshändige Linse eine kleinere Brennweite aufweist. Etwas anders ausgedrückt kann festgehalten werden, dass bei der Verwendung von Materialien mit negativem Brechungsindex zum Erreichen einer bestimmten Brennweite  $f$  ein größerer Krümmungsradius benötigt wird, womit die Linsen geometrisch dünner werden. Vor allem bei langwelligeren Anwendungen im Mikrowellenbereich, bei denen die Bauteile aufgrund der großen Wellenlänge ebenfalls relativ groß sein müssen, könnten derartige

Linsen Anwendung finden [Pen03b, Pen04]. Die kompakte Bauweise führt zu einer erheblichen Reduktion des Gewichtes, was besonders bei Anwendungen in der Luft- und Raumfahrt einen wichtigen Aspekt darstellt. Wie schon bei der planparallelen Linse angemerkt, bietet sich auch bei den gewöhnlichen Linsen aus linkshändigem Material die Möglichkeit einer Impedanzanpassung an das umgebende Medium, was die Verluste durch Reflexionen vermeidet.

## 2.5 Die perfekte Linse

In diesem Abschnitt geht es um eine ganz spezielle Eigenschaft der in Kapitel 2.4.1 vorgestellten planparallelen Linse. Es kann gezeigt werden, dass unter bestimmten Voraussetzungen eine solche Linse das Nahfeld eines Objektes verstärken kann. Dieser Sachverhalt führt dann zu einer theoretischen Auflösung der Linse, die nicht mehr durch das Beugungslimit begrenzt ist. In Verbindung mit den schon vorgestellten Eigenschaften von planparallelen Linsen aus linkshändigem Material kann von einer perfekten Linse gesprochen werden [Pen00].

### 2.5.1 Evaneszente Wellen

In diesem Abschnitt wird geklärt, was eine evaneszente Welle ist und welche speziellen Eigenschaften und Gesetze für diese Wellen gelten. Den Ausgangspunkt der Berechnungen bildet eine inhomogene ebene Welle im Halbraum  $z > 0$ . Die Ausbreitungsrichtung der Welle soll mit der  $z$ -Richtung zusammenfallen. Wird die inhomogene Feldverteilung in der Ausgangsebene in Abhängigkeit von  $x$  und  $y$  in ihr Fourierspektrum zerlegt, ergibt sich folgender Zusammenhang für das komplexe elektrische Feld:

$$\underline{\vec{E}}(x, y, z, t) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \underline{\vec{A}}(k_x, k_y, \omega, z) \exp[-j(k_x x + k_y y - \omega t)]. \quad (2.5.1)$$

Unter der Voraussetzung, dass im betrachteten Halbraum keine Quellen und Senken existieren, gilt dort die Wellengleichung nach (2.1.9). Mit Hilfe der Wellengleichung kann die  $z$ -Abhängigkeit des komplexen Feldes nach (2.5.1) bestimmt werden. Durch Einsetzen ergibt sich folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \left[ \underline{\vec{A}}(k_x, k_y, \omega, t) \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_x^2 - k_y^2 \right) \right] \exp[-j(k_x x + k_y y - \omega t)] \\ & = -\frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \omega^2 \underline{\vec{A}}(k_x, k_y, \omega, t) \exp[-j(k_x x + k_y y - \omega t)] \end{aligned} \quad (2.5.2)$$

Um Gleichung (2.5.2) zu erfüllen, müssen die darin enthaltenen Integranden gleich sein. Nach dem Kürzen der gemeinsamen Exponentialfunktionen ergibt sich eine lineare homogene Differentialgleichung zweiter Ordnung für die Berechnung von  $\vec{A}$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \vec{A}(k_x, k_y, \omega, z) + \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2 \right) \vec{A}(k_x, k_y, \omega, z) = 0, \quad (2.5.3)$$

mit Lösungen der Form

$$\vec{A}(k_x, k_y, \omega, z) \propto \exp[\pm k_z z]. \quad (2.5.4)$$

Der Parameter  $k_z$  berechnet sich zu:

$$k_z = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2} \quad (2.5.5)$$

Aus (2.5.5) ist direkt ersichtlich, dass in Abhängigkeit der Ortsfrequenzen  $k_x$  und  $k_y$  der Parameter  $k_z$  sowohl rein reelle als auch rein imaginäre Werte annehmen kann. Bei der Wahl des Vorzeichens in (2.5.5) ist darauf zu achten, dass sich bei einem rein reellen  $k_z$  eine abklingende Exponentialfunktion ergibt, da das Ergebnis ansonsten physikalisch nicht sinnvoll ist. Das gesamte elektrische Feld kann demnach als Summe der reellen und der komplexen Anteile der z-Komponente des Wellenvektors dargestellt werden und ergibt sich zu [Mil05]:

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z, t) = & \left( \frac{1}{2\pi} \right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \iint_{k_x^2 + k_y^2 < \omega^2/c^2} dk_x dk_y \vec{A}_{\text{pro}}(k_x, k_y, \omega) \exp[-j(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)] \\ & + \left( \frac{1}{2\pi} \right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \iint_{k_x^2 + k_y^2 > \omega^2/c^2} dk_x dk_y \vec{A}_{\text{ev}}(k_x, k_y, \omega) \exp[-j(k_x x + k_y y - \omega t) - |k_z| z] \end{aligned} \quad (2.5.6)$$

Der erste Term auf der rechten Seite von (2.5.6) entspricht einer gewöhnlichen ausbreitungsfähigen, also propagierenden Welle. Der zweite Term, der nur für große  $k_x$  und  $k_y$  entsteht, ist eine so genannte evaneszente Welle. Bei dieser Welle gibt es in Ausbreitungsrichtung keine Veränderung der Phase mehr, sie wird lediglich exponentiell gedämpft und kann somit nur in der unmittelbaren Umgebung der Quelle beobachtet werden [Ram05]. Aus diesem Grund werden die evaneszenten Moden auch als das Nahfeld eines Objektes bezeichnet. Eine wichtige Eigenschaft dieser Wellen ist, dass von ihnen keine Leistung transportiert werden kann. Dieser Sachverhalt kann anhand des folgenden Beispiels verdeutlicht werden. Eine monochromatische evaneszente Welle mit dem elektrischen Feld

$$\vec{E} = \vec{e}_x E_0 \cos(\omega t - k_y y) \exp(-k_z z), \quad (2.5.7)$$

führt zu dem folgenden Momentanwert des Poynting-Vektors:

$$\vec{S} = \frac{E_0^2}{\omega \mu} \left[ k_y \vec{e}_y \cos^2(\omega t - k_y y) + k_z \vec{e}_z \cos(\omega t - k_y y) \sin(\omega t - k_y y) \right] \exp(-2k_z z). \quad (2.5.8)$$

Das Integral über eine komplette Periode der z-Komponente des Poynting-Vektors nach (2.5.8) verschwindet, da über periodische Funktionen ohne Gleichanteil integriert wird.

## 2.5.2 Begrenzung der Auflösung gewöhnlicher Linsen

Das Auftreten von evaneszenten Wellen hat einen entscheidenden Einfluss auf die prinzipielle Leistungsfähigkeit abbildender Systeme. Im Folgenden wird die, im vorangegangenen Abschnitt schon benutzte, inhomogene Feldverteilung als das zu einem Objekt gehörende und durch eine Linse abzubildende Feld betrachtet. Eine gewöhnliche Linse kann über die Anpassung des optischen Weges und damit der Phase nur Einfluss auf die propagierenden Wellenanteile nehmen. Das bedeutet, dass es unmöglich ist, das Nahfeld des Objektes zu rekonstruieren, was den kompletten Verlust dieser Feldanteile zur Folge hat. Evaneszente Moden entstehen für große Ortsfrequenzen, die zu schnellen Änderungen der örtlichen Feldverteilung gehören, also zu sehr kleinen und feinen Strukturen des Objekts. Im Folgenden soll hergeleitet werden, bis zu welcher prinzipiellen Auflösung eine gewöhnliche Linse arbeiten kann. Wie bereits gezeigt wurde, besteht zwischen den Ortsfrequenzen und dem Ausbreitungsvektor in z-Richtung der folgende Zusammenhang:

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2, \quad (2.5.9)$$

wobei der bekannte Zusammenhang  $k = \omega/c$  gilt. Mit der Forderung nach einem reellen Wert für  $k_z$  lässt sich die maximal mögliche Auflösung  $\Delta$  der Linse mit Hilfe der maximalen Ortsfrequenz  $k_{\max}^2 = k_x^2 + k_y^2$ , die noch zu einem reellen  $k_z$  führt, ausdrücken:

$$\Delta \sim \frac{2\pi}{k_{\max}} = \frac{2\pi c}{\omega} = \lambda. \quad (2.5.10)$$

Die Auflösung einer gewöhnlichen Linse ist also durch die Wellenlänge der Strahlung, die von dem Objekt ausgeht, begrenzt. Alle Details des zu beobachtenden Objektes, die kleiner als die Wellenlänge sind, erfahren einen exponentiellen Abfall und sind in einem Abstand von einer oder zwei Wellenlängen nicht mehr zu detektieren [Mil05, Ram05]. Je kleiner die Details eines Objektes werden, desto schneller klingen die zugehörigen evaneszenten Wellen

ab. Dieses Limit der maximal möglichen Auflösung einer Linse, das Beugungslimit, ist rein von der Physik bestimmt und hat nichts mit der Qualität des verwendeten Glases oder der Größe der Apertur zu tun. Es liegt schlicht daran, dass die Linse, wie schon beschrieben, nur auf ausbreitungsfähige Wellen einen Einfluss nehmen kann. In der Praxis entspricht dieses Limit einer erheblichen Einschränkung. Atome, Moleküle oder andere Elementarteilchen sind erheblich kleiner als die üblicherweise verwendeten Wellenlängen und damit mit normalen abbildenden Systemen und Mikroskopen nicht mehr zu beobachten.

### 2.5.3 Die linkshändige Planplatte als perfekte Linse

Dass eine planparallele Platte aus negativ brechendem Material grundsätzlich zur Abbildung eines Objektes benutzt werden kann und dabei einige Vorteile, wie die exakte Rekonstruktion der Phase, besitzt, wurde bereits ausführlich besprochen. Darüber hinaus lässt sich zeigen, dass mit einer planparallelen Platte aus negativ brechendem Material eine Verstärkung der evaneszenten Wellen und damit eine Rekonstruktion des Nahfeldes möglich ist. Die Herleitung wird für ein verlustloses Material durchgeführt, die Parameter sind also allesamt rein reell. Es muss die gesamte durch eine Platte transmittierte Strahlung berechnet werden. Dabei passiert die Welle zwei Materialübergänge, von Material 1 in Material 2 und umgekehrt. Die entsprechenden Reflexions- und Transmissionskoeffizienten können mit Hilfe der Fresnel Koeffizienten in Abhängigkeit der Materialparameter berechnet werden. Im Folgenden wird s-Polarisation vorausgesetzt. Nach den dafür gültigen Gleichungen (2.3.16) und (2.3.17) ergeben sich die Verhältnisse an den beiden Übergängen zu:

$$R_{\perp}^{1 \rightarrow 2} = \frac{\mu_{r2}k_{1z} - \mu_{r1}k_{2z}}{\mu_{r2}k_{1z} + \mu_{r1}k_{2z}} = r, \quad T_{\perp}^{1 \rightarrow 2} = \frac{2\mu_{r2}k_{1z}}{\mu_{r2}k_{1z} + \mu_{r1}k_{2z}} = t, \quad (2.5.11)$$

$$R_{\perp}^{2 \rightarrow 1} = \frac{\mu_{r1}k_{2z} - \mu_{r2}k_{1z}}{\mu_{r1}k_{2z} + \mu_{r2}k_{1z}} = r', \quad T_{\perp}^{2 \rightarrow 1} = \frac{2\mu_{r1}k_{2z}}{\mu_{r1}k_{2z} + \mu_{r2}k_{1z}} = t'. \quad (2.5.12)$$

Zur Berechnung des gesamten Amplitudentransmissionsfaktors der planparallelen Platte müssen mehrfache Reflexionen an den beiden Grenzflächen und die durch die Ausbreitung entstehenden Phasenunterschiede beachtet werden. Beim Durchlaufen der planparallelen Platte der Dicke  $d$  ergibt sich für die Welle ein Phasenfaktor von  $\exp(-jk_{2z}d)$ . Dieser Faktor entspricht bei einer propagierenden Welle einer Drehung der Phase, bei einer evaneszenten Welle verursacht der Faktor eine Dämpfung der Amplitude. Die totale Transmission durch die planparallele Platte ergibt sich als Summe aller möglichen Reflexionen:

$$\begin{aligned}
T_p &= tt' \exp(-jk_{2z}d) + tt'r'^2 \exp(-3jk_{2z}d) + tt'r'^4 \exp(-5jk_{2z}d) + \dots \\
&= tt' \exp(-jk_{2z}d) \sum_{v=0}^{\infty} [r'^2 \exp(-2jk_{2z}d)]^v \\
&= \frac{tt' \exp(-jk_{2z}d)}{1 - r'^2 \exp(-2jk_{2z}d)}
\end{aligned} \tag{2.5.13}$$

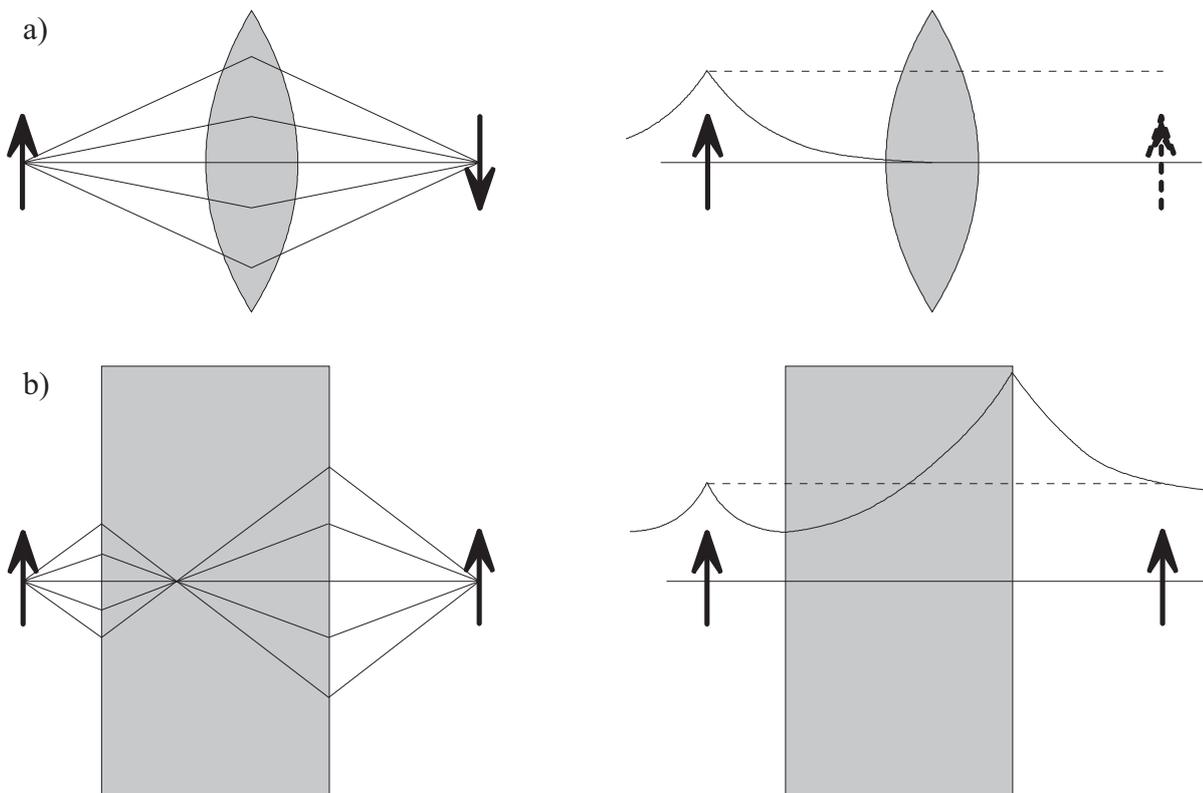
Für evaneszente Wellen ist ein Spezialfall zu beachten. Sind die Materialparameter der linkshändigen Platte betragsmäßig gleich den Parametern der Umgebung, tritt in den Formeln (2.5.11) und (2.5.12) zur Berechnung des Reflexions- und des Transmissionsfaktors eine Divergenz auf. Für die vorausgesetzten Materialparameter sind die Wellenvektoren in den beiden Medien betragsmäßig gleich. Aufgrund der Festlegung, dass der Wellenvektor zur Beschreibung evaneszenter Wellen immer zu einem exponentiellen Abfall führen muss, sind dort auch die Vorzeichen der  $z$ -Komponenten der Wellenvektoren gleich, was zu der erwähnten Polstelle führt. In diesem speziellen Fall muss bei der Berechnung der totalen Transmission durch die Linse ein Grenzübergang gemacht werden. Unter der Voraussetzung, dass sich die Linse in Vakuum befindet, kann durch Einsetzen von (2.5.11) und (2.5.12) in (2.5.13) und Bilden des Grenzwertes die Transmission berechnet werden:

$$\begin{aligned}
\lim_{\substack{\varepsilon_{r2} \rightarrow -1 \\ \mu_{r2} \rightarrow -1}} T_p &= \lim_{\substack{\varepsilon_{r2} \rightarrow -1 \\ \mu_{r2} \rightarrow -1}} \frac{2\mu_{r2}k_{1z}}{\mu_{r2}k_{1z} + k_{2z}} \frac{2k_{2z}}{k_{2z} + \mu_{r2}k_{1z}} \frac{\exp(-jk_{2z}d)}{1 - \left(\frac{k_{2z} - \mu_{r2}k_{1z}}{k_{2z} + \mu_{r2}k_{1z}}\right)^2 \exp(-2jk_{2z}d)} \\
&= \lim_{\substack{\varepsilon_{r2} \rightarrow -1 \\ \mu_{r2} \rightarrow -1}} \frac{4\mu_{r2}k_{1z}k_{2z} \exp(-jk_{2z}d)}{\underbrace{(\mu_{r2}k_{1z} + k_{2z})^2}_{\rightarrow 0} - \underbrace{(k_{2z} - \mu_{r2}k_{1z})^2}_{\rightarrow 4k_{2z}^2} \exp(-2jk_{2z}d)} \\
&= \exp(jk_{2z}d)
\end{aligned} \tag{2.5.14}$$

Unter der Voraussetzung, dass  $\mu_{r2} = -\mu_{r1}$  und  $\varepsilon_{r2} = -\varepsilon_{r1}$  gilt, kann mit der linkshändigen Platte eine Verstärkung der evaneszenten Wellen erreicht werden. Es stellt sich jetzt natürlich die Frage, wie dieses Ergebnis mit dem Energieerhaltungssatz in Übereinstimmung gebracht werden kann, da es sich bei dem betrachteten Material um eine passive Struktur handelt. Da jedoch durch die verstärkten evaneszenten Wellen keinerlei Energietransport stattfindet, wird der Energiesatz nicht verletzt. Die Lösung nach (2.5.14) stellt eine statische Lösung der Maxwell Gleichungen dar, da alle Einflüsse bis zu einer Zeit von Unendlich mit einbezogen werden. Die stark erhöhte Energie am Ausgang der Linse kommt also nicht durch eine Verstärkung des Materials zu Stande, sondern wird im Laufe der Zeit komplett von der Quelle geliefert und konzentriert sich lediglich aufgrund der mehrfachen Reflexionen an dieser Stelle. Die physikalische Ursache für die Verstärkung der evaneszenten Strahlung liegt im

Auftreten so genannter Oberflächenplasmonen, longitudinaler Wellen an der Grenzschicht zwischen der Linse und der Umgebung. Bei den Materialparametern, die zu einer Wiederherstellung des Nahfelds führen, koppelt die einfallende Welle mit diesen Plasmonen, was zu einer gleichmäßigen Verstärkung aller evaneszenter Wellenanteile führt [Ram05, Mil05].

Die planparallele Linse kann also sowohl die Phaseninformation des Objektes als auch die zugehörige Nahfeldinformation im Fokuspunkt wieder herstellen. Beides ist darin begründet, dass durch die Ausbreitung im linkshändigen Material alle Effekte, die bei der Ausbreitung in der Umgebung auftreten, negiert werden. Diese Tatsache hat dazu geführt, dass Materialien mit den genannten Eigenschaften als optische Antimaterie bezeichnet werden [Pen04, Ram05]. Des Weiteren gibt es beim Durchlaufen der Platte sowohl für propagierende als auch für evaneszente Wellen in Summe keine Verluste durch Reflexionen. Damit kann die vorgestellte Linse als perfekt angesehen werden. Es gibt keine Verluste und auch kein theoretisches Limit für die maximal erreichbare Auflösung. In Abbildung 2.5.1 sind die Fokussierungen mit einer gewöhnlichen Sammellinse und mit der perfekten Linse einander gegenübergestellt.



**Abbildung 2.5.1** a) Die gewöhnliche Sammellinse kann lediglich die propagierenden Wellenanteile beeinflussen (links); das Nahfeld allerdings geht bei der Abbildung verloren (rechts)  
 b) Die Planparallele Platte aus einem linkshändigen Material kann sowohl das Fernfeld (links) in einen Punkt fokussieren, als auch das evaneszente Nahfeld verstärken und im Fokus rekonstruieren (rechts)

### 2.5.4 Einschränkungen in der Praxis

In der Praxis gibt es das große Problem, dass die geforderten Materialparameter zur Konstruktion der perfekten Linse niemals ganz genau erreicht werden können. Es wird immer kleine Abweichungen von den idealen Werten beim Realteil geben. Zusätzlich treten in realen Materialien immer auch Verluste auf, die mit einem von Null verschiedenen Imaginärteil einhergehen. Es stellt sich heraus, dass gerade die perfekte Linse äußerst empfindlich auf diese Abweichungen reagiert, was das Auflösungsvermögen in der Praxis erheblich einschränkt. In der Herleitung nach Gleichung (2.5.14) ist ein entscheidender Punkt, dass der erste Term im Nenner beim Grenzübergang verschwindet. Unter der Annahme, dass die Permeabilität um einen sehr kleinen Wert  $\delta\mu$  vom geforderten Wert  $\mu_r = -1$  abweicht, bleibt dieser Summand erhalten. Für eine Abschätzung der verbleibenden Auflösung der realen Linse wird davon ausgegangen, dass alle Wellenvektoren aufgelöst werden können, für die der zweite Term der Summe im Nenner von (2.5.14) größer als der erste ist [Ram05]. Für ein Objekt mit einer sehr feinen Struktur in x-Richtung gilt die Beziehung  $k_x \gg \omega/c$ , womit der Wellenvektor durch  $k_z \approx -jk_x$  angenähert werden kann. Die beiden Terme im Nenner werden für sehr kleine Abweichungen  $\delta\mu$  gleich, wenn

$$k_x d = -\ln \left| \frac{\delta\mu}{2} \right| \quad (2.5.15)$$

gilt. Die maximal mögliche Auflösung der Linse wird als Quotient aus der Wellenlänge und dem kleinsten Detail, das noch aufgelöst werden kann, zu

$$res = \frac{\lambda}{\Delta_{\min}} = \frac{-\ln |\delta\mu/2|}{2\pi} \frac{\lambda}{d} \quad (2.5.16)$$

definiert. Die Auflösung ist also sowohl von der Stärke der Abweichung des Parameters, als auch von der Dicke der Linse, abhängig. Für alle anderen möglichen Abweichungen der Materialparameter können die gleichen Abhängigkeiten festgestellt werden [Ram05, Mil05], obwohl die Effekte, welche die Auflösung begrenzen verschieden sind. Beim Auftreten eines Imaginärteiles wird die gesamte Welle innerhalb der Linse gedämpft. Liegt die Abweichung allerdings beim Realteil der Parameter, so werden nur bestimmte Anteile des Nahfeldes durch die Plasmonen resonant verstärkt, was eine Verzerrung der Abbildung und eine damit verbundene Einschränkung der Auflösung zur Folge hat [Mil05]. Aufgrund der relativ langsamen Änderung beim Logarithmus, ist das Verhältnis zwischen der Wellenlänge und der Dicke der Linse der dominierende Faktor. Um eine gewünschte Auflösung zu erreichen, muss

die Dicke der Linse in Abhängigkeit von den Materialtoleranzen entsprechend verkleinert werden. Es können also trotz der Abweichungen bei den Materialparametern immer noch Details des Objektes im Subwellenlängenbereich durch eine reale Linse abgebildet werden. Sie bietet also immer noch einen deutlichen Vorteil gegenüber herkömmlichen Linsen. Die Begrenzung der Dicke der Linse ist jedoch eine erhebliche Einschränkung, da dadurch der Abstand zwischen dem Objekt und der Linse und damit auch der Abstand zwischen Objekt und Bild nach Gleichung (2.4.3) im Bereich einiger Wellenlängen liegen muss. Damit ist der Vorteil gegenüber anderen Mikroskopiertechniken, wie der optischen Nahfeldmikroskopie, nicht mehr gegeben, da auch bei der Verwendung der Linse sehr nah am Objekt gemessen werden muss.

## 2.6 Historischer Überblick

In diesem Abschnitt sollen einige interessante Ergebnisse und Arbeiten vorgestellt werden, die sich mit außergewöhnlichen Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten bei der Wellenausbreitung, sowie mit dem Effekt der negativen Brechung beschäftigt haben. Einige dieser Arbeiten sind schon deutlich vor dem oft zitierten Startpunkt dieses Themas, dem Artikel von Veselago aus dem Jahr 1968 [Ves68], entstanden. Die früheren Arbeiten zu diesem Thema beschäftigen sich allerdings immer nur mit einzelnen der genannten Effekte und schließen nicht auf die Möglichkeit zur Wahl eines negativen Brechungsindex.

Die ersten Bemerkungen über eine Antiparallelität der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit in mechanischen Systemen wurden von H. Lamb 1904 und von H. Pocklington 1905 gemacht. In der gleichen Zeit erschien auch der erste Bericht über diesen Effekt bei optischen Wellen von A. Shuster im Jahr 1904. Dieser Artikel enthält sogar schon eine Bemerkung zur negativen Brechung als Folge der negativen Phasengeschwindigkeit. Im Gebiet der Vakuumelektronik waren Strukturen mit entgegengesetzter Phasen- und Gruppengeschwindigkeit ab den 50er Jahren als so genannte „backward wave tubes“ bekannt. Ebenfalls in dieser Zeit gab es auch schon ein weiteres Beispiel von einem System mit diesen Eigenschaften. G. Malyuzhinets zeigte 1951, dass spezielle Übertragungsleitungen für Radiowellen eine negative Phasengeschwindigkeit zulassen. Die Möglichkeit eines ungewöhnlichen Brechungswinkels beim Übergang von elektromagnetischer Strahlung zwischen zwei Medien wurde im Jahr 1944 von L. Mandelstam untersucht. Er hat damals schon festgestellt, dass keine grundlegenden physikalischen Gesetze gegen die Tatsache eines negativen Refraktionswinkels sprechen. Materialien mit negativer Permittivität und negativer Permeabilität wurden im Jahr 1957 von D. Sivukhin und etwas später im Jahr 1959 von

V.E. Pafomov untersucht. Beide Forscher konnten auf die in diesen Materialien auftretende negative Phasengeschwindigkeit schließen, machten allerdings keine Bemerkung zu einem negativen Brechungsindex. Die mögliche Existenz solcher Materialien wurde von den Forschern ebenfalls nicht weiter diskutiert, es wurde lediglich festgestellt, dass bis zu diesem Zeitpunkt keine derartigen Materialien bekannt seien. Über die prinzipielle Existenz von Materialien mit den speziellen Eigenschaften wurde nicht diskutiert. In Abbildung 2.6.1 sind alle Effekte, die in Verbindung mit einem negativen Brechungsindex auftreten, zusammengestellt. Die Forscher und die Jahreszahlen, in denen diese Beobachtungen als erstes gemacht wurden, sind ebenfalls angegeben. In diesem Diagramm ist klar zu erkennen, warum Veselago als eigentlicher Begründer der Forschung an Materialien mit einem negativen Brechungsindex gilt. Er war der erste, der alle diese ungewöhnlichen Effekte untereinander in Verbindung gebracht und durch das Konzept des negativen Brechungsindex in einer Theorie vereinigt hat [Ves06].

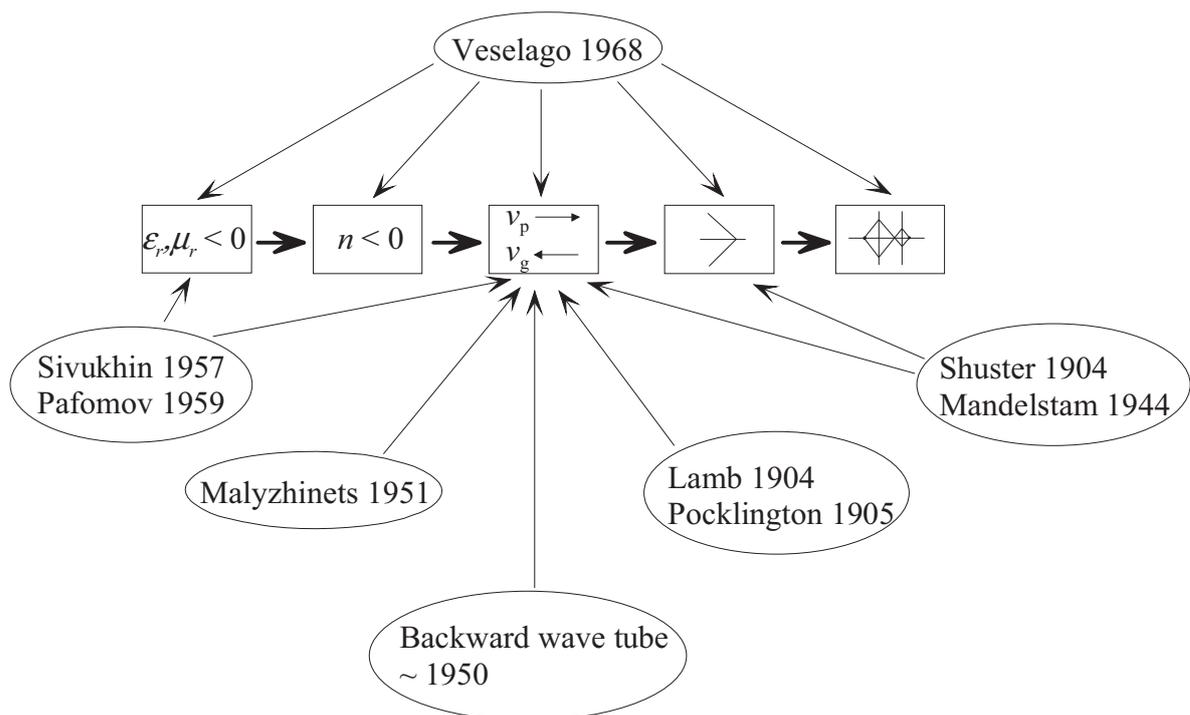


Abbildung 2.6.1: Übersicht über die verschiedenen Effekte, die mit dem Konzept eines negativen Brechungsindex einhergehen, sowie der Forscher und Jahreszahlen, in denen sie untersucht wurden [Ves06]



## 3 Metamaterialien

Aufgrund der fehlenden Existenz natürlicher Materialien, mit denen die verschiedenen interessanten Eigenschaften linkshändiger Materialien realisiert werden könnten, ist es notwendig künstliche Strukturen einzusetzen. Mit Hilfe dieser, von Menschenhand erschaffenen Materialien, können die verschiedensten dielektrischen und magnetischen Eigenschaften maßgeschneidert werden. Prinzipiell können die, im Bereich der Optik und Elektrodynamik eingesetzten, künstlichen Strukturen in zwei unterschiedliche Klassen unterteilt werden: Photonische Kristalle und Metamaterialien. Der Fokus dieser Arbeit liegt im Bereich der Metamaterialien. Im folgenden Abschnitt wird zunächst definiert, welche künstlichen Strukturen als Metamaterial zu bezeichnen sind. Danach werden die wichtigsten bekannten Strukturen und das zu Grunde liegende Funktionsprinzip vorgestellt. Das Kapitel wird durch eine ausführliche Diskussion über die Möglichkeiten zur experimentellen und numerischen Analyse von Metamaterialien abgeschlossen.

### 3.1 Grundkonzept und Definition eines Metamaterials

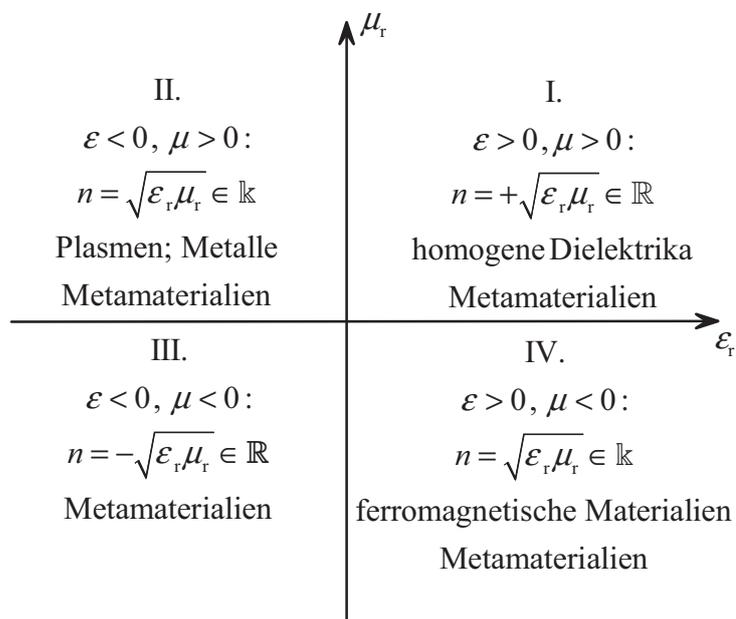
Die Beschreibung der dielektrischen und magnetischen Eigenschaften eines Materials über die bekannten Parameter  $\epsilon_r$  und  $\mu_r$  beinhaltet immer auch eine Mittelung über die verschiedenen Effekte, die im Material auftreten. Entscheidend dafür ist, dass eine elektromagnetische Welle Strukturen, die deutlich kleiner als die Wellenlänge sind, nicht unmittelbar „sieht“. Die Antwort eines Dielektrikums auf eine elektromagnetische Welle ist hauptsächlich durch die sich einstellende resultierende Polarisierung im Medium bestimmt. Die elementaren Bausteine des Materials haben nur einen indirekten Einfluss auf das Verhalten, da der Grad der Polarisierbarkeit bzw. die Beweglichkeit der Ladungsträger von diesen abhängt. Die Grundidee, die sich hinter dem Konzept der Metamaterialien versteckt, ist recht einfach. Es geht darum, ein Material mit Hilfe neuer künstlicher Bausteine herzustellen, wobei die Eigenschaften bezüglich der elektrischen und magnetischen Polarisierbarkeit durch diese „künstlichen Atome“ bestimmt werden. Solange die neuartigen Bausteine deutlich kleiner als die Wellenlänge der einfallenden Strahlung sind, treten keinerlei Beugungs- und Streuprozesse auf, da die Welle diese kleinen Strukturen nicht wahrnimmt. In diesem Fall kann das künstliche Medium als ein effektives Material angesehen werden, das durch die makroskopischen Materialparameter beschrieben werden kann. Da die Materialeigenschaften komplett durch die Geometrie und Form der verwendeten Einschlüsse bestimmt werden, können Materialien mit ganz bestimmten Eigenschaften auf ein bestehendes Problem hin

maßgeschneidert werden. Es zeigt sich dabei, dass die Bandbreite der erreichbaren Parameterwerte den von natürlichen Materialien abgedeckten Bereich noch übertrifft. Mit Hilfe von Metamaterialien können also auch die, zur Herstellung von Medien mit einem negativen Brechungsindex benötigten, Parameterwerte realisiert werden, womit die verschiedenen im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Effekte nachgewiesen und ausgenutzt werden können. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Möglichkeit der Skalierung von Metastrukturen. Wenn man in einem bestimmten Frequenzbereich eine optimale Struktur zur Lösung einer Aufgabe gefunden hat, so kann die Operationsfrequenz durch Skalieren der Größe der Elemente problemlos in einen anderen Bereich verschoben werden. Es existiert allerdings eine natürliche Grenze für diese Vorgehensweise. Die Strukturabmessungen dürfen nie so klein werden, dass die Materialien, aus denen das Material gefertigt wird, nicht mehr als homogen angesehen werden können. Bei Metallen wäre dies zum Beispiel der Fall, wenn die Schichten dünner als die Eindringtiefe der Strahlung bei der entsprechenden Betriebsfrequenz werden.

Bei der Definition, welche künstlichen Strukturen als Metamaterialien zu bezeichnen sind, gibt es verschiedene Meinungen. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Metamaterial definiert als ein künstlich hergestelltes Material, das durch effektive Parameter beschrieben werden kann, die in natürlichen Materialien nicht zu erreichen sind. Dabei fallen auch Strukturen, in denen die in der Natur vorkommenden Effekte sehr viel stärker auftreten, wie z.B. in [Rog06], in den Bereich der Metamaterialien. Auch eine magnetische Antwort bei sehr hohen Frequenzen sowie die Kontrolle der räumlichen Dispersion, wie sie bei der, in der Einleitung schon erwähnten, Tarnkappe [Leo06, Pen06, Srg06] benötigt wird, fallen in diese Kategorie. Der wichtigste Punkt der Definition besteht jedoch in der Forderung nach der Möglichkeit der Beschreibung über effektive Materialparameter. Durch diese Forderung, mit der eine maximale Strukturgröße zwischen  $\lambda/2$  und  $\lambda/4$  verknüpft ist, lassen sich Metamaterialien sehr eindeutig von den photonischen Kristallen abgrenzen, in denen zum Teil ähnliche Effekte erzielt werden können. Bei diesen Strukturen kommen diese Effekte jedoch hauptsächlich durch Beugungs- und Streuprozesse zustande, die bei Metamaterialien zu vermeiden sind.

In Abbildung 3.1.1 ist die  $\epsilon_r$ - $\mu_r$ -Ebene dargestellt. Mit in der Natur vorkommenden Materialien können dabei lediglich die ersten beiden, sowie der vierte Quadrant abgedeckt werden. Eine echte Wellenausbreitung ist jeweils nur im ersten und dritten Quadranten möglich, da beim Auftreten eines einzelnen negativen Parameters die Welle exponentiell gedämpft wird. Mit der oben beschriebenen Definition von Metamaterialien ist ersichtlich,

dass durch diese prinzipiell alle möglichen Wertepaare von  $\varepsilon_r$  und  $\mu_r$  erreichbar sind. Damit kann durch den Einsatz von Metamaterialien die gesamte Ebene erschlossen werden.



**Abbildung 3.1.1** Einordnung der verschiedenen Materialien in der  $\varepsilon_r$ - $\mu_r$ -Ebene; im ersten und dritten Quadranten kann eine Wellenausbreitung stattfinden, wohingegen es bei den Materialien im zweiten und vierten Quadranten, wenn nur einer der Parameter negativ ist, zu einer exponentiellen Dämpfung der einfallenden Welle kommt

## 3.2 Dielektrische Metamaterialien

Im folgenden Abschnitt geht es um verschiedene Strukturen, die zu einer negativen effektiven Permittivität führen. Den Startpunkt der Ausführungen bildet dabei die Besprechung der Eigenschaften von Plasmen, die sehr wohl in der Natur vorkommen. Aufbauend auf den Erkenntnissen dieses Abschnitts werden dann echte Metastrukturen, die zu einem negativem  $\varepsilon_r$  führen, vorgestellt.

### 3.2.1 Metalle als Materialien mit negativer Permittivität

Ein Plasma ist definiert als eine Struktur, die nach außen hin elektrisch neutral ist, in der jedoch mindestens ein Ladungsträgertyp frei beweglich ist. In diese Kategorie fallen neben der Ionosphäre, an der aufgrund dieser Eigenschaft Funkstrahlung reflektiert wird, auch alle Metalle. Dort umgibt das frei bewegliche Elektronengas die festen positiven Atomkerne. Bei der Herleitung der optischen Eigenschaften eines Plasmas bildet die Bewegungsgleichung für ein einzelnes Elektron im angelegten elektrischen Feld mit der Kreisfrequenz  $\omega_0$

$$m\ddot{\underline{r}} + m\gamma\dot{\underline{r}} = -e\vec{E} \exp(j\omega_0 t) \quad (3.2.1)$$

die Grundlage, wobei  $m$  der Elektronenmasse entspricht. Der Faktor  $\gamma$  im Produkt  $m\gamma$  wird zur Beschreibung aller im System auftretenden Dämpfungen verwendet [Ram05]. Die Hauptursache dieser Dämpfung liegt in der nicht perfekten Leitfähigkeit der Metalle. Für die folgende Lösung der Differentialgleichung wird angenommen, dass die Wellenlänge sehr viel größer als die von den Ladungsträgern zurückgelegte Entfernung ist. Diese Näherung hat zwei Konsequenzen für die Berechnung. Das auf ein Elektron wirkende elektrische Feld kann als räumlich konstant angenommen werden und die von den Elektronen erreichten Geschwindigkeiten sind so gering, dass das durch die Bewegung verursachte magnetische Feld vernachlässigt werden kann. Für den Ortsvektor kann nach Gleichung (3.2.1) eine harmonische Zeitabhängigkeit festgelegt werden, womit sich als Lösung der Differentialgleichung

$$\vec{r} = \frac{e\vec{E}}{\omega m(\omega - j\gamma)} \quad (3.2.2)$$

ergibt. Zur gesamten Polarisation des Materials tragen alle Ladungsträger bei, was zu

$$\vec{P} = -ne\vec{r} = -\frac{(ne^2/m)}{\omega(\omega - j\gamma)}\vec{E} = (\underline{\epsilon}_r - 1)\epsilon_0\vec{E} \quad (3.2.3)$$

führt [Ram05]. Aus dem Zusammenhang nach Gleichung (3.2.3) lässt sich die frequenzabhängige relative Dielektrizitätszahl mit der Plasmafrequenz

$$\omega_p = \frac{ne^2}{m\epsilon_0} \quad (3.2.4)$$

zu

$$\underline{\epsilon}_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p}{\omega(\omega - j\gamma)} \quad (3.2.5)$$

berechnen. Wie aus der so genannten Drude Formel (3.2.5) zu erkennen ist, wird der Realteil von  $\underline{\epsilon}_r$  unterhalb einer bestimmten Frequenz negativ. Werden die Verluste vernachlässigt, liegt der Nulldurchgang genau bei der zugehörigen materialabhängigen Plasmafrequenz. Bei Metallen liegt diese Frequenz im Allgemeinen im ultravioletten Bereich, was der Grund dafür ist, dass Metalle im sichtbaren und bei tieferen Frequenzen opak sind. Im Bereich um die Plasmafrequenz sind auch die Verluste sehr gering. Als mögliche Bausteine zur Konstruktion linkshändiger Materialien kommen Metalle aus verschiedenen Gründen dennoch nicht in Frage. Das Metall kann schlecht mit einer weiteren Struktur, die für ein negatives  $\mu_r$  sorgt,

kombiniert werden, da diese Strukturen meist ebenfalls aus leitendem Material hergestellt werden. Des Weiteren werden für Frequenzen, die deutlich kleiner als die Plasmafrequenz sind, die Verluste immer dominanter, was dazu führt, dass der Imaginärteil der Permittivität sehr groß wird. Diese Eigenschaft, sowie der betragsmäßig sehr große Wert für den Realteil, ist für alle Anwendungen unerwünscht. Für die Herstellung negativ brechender Medien werden demnach andere Ansätze benötigt, bei denen dieser Nachteil nicht existiert.

### 3.2.2 Die „Thin-Wire“ Struktur

Der Grundgedanke, der hinter der Verwendung der von Pendry [Pen96, Pen98] eingeführten „Thin-Wire“ Struktur steht, ist so einfach wie genial. In der Formel für die Plasmafrequenz (3.2.4) ist die Ladungsträgerkonzentration  $n$  einer der bestimmenden Faktoren. Wenn es also gelingt diese zu verringern, könnte damit gleichzeitig auch die Plasmafrequenz abgesenkt werden. Die Idee ist also folgende: Anstatt ein massives Metall zu benutzen, wird ein Gitternetz aus dünnen Drähten aufgespannt. Diese Dotierung des Vakuums mit Metall führt in der Summe zu einer erheblich reduzierten Elektronendichte im betreffenden Material. Grundvoraussetzung für diese Betrachtungsweise ist wiederum, dass die realisierte Gitterkonstante klein gegenüber der Wellenlänge ist, mit der gearbeitet werden soll. Bei der Herleitung der effektiven Plasmafrequenz dieser Struktur wird zunächst von einem eindimensionalen Aufbau des Materials ausgegangen. Die Drähte mit dem Radius  $r$  seien parallel zur  $z$ -Achse orientiert und in einem gleichmäßigen Abstand mit der Gitterkonstante  $a$  angeordnet, wie in Abbildung 3.2.1 gezeigt ist.

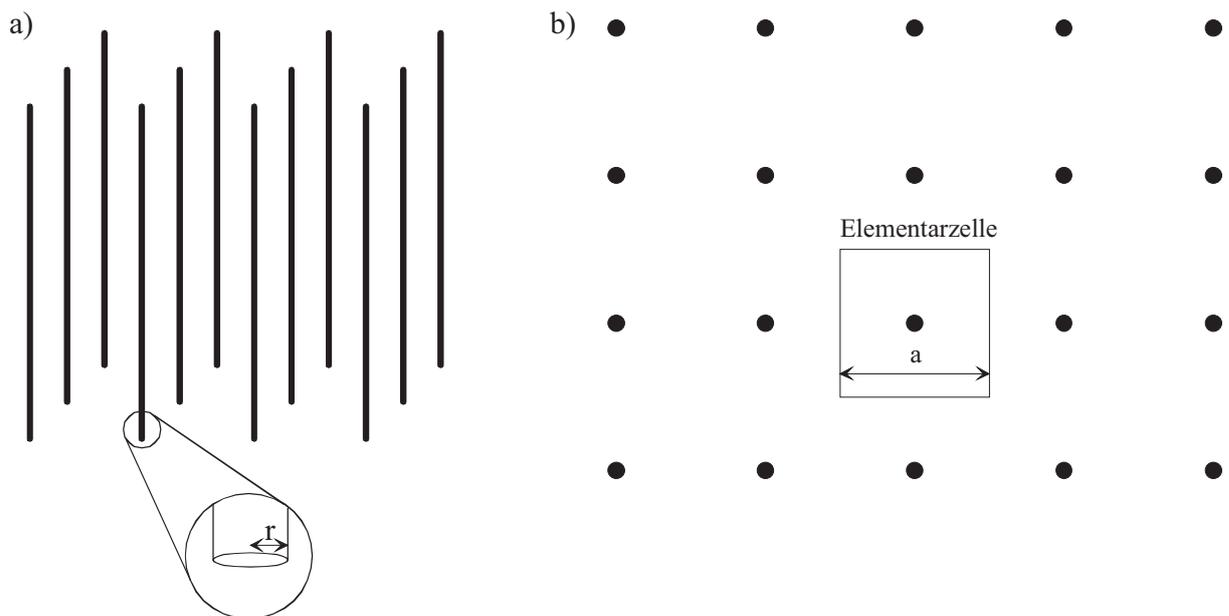


Abbildung 3.2.1 a) Schematischer Aufbau der eindimensionalen „Thin-Wire“ Struktur  
b) Schnitt senkrecht zu den Drähten zur Verdeutlichung der in den Herleitungen verwendeten Elementarzelle

Die zur Berechnung der Plasmafrequenz benötigte effektive Ladungsträgerdichte bestimmt sich über das Verhältnis zwischen der Fläche, die vom Metalldraht eingenommen wird, zur Fläche einer Elementarzelle:

$$n_{\text{eff}} = \frac{\pi r^2}{a^2} n. \quad (3.2.6)$$

Neben der kleineren Ladungsträgerkonzentration in der Struktur ist noch ein weiterer Effekt zu beachten. Die Drahtstruktur aus Abbildung 3.2.1 besitzt eine nicht zu vernachlässigende Induktivität, die einer Veränderung des Stromflusses entgegenwirkt. Die Einschränkung der Beweglichkeit der Elektronen kann durch eine gesteigerte effektive Elektronenmasse modelliert werden, womit das einfache Modell eines Plasmas weiterhin beibehalten werden kann. Die Elektronendichte ist also nicht nur verkleinert, sondern die träge Masse der Elektronen auch erhöht, was nach (3.2.4) zu einer weiteren Verschiebung der Plasmafrequenz zu kleineren Werten führt. Zur Berechnung der effektiven Masse müssen einige Näherungen getroffen werden. Aufgrund der Symmetrie der Anordnung muss das tangential Magnetfeld auf den Grenzen zwischen den einzelnen Elementarzellen verschwinden. Um die Berechnung des Feldes und die anschließende Berechnung des Vektorpotentials, das zur Bestimmung der effektiven Masse gebraucht wird, zu vereinfachen, wird die Elementarzelle durch einen Kreis angenähert. Der Radius dieses Kreises

$$R_K = \frac{a}{\sqrt{\pi}} \quad (3.2.7)$$

ist dabei so gewählt, dass der Flächeninhalt der Zelle gleich bleibt. Das magnetische Feld ist in diesem Fall innerhalb der Elementarzelle bei Verwendung von Zylinderkoordinaten nur vom Radius  $\delta$  abhängig und hat nur eine Komponente in  $\phi$ -Richtung, was direkt aus der Symmetrie der Anordnung folgt. Die Wellenlänge der einfallenden Strahlung ist sehr viel größer als die Abmessungen der Elementarzelle, deshalb kann die dielektrische Verschiebung in der Ebene als gleichmäßig verteilt angenommen werden. Zur Bestimmung von  $\vec{H}$  muss die erste Maxwell Gleichung (2.1.1) gelöst werden. Der gesamte Stromfluss ist auf die sehr dünnen Drähte konzentriert, womit sich die Stromdichte

$$\vec{g} = \frac{I}{2\pi\rho} \delta(\rho) \vec{e}_z \quad (3.2.8)$$

ergibt [Mil05]. Mit allen getroffenen Randbedingungen vereinfacht sich die zu lösende Maxwell Gleichung zu [Mil05]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho H_\phi) = \frac{I}{2\pi\rho} \delta(\rho) + K. \quad (3.2.9)$$

Die Gleichung kann nur dazu benutzt werden, das Feld innerhalb einer Elementarzelle zu berechnen. Der auftretende konstante Summand  $K$  muss dabei so gewählt werden, dass die getroffenen Randbedingungen nach einem auf dem Rand der Zelle verschwindendem Feld erfüllt werden. Die Einflüsse der Ströme in den anderen Drähten der Struktur sowie der dielektrischen Verschiebung werden durch diesen Summand ausgedrückt. Die Lösung von Gleichung (3.2.9) ergibt

$$H_\phi(\rho) = \frac{I}{2\pi\rho} \left( 1 - \frac{\rho^2}{R_K^2} \right). \quad (3.2.10)$$

Bei der einfachen Feldverteilung aus (3.2.10) hat das Vektorpotential lediglich eine Komponente in z-Richtung, die über die folgende Gleichung mit  $H_\phi(\rho)$  verknüpft ist [Mil05]:

$$\frac{\partial}{\partial \rho} A_z = -\mu_0 H_\phi(\rho). \quad (3.2.11)$$

Auch hier gilt die Voraussetzung, dass  $A_z$  außerhalb des Kreises verschwinden muss, womit bei entsprechender Wahl der Integrationskonstanten

$$A_z(\rho) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[ \ln\left(\frac{R_K}{\rho}\right) + \frac{\rho^2 - R_K^2}{2R_K^2} \right] \quad (3.2.12)$$

als Ergebnis entsteht. Im Folgenden wird von einem sehr guten Leiter ausgegangen, was zur Folge hat, dass aufgrund des Skin-Effektes der gesamte Stromfluss auf der Oberfläche des Drahtes verläuft. An dieser Stelle muss auch das Vektorpotential ausgewertet werden. Da die Drähte sehr dünn sind, ist der Logarithmus in (3.2.12) der dominante Term. Das Vektorpotential auf der Oberfläche der Drähte kann durch

$$A_z(r) \approx \frac{\mu_0 I}{2\pi} \ln\left(\frac{R_K}{r}\right) \approx \frac{\mu_0 I}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{r}\right) \quad (3.2.13)$$

angenähert werden, wobei im letzten Schritt die in  $R_K$  enthaltene Wurzel aus Pi vernachlässigt wurde. Durch das in z-Richtung orientierte magnetische Vektorpotential entsteht ein zusätzlicher Beitrag zum elektrischen Feld und damit verbunden eine Kraft auf die Ladungsträger, was mit einer Erhöhung des kinetischen Moments der Elektronen einhergeht [Mil05]:

$$m_{\text{eff}}v = -eA_z(r). \quad (3.2.14)$$

Aus diesem Zuwachs kann die effektive Elektronenmasse zu

$$m_{\text{eff}} = -\frac{eA_z(r)}{v} \quad (3.2.15)$$

bestimmt werden. Bei dieser Herleitung ist der rein mechanische Impuls aufgrund der eigentlichen Masse eines Elektrons vernachlässigt worden. Zur Bestimmung der effektiven Elektronenmasse muss das berechnete Vektorpotential nach (3.2.13) in Gleichung (3.2.15) eingesetzt werden, wobei der Strom durch das Produkt aus Elektronendichte und Elektronengeschwindigkeit ausgedrückt wird. Insgesamt ergibt sich:

$$m_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \mu_0 n e^2 r^2 \ln\left(\frac{a}{r}\right). \quad (3.2.16)$$

Für die in [Pen96] eingeführte Beispielstruktur bestehend aus Aluminiumdrähten mit einem Radius von  $r = 1 \mu\text{m}$  und einer Gitterkonstante  $a = 5 \text{ mm}$  ergibt sich ein um vier Zehnerpotenzen gegenüber der eigentlichen Elektronenmasse erhöhter Wert. Insgesamt ergibt sich durch die Erniedrigung der Elektronendichte und die Erhöhung der Elektronenmasse eine von der Geometrie abhängige Plasmafrequenz

$$\omega_p^2 = \frac{n_{\text{eff}} e^2}{\epsilon_0 m_{\text{eff}}} = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln(a/r)}, \quad (3.2.17)$$

die in der genannten Beispielstruktur bei 8,2 GHz liegt.

Die Struktur nach Abbildung 3.2.1 weist diesen Effekt jedoch nur für eine einzige Polarisation der einfallenden Strahlung auf. Wenn das elektrische Feld nicht parallel zu den Drähten orientiert ist, werden diese aufgrund der geringen Abmessungen fast keinen Einfluss auf die Ausbreitung der Welle haben. Zur Vermeidung dieser starken Inhomogenität können die Drähte einfach in einem dreidimensionalen Gitter im Raum angeordnet werden. Die Berechnungen in [Pen96] und [Pen98] zeigen dabei, dass sich das grundlegende Verhalten der Struktur bei einer Variation der Anordnung der Drähte nur unwesentlich verändert. Durch die „Thin-Wire“ Struktur lässt sich also ein homogenes Plasma mit einer stark reduzierten Plasmafrequenz realisieren.

Ein bemerkenswerter Aspekt bei der Berechnung der effektiven Plasmafrequenz nach Gleichung (3.2.17) ist, dass sich in der endgültigen Formel nur noch die geometrischen Parameter der Struktur wieder finden. Die gesamten elementaren Einflüsse, wie die Driftgeschwindigkeit der Elektronen oder die Konzentration der Elektronen im leitenden

Medium, haben sich aus der Formel herausgekürzt. Diese Beobachtung legt nahe, dass es noch eine weitere Möglichkeit zur Berechnung der effektiven Permittivität geben muss, bei der lediglich noch die von der Geometrie abhängigen elektrischen Größen wie die Kapazität und Induktivität der Struktur eine Rolle spielen. Im Fall der kontinuierlichen Drähte spielt die Kapazität eine untergeordnete Rolle. Zur Berechnung der Induktivität wird mit Hilfe des Magnetfeldes aus (3.2.10) der magnetische Fluss pro Längeneinheit durch die Fläche zwischen dem Draht und der Grenze der Elementarzelle berechnet

$$\phi = \mu_0 \int_r^{R_K} H_\phi(\rho) d\rho = \frac{I\mu_0}{2\pi} \left[ \ln\left(\frac{R_K}{r}\right) + \frac{r^2 - R_K^2}{2R_K^2} \right], \quad (3.2.18)$$

woraus sich für  $r \ll a$  eine Induktivität von

$$L \approx \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{r}\right) \quad (3.2.19)$$

ergibt. In diesem Ausdruck sind aufgrund der Berechnung des Feldes mit den besonderen Randbedingungen alle induktiven Anteile der Struktur berücksichtigt. Die Spannung in einem Draht, ausgedrückt durch das entstehende elektrische Feld in z-Richtung, berechnet sich zu:

$$E_z = j\omega LI = -j\omega\pi r^2 n_{\text{eff}} L. \quad (3.2.20)$$

Um zu einer Formel für die Permittivität zu kommen, muss der Ausdruck für die Polarisation pro Elementarzelle (3.2.3) so angepasst werden, dass eine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der Elektronen entsteht. Danach lässt sich die Polarisation mit Hilfe des Feldes (3.2.20) auszudrücken:

$$P = -n_{\text{eff}} e r = -\frac{n_{\text{eff}} e v}{j\omega} = -\frac{E_z}{\omega^2 a^2 L}. \quad (3.2.21)$$

Nach Einsetzen des Ausdrucks für die Induktivität in (3.2.21) kann  $\varepsilon(\omega)$  analog zur Vorgehensweise bei der Herleitung bei einem Metall berechnet werden. Das Ergebnis ist identisch mit dem, das durch die rein physikalische Betrachtung gewonnen wurde. Die Permittivität weist einen Dispersionsverlauf entsprechend dem Drude Modell auf, wobei sich die Plasmafrequenz nach (3.2.17) berechnet. Die rein elektrische Herleitung des Verhaltens der Drahtstruktur bietet einige Vorteile. Die ohmschen Verluste lassen sich in diesem Modell sehr komfortabel integrieren, da lediglich ein weiterer Term bei der Berechnung des elektrischen Feldes beachtet werden muss. Für ein reales Metall mit der Leitfähigkeit  $\kappa$  nimmt die Formel für die Permittivität folgende Form an [Ram05]:

$$\varepsilon_{\text{eff}}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \left( \omega - j \frac{\varepsilon_0 a^2 \omega_p^2}{\pi r^2 \kappa} \right)}. \quad (3.2.22)$$

Für das prinzipielle Verhalten der Drahtstruktur spielt die Form der Querschnittsfläche der Leiter eine untergeordnete Rolle. Die in der technischen Herleitung auftretenden elektrischen Größen werden sich zwar leicht verändern, aber so lange der Querschnitt der Drähte klein ist, stellt sich das beschriebene Verhalten ein. Das ermöglicht eine Realisierung mit Hilfe gewöhnlicher Platingtechnik, bei der natürlich keine Runden Drähte gefertigt werden können. Eine Einbeziehung der Verluste in die Herleitung des effektiven Verhaltens der Struktur ist notwendig, da erst dadurch eine Aussage über die praktische Bedeutung dieser niederfrequenten Plasmen getroffen werden kann. Die Verluste müssen möglichst klein gehalten werden. Es zeigt sich, dass die Dämpfung bei der Verwendung guter Leiter bei der Herstellung klein genug ist, um die Vorteile der negativen effektiven Permittivität auszunutzen zu können [Ram05]. Die geringen Verluste sind auch für die Konstruktion negativ brechender Materialien eine wichtige Voraussetzung.

### 3.2.3 Die „Cut-Wire“ Struktur

Bei dieser Struktur handelt es sich um eine homogene Anordnung gerader Stücke aus einem leitfähigen Material. Diese Geometrie ist in Verbindung mit linkshändigen Materialien in [Mar01] und [Mar03] erstmals erwähnt worden und zuvor schon in [Lag96] theoretisch analysiert worden. Der Name der Struktur hat seinen Ursprung in der Tatsache, dass aus der im vorangegangenen Abschnitt besprochenen Drahtstruktur durch das regelmäßige zerschneiden der Drähte die „Cut-Wire“ Struktur mit einem Aufbau entsprechend Abbildung 3.2.2 entsteht.



Abbildung 3.2.2: Geometrischer Aufbau der „Cut-Wire“ Struktur

Zur Beschreibung der elektromagnetischen Eigenschaften dieser Struktur empfiehlt es sich wiederum, die Berechnung mit Hilfe der von der Geometrie abhängigen elektrischen Größen durchzuführen. Im Modell aus Gleichung (3.2.20) ist es in diesem Fall erforderlich, einen weiteren Term, der die kapazitive Spannung enthält, zu beachten. Werden weiterhin die ohmschen Verluste im Draht mit einbezogen ergibt sich

$$\underline{E}_z = \left( j\omega L + \frac{1}{j\omega C} + R \right) I \quad (3.2.23)$$

für die Berechnung des Feldes in z-Richtung, in Abhängigkeit der auf eine Längeneinheit normierten Größen. Wird der Strom analog zur Vorgehensweise aus dem letzten Abschnitt durch die Elektronengeschwindigkeit und -konzentration dargestellt, ergibt sich eine resultierende Polarisation des Materials von

$$\underline{P} = - \frac{\underline{E}_z}{\pi r^2 \left( j\omega L + \frac{1}{j\omega C} + R \right)}, \quad (3.2.24)$$

was zu einer Permittivität

$$\underline{\epsilon}_{\text{eff}}(\omega) = 1 + \frac{1}{\epsilon_0 L \left( \frac{1}{LC} - \omega^2 + j\omega R \right)} \quad (3.2.25)$$

führt. Der gewonnene Ausdruck entspricht in seiner prinzipiellen Form der frequenzabhängigen Permittivität bei einem normalen Dielektrikum, in dem Resonanzen auftreten [Ina00]. Im Fall der „Cut Wires“ kann die Resonanzfrequenz mit Hilfe der Induktivität und der Kapazität der Struktur berechnet werden. Aus Gleichung (3.2.25) ist zu erkennen, dass  $\underline{\epsilon}_{\text{eff}}(\omega)$  für Frequenzen, die oberhalb der Resonanz liegen, negativ werden kann. Voraussetzung dafür sind moderate Verluste, also ein kleiner Widerstand der Drähte. Die sehr gute Leitfähigkeit der meisten Metalle wie Kupfer oder Silber ist in diesem Fall, wie schon bei den kontinuierlichen Drähten, ausreichend.

In der bereits erwähnten erstmaligen Betrachtung [Lag96] wird von einer statistischen Verteilung der einzelnen Drahtstücke ausgegangen. Das Ergebnis eines möglichen negativen  $\epsilon_{\text{re}}$  bei einer stark ausgerichteten Anordnung der Drähte ist auch schon in diesem Bericht aufgezeigt worden. Die Drähte müssen also nicht in einem regelmäßigen Gitter angeordnet sein, um zum gewünschten Effekt zu kommen. Es besteht die Möglichkeit, vor allem bei sehr dünnen Drähten, diese als resonante Dipole aufzufassen, die vom Feld angeregt werden.

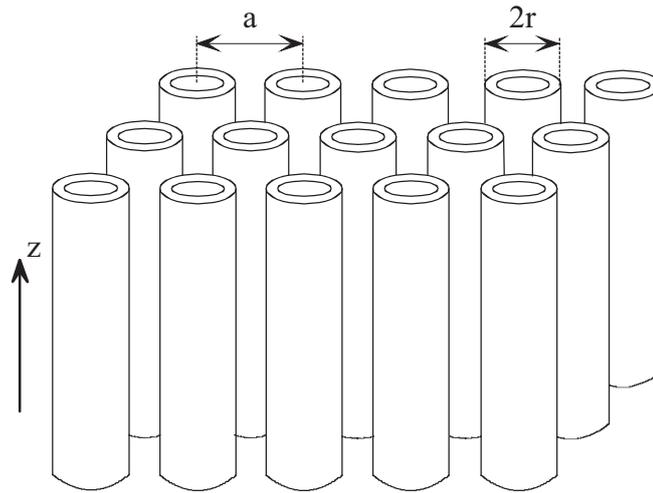
Damit können dem Medium trotz der relativ großen Länge der Stücke ( $\approx \lambda/2$ ) immer noch effektive Parameter zugewiesen werden. Die einzigen Wirkungen, die sich durch die eingebrachten Strukturen auf das elektrische Feld einstellen, sind die entstehenden Dipolfelder, die bei einer lateral sehr kleinen Elementarzelle in Summe wie eine homogene Polarisation des Materials auf das Feld wirken. Es zeigt sich sogar, dass diese Strukturen bei optischen Frequenzen angeregt werden können [Müh05], was sie zu einem möglichen Kandidaten für die Realisierung negativ brechender Materialien im optischen Bereich macht. Bei optischen Frequenzen scheidet die „Thin-Wire“ Struktur aus, da zur Erreichung einer derart hohen Plasmafrequenz die Forderung nach einer Strukturgröße, die deutlich geringer als die Wellenlänge sein muss, nicht mehr erfüllt werden kann.

### 3.3 Magnetische Metamaterialien

Im Gegensatz zu den dielektrischen Eigenschaften, die bis hin zu sehr hohen Frequenzen auftreten, besitzen fast alle natürlichen Materialien bei diesen Frequenzen keine magnetische Antwort mehr, weshalb in vielen Optik Lehrbüchern immer mit der Freiraumpermeabilität gerechnet wird. Der Grund hierfür ist, dass die für eine magnetische Aktivität erforderlichen orbitalen Elektronenströme oder ungepaarten Elektronenspins nur bei relativ niedrigen Frequenzen auftreten [Ram05]. Unter die Kategorie der magnetischen Metamaterialien fallen nach der Definition aus Abschnitt 3.1 alle Materialien, die eine magnetische Polarisierbarkeit bei Frequenzen im GHz-Bereich sowie darüber aufweisen. Um die für negative Brechung benötigte negative Permeabilität zu erreichen, spielen Resonanzen in den Metastrukturen eine zentrale Rolle.

#### 3.3.1 Metallische Zylinder

Wie schon im Fall der Drahtstruktur, stammen auch die ersten Ansätze für magnetische Metamaterialien von Pendry [Pen99]. Das Metamaterial besteht aus einer homogen verteilten Anordnung unendlich langer, schlanker, aus leitfähigem Material gefertigter, Zylinder, deren Achse mit der  $z$ -Achse zusammenfallen soll, wie in Abbildung 3.3.1 gezeigt ist. Es soll die Antwort dieses Systems auf eine harmonische ebene Welle, bei der das magnetische Feld in  $z$ -Richtung orientiert ist, berechnet werden. Dazu wird vergleichbar mit dem Vorgehen bei den Drähten die  $x$ - $y$  Ebene in Elementarzellen mit der Gitterkonstante  $a$  eingeteilt. In der Mitte einer Elementarzelle liegt der Metallzylinder mit dem Radius  $r$ . Das äußere Magnetfeld induziert in den Zylindern einen Kreisstrombelag  $\underline{K}$ .



**Abbildung 3.3.1** Schematischer Aufbau der Zylinderstruktur; es zeigt sich, dass das entstehende effektive Material für in z-Richtung orientierte Magnetfelder eine Permeabilität ungleich Eins aufweist

Die unendlich langen Zylinder wirken wie eine lange, schlanke Zylinderspule, deren Magnetfeld pro Längeneinheit im Inneren gegeben ist durch:

$$\underline{H}_z = \underline{K} . \quad (3.3.1)$$

Da magnetische Feldlinien immer geschlossen sein müssen, stellt sich in der Elementarzelle auch noch ein stromabhängiges Feld ein, dass dem innerhalb der Spule entgegengesetzt ist. An dieser Stelle muss wieder die Symmetrie der Anordnung ausgenutzt werden. Aufgrund der homogenen Verteilung der Zylinder in der x-y Ebene, wird sich auch das rücklaufende Feld gleichmäßig in der Ebene verteilen. Die Folge ist, dass innerhalb einer Zelle genau so viele Feldlinien homogen verteilt nach unten verlaufen müssen, wie innerhalb des Zylinders nach oben führen. Demnach ergibt sich das gesamte Magnetfeld innerhalb eines Zylinders zu [Pen99]:

$$\underline{H}_z = H_0 + \underline{K} - \frac{\pi r^2}{a^2} \underline{K} . \quad (3.3.2)$$

Der noch unbekannte Strombelag kann mit Hilfe der elektromotorischen Kraft, die bei einem Umlauf um den Zylinder verschwinden muss, berechnet werden. Für die elektromotorische Kraft (emf) pro Längeneinheit ergibt sich

$$\begin{aligned} \text{emf} &= -\pi r^2 \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left[ H_0 + \underline{K} - \frac{\pi r^2}{a^2} \underline{K} \right] - 2\pi r \sigma \underline{K} \\ &= -j\omega \pi r^2 \mu_0 \left[ H_0 + \underline{K} - \frac{\pi r^2}{a^2} \underline{K} \right] - 2\pi r \sigma \underline{K} , \end{aligned} \quad (3.3.3)$$

wobei der Parameter  $\sigma$  dem Widerstand der Zylinderoberfläche pro Flächeneinheit entspricht. Der Strombelag  $K$  auf der Zylinderoberfläche ergibt sich demnach zu

$$\underline{K} = \frac{-H_0}{\left(1 - \frac{\pi r^2}{a^2}\right) - j \frac{2\sigma}{\omega r \mu_0}}, \quad (3.3.4)$$

womit auch das Magnetfeld eindeutig in Abhängigkeit vom äußeren Feld  $H_0$  bestimmt werden kann.

Die Permeabilität stellt innerhalb eines kleinen Volumens den Zusammenhang zwischen den mittleren Werten des magnetischen Feldes und der magnetischen Induktion her. Da die betrachteten Elementarzellen sehr klein gegenüber der Wellenlänge der einfallenden Strahlung sind, können die internen Strukturen von der Strahlung nicht wahrgenommen werden. Die effektive Permeabilität des Zylindermaterials kann demnach durch das Verhältnis der gemittelten Felder berechnet werden. Ein wichtiger Aspekt beim Mittelungsprozess ist die Art und Weise, in der die effektiven Feldgrößen bestimmt werden. Eine geeignete Vorschrift findet sich implizit in den ersten beiden Maxwell Gleichungen, die in integraler Schreibweise lauten:

$$\oint_{\partial V} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_V \vec{j} \cdot d\vec{V} + \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad (3.3.5)$$

$$\oint_{\partial V} \vec{D} \cdot d\vec{A} = \int_V \rho \cdot dV. \quad (3.3.6)$$

Aus diesen Gleichungen ist zu erkennen, dass das elektrische und das magnetische Feld immer nur entlang einer bestimmten Linie ausgewertet werden, wohingegen die magnetische Induktion und die dielektrische Verschiebung auf Flächen auszuwerten sind. Wird der Ursprung eines kartesischen Koordinatensystems in den Eckpunkt der Elementarzelle gelegt, können die effektiven Feldamplituden für  $\vec{H}$  durch

$$\begin{aligned} \underline{H}_{m,x} &= a^{-1} \int_{\vec{r}=(0,0,0)}^{\vec{r}=(a,0,0)} \vec{H} d\vec{r} \\ \underline{H}_{m,y} &= a^{-1} \int_{\vec{r}=(0,0,0)}^{\vec{r}=(0,a,0)} \vec{H} d\vec{r} \\ \underline{H}_{m,z} &= a^{-1} \int_{\vec{r}=(0,0,0)}^{\vec{r}=(0,0,a)} \vec{H} d\vec{r} \end{aligned} \quad (3.3.7)$$

und für  $\vec{B}$  durch

$$\begin{aligned} \underline{B}_{m,x} &= a^{-2} \int_{A_x} \vec{B} d\vec{A} \\ \underline{B}_{m,y} &= a^{-2} \int_{A_y} \vec{B} d\vec{A} \\ \underline{B}_{m,z} &= a^{-2} \int_{A_z} \vec{B} d\vec{A} \end{aligned} \quad (3.3.8)$$

berechnet werden [Pen99]. Die effektiven Parameter des Materials ergeben sich dann durch Bilden des Verhältnisses der entsprechenden effektiven Feldgrößen, wobei für jede Orientierung der Felder der jeweilige Parameter zu bestimmen ist. Diese Art der Homogenisierung wurde ursprünglich zur Diskretisierung der Maxwell Gleichungen auf einem Gitter eingeführt, kann jedoch bis auf eine Einschränkung auch zur Bestimmung der effektiven Parameter verwendet werden. Die Grenzen der Elementarzelle dürfen sich nicht mit einer der enthaltenen Strukturen überschneiden, da ansonsten die Stetigkeit der tangentialen Feldkomponenten nicht gewährleistet ist [Ram05].

Die Zylinderstruktur nach Abbildung 3.3.1 ist nicht isotrop, da nur für ein Magnetfeld in Richtung der Zylinderachsen eine magnetische Polarisierbarkeit des Materials möglich ist. Für die Berechnung des einzig relevanten Parameters  $\mu_{\text{eff},z}$  müssen also lediglich die jeweils letzten Gleichungen in (3.3.7) und (3.3.8) ausgewertet werden. Nach Einsetzen des Strombelags nach Gleichung (3.3.4) ergeben sich die folgenden mittleren Feldgrößen:

$$\underline{B}_{m,z} = \mu_0 H_0, \quad (3.3.9)$$

$$\underline{H}_{m,z} = H_0 \frac{1 - j \frac{2\sigma}{\omega r \mu_0}}{\left[ 1 - \frac{\pi r^2}{a^2} \right] - j \frac{2\sigma}{\omega r \mu_0}}. \quad (3.3.10)$$

Aus diesen Werten folgt für die effektive Permeabilität:

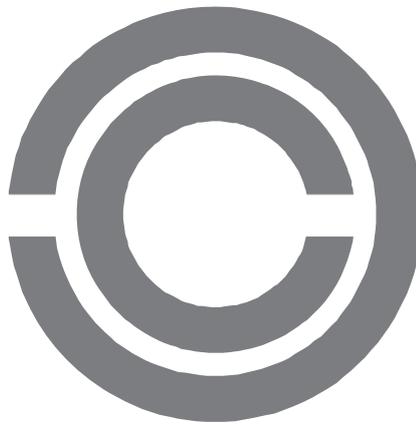
$$\underline{\mu}_{\text{eff},z} = 1 - \frac{\pi r^2}{a^2} \left( 1 - j \frac{2\sigma}{\omega r \mu_0} \right)^{-1}. \quad (3.3.11)$$

Durch die homogene Anordnung von leitenden Zylindern lässt sich also ein magnetisch aktives Material realisieren, das eine von eins verschiedene Permeabilität aufweist. Der Realteil von  $\mu_{\text{eff},z}$  wird durch das Verhältnis zwischen der Fläche, die von den Zylindern eingenommen wird, und der Fläche einer Elementarzelle und die spezifische Leitfähigkeit des

Metalls bestimmt und bewegt sich immer im Wertebereich zwischen Null und Eins. Die endliche Leitfähigkeit der Zylinder äußert sich in einem frequenzabhängigen Imaginärteil der Permeabilität.

### 3.3.2 Der „Split-Ring Resonator“

Im vorangegangenen Abschnitt ist gezeigt worden, dass mit Hilfe einfacher metallischer Einschlüsse eine magnetische Antwort eines Materials auch bei hohen Frequenzen erreicht werden kann. Obwohl der für einen negativen Brechungsindex erforderliche negative Wert des Realteils der Permeabilität noch nicht erreicht werden konnte, bedarf es nur weniger Änderungen bei der Geometrie, um das gesteckte Ziel zu erreichen. Dazu muss, wie einleitend zu Beginn dieses Kapitels schon erwähnt worden ist, eine Resonanz in die Struktur eingebracht werden. Diese Resonanz entsteht dadurch, dass jetzt zwei Zylinder verwendet werden, die jeweils eine kleine Lücke aufweisen, weshalb der Name „Split-Ring Resonator“ (SRR) für diese Struktur gewählt wurde. Die Resonatoren sind genau wie in Abbildung 3.3.1 angeordnet, die einzelnen Elemente weisen jetzt jedoch einen Querschnitt entsprechend Abbildung 3.3.2 auf.



**Abbildung 3.3.2** Querschnitt eines SRR; aufgrund der eingebrachten Lücken kann kein Stromfluss mehr zu Stande kommen

Die eingebrachten Lücken wirken wie eine im Ring enthaltene Kapazität, weshalb bei der Berechnung der elektromotorischen Kraft ein weiterer kapazitiver Spannungsterm beachtet werden muss:

$$\text{emf} = -j\omega\mu_0\pi r^2 \left[ H_0 + \underline{K} - \frac{\pi r^2}{a^2} \underline{K} \right] - 2\pi r \sigma \underline{K} + \frac{j\underline{K}}{\omega C} \quad (3.3.12)$$

Analog zur Vorgehensweise bei den Zylindern kann jetzt der Strombelag und anschließend das Magnetfeld berechnet werden. Die großen Lücken in den einzelnen Ringen können bei

der Berechnung der Kapazität vernachlässigt werden, womit sich diese hauptsächlich aus der Kapazität zwischen den beiden Ringen zusammensetzt. Diese ergibt sich nach [Ram05] zu:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \pi r^2}{3d}, \quad (3.3.13)$$

wobei  $\varepsilon_r$  die Permittivität der Umgebung beschreibt. Die sich einstellende effektive Permeabilität lässt sich als

$$\underline{\mu}_{\text{eff},z} = 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1 - \frac{3d}{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \pi^2 \omega^2 r^3} - j \frac{2\sigma}{\mu_0 \omega r}} = 1 + \frac{f \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\Gamma \omega} \quad (3.3.14)$$

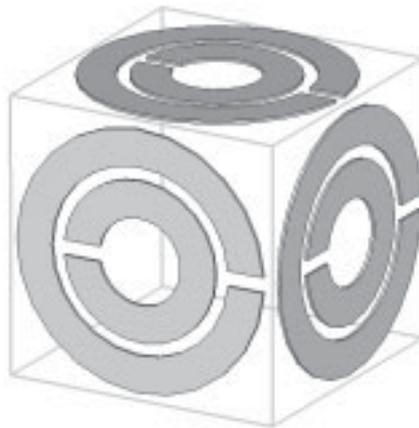
schreiben, wobei  $f$  das Verhältnis der von den Ringen eingenommenen Fläche zur Fläche der Elementarzelle beschreibt. Ähnlich wie bei den „Cut Wires“ entsteht auch hier eine resonante Form für den effektiven Parameter mit einer Resonanzfrequenz von

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{3d}{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \pi^2 r^3}}. \quad (3.3.15)$$

Bei geringen ohmschen Verlusten wird die Resonanz stark genug, um die Permeabilität bei Frequenzen oberhalb von  $\omega_0$  in den negativen Bereich zu treiben. In einer vereinfachten Sichtweise kann der SRR als ein LC-Schwingkreis aufgefasst werden, der durch die Kopplung der einfallenden magnetischen Strahlung in die Induktivität angeregt wird. Oberhalb der entsprechenden Resonanzfrequenz sind dann die treibende Größe und die Antwort außer Phase, was zur negativen effektiven Permeabilität führt, falls die Dämpfung nicht zu groß ist. Mit dieser Sichtweise ergibt sich direkt eine Art Grundrezept für den Entwurf von metallischen Strukturen, die zu einem negativem  $\underline{\mu}_{\text{eff}}$  führen. Es werden resonante Elemente benötigt, die durch das magnetische Feld angetrieben werden können.

In der Herleitung wurde bisher von unendlich langen SRR ausgegangen, die nur auf ein magnetisches Feld, das parallel zu ihrer Achse liegt, reagieren. Die beiden anderen Richtungen zeigen keinerlei magnetische Polarisierbarkeit, womit das entstehende Metamaterial anisotrop ist. Um dieses inhomogene Verhalten zu umgehen, wurde bereits in [Pen99] gezeigt, dass der Haupteffekt auch bei einer Unterteilung der geschnittenen Zylinder in viele sehr dünne SRR Scheiben weiterhin erzielt werden kann. Aus diesen Scheiben kann dann recht einfach, wie in Abbildung 3.3.3 gezeigt, eine dreidimensionale homogene

Anordnung aufgebaut werden, für die sich eine negative Permeabilität unabhängig von der Orientierung des Magnetfeldes einstellt.



**Abbildung 3.3.3** Elementarzelle zum Aufbau einer isotropen SRR-Struktur mit negativer Permeabilität unabhängig von der Orientierung des magnetischen Feldes

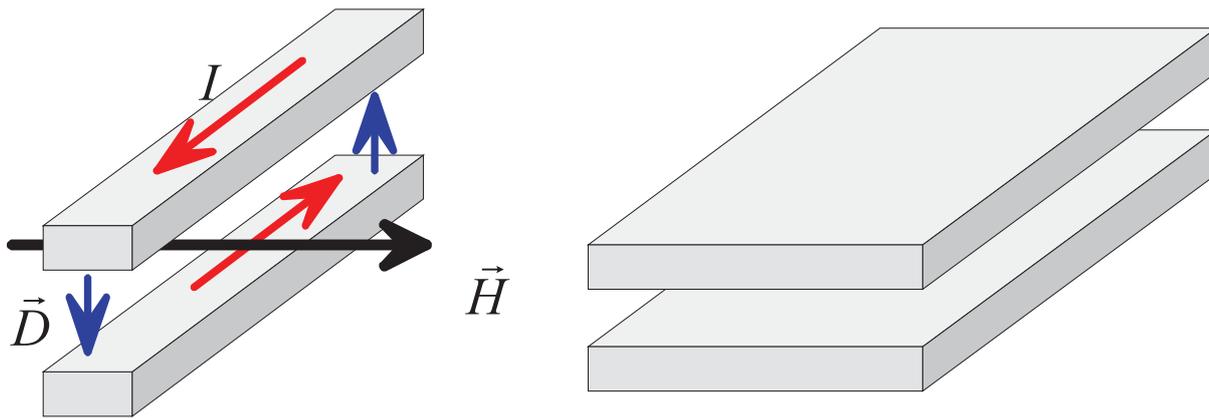
Bis heute ist der SRR die am häufigsten realisierte Struktur, wenn es um die Erzielung einer negativen Permeabilität geht. Dabei sind eine Reihe von Variationen des ursprünglichen SRR entstanden. Es gibt zwei Hauptgründe, die zu diesen Veränderungen geführt haben. Die Betriebsfrequenz der magnetischen Metamaterialien soll so hoch wie möglich sein, weshalb einzelne Ringe mit zum Teil mehreren kapazitiven Lücken verwendet werden können [Lin04, Lin06]. Bei diesen Strukturen ist die Induktivität gegenüber der Geometrie mit zwei Ringen verringert, was die Resonanzfrequenz anhebt und die Herstellung erleichtert. Der zweite Grund für geometrische Veränderungen liegt in der so genannten Bianisotropie, die in den meisten SRR Strukturen vorkommt. Das bedeutet, dass sich aufgrund der magnetischen Kopplung und der sich daraufhin einstellenden Ladungsträgerverteilung auf den Ringen neben der magnetischen Polarisierung auch noch eine elektrische Polarisierung einstellt. Dieses Verhalten kann im schlimmsten Fall zu einer Zerstörung der magnetischen Antwort der Struktur führen und sollte deshalb wenn möglich vermieden werden. Als Lösung des Problems der Bianisotropie gibt es wiederum verschiedene Ansätze, wie die Verwendung von Ringen mit mehreren Lücken [Ram05], das Einbringen von unterschiedlich orientierten SRR in eine Zelle [Mrq02, Gar05] oder die so genannte Labyrinth-Struktur [Bul05].

### 3.3.3 Draht- und Plattenpaare als magnetische Metamaterialien

Der Einsatz von SRR bei Frequenzen oberhalb 100 GHz ist mit erheblichen Problemen verknüpft. Vor allem die praktische Realisierung der Struktur bei diesen Frequenzen ist

schwierig. Um die Bedingungen, die an ein Metamaterial geknüpft sind, erfüllen zu können, müssen die eingebrachten Strukturen Abmessungen im Bereich unterhalb einiger Mikrometer haben. Die für die Herstellung so feiner Strukturen zur Verfügung stehenden Methoden sind jedoch lediglich dazu geeignet, flächige Strukturen zu realisieren. Um beim SRR die magnetischen Eigenschaften untersuchen zu können, muss das Magnetfeld der einfallenden Strahlung senkrecht auf der Fläche des SRR stehen, um eine optimale Kopplung in die resonante Struktur zu erreichen. Um diese Forderung zu erfüllen, muss die Ausbreitungsrichtung der Welle eine Komponente in der Ebene der SRR besitzen. Im Mikrowellenbereich, wo die resonanten Strukturen üblicherweise auf normale Leiterplatten gefertigt werden und diese anschließend mechanisch gestapelt werden können, stellt diese Forderung kein Problem dar. Bei höheren Frequenzen ist diese Stapelung der einzelnen Schichten nicht mehr möglich und die planaren magnetischen Strukturen müssten idealer Weise mit streifenden Wellen angeregt werden, was experimentell jedoch keinen Sinn macht. Zur Analyse dieser Strukturen muss deshalb mit schräg einfallenden Wellen gearbeitet werden. Ein weiterer wichtiger Grund für die Suche nach neuen Strukturen ist ein gefundenes Schranke, die die maximale, mit Hilfe eines SRR durch Skalierung der Größe erreichbare, Frequenz einschränkt [Kle06a]. Bei Frequenzen im optischen Bereich werden die Wege der einzelnen Elektronen so klein, dass die Masse der Teilchen nicht mehr vernachlässigt werden kann, was der Grund für diese Begrenzung ist. Diesem Effekt kann durch die Einführung einer internen Induktivität im einfachen Schwingkreismodell Rechnung getragen werden. Diese interne Induktivität ist unabhängig von der Geometrie des SRR und stellt damit bei gegebener Kapazität eine obere Schranke für die Resonanzfrequenz dar [Ram05].

Da die speziellen Eigenschaften negativ brechender Materialien vor allem auch im optischen Bereich von großem Interesse sind, müssen neue künstliche magnetische Strukturen gefunden werden. Es ist dabei erforderlich, dass diese eine magnetische Polarisierbarkeit im optischen Frequenzspektrum ermöglichen, bei einer gleichzeitig einfachen Geometrie, die mit den zur Verfügung stehenden Mitteln zu realisieren ist. Eine Lösung für dieses Problem wurde unabhängig von zwei verschiedenen Arbeitsgruppen vorgeschlagen, die Verwendung von Paaren metallischer Platten oder Drähte [Dol05, Sha05]. Eine mögliche magnetische Reaktion solcher Materialien ist allerdings auch schon in [Lag96] angesprochen worden. In Abbildung 3.3.4 ist der prinzipielle Aufbau der Struktur dargestellt. Das Funktionsprinzip basiert wiederum auf einer resonanten Kopplung des magnetischen Feldes in einen LC-Schwingkreis. Dazu muss das Magnetfeld, wie in Abbildung 3.3.4 gezeigt, die Fläche zwischen den Drähten durchfluten, was zu einem resonanten Stromfluss in der Struktur führt.



**Abbildung 3.3.4** Schematischer Aufbau der Draht- bzw. Plattenpaare; wird die Fläche zwischen den metallischen Teilen von einem Magnetfeld durchflutet, so kommt es zu einem Stromfluss (rot) in der Struktur; der Stromkreis wird über das dielektrische Verschiebungsfeld (blau) an den Enden der Drähte geschlossen

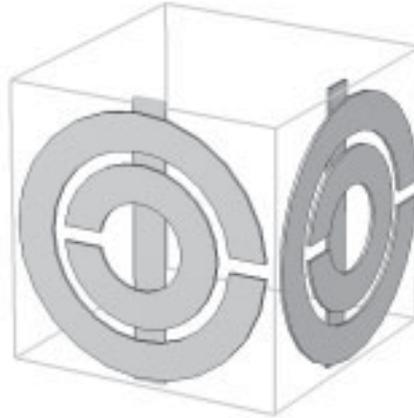
Die einfache Geometrie dieser Struktur ermöglicht eine praktische Implementierung mit Hilfe von Ionenstrahl- oder Elektronenstrahlolithographie. Dabei ist es kein Problem, zwei Ebenen von Drähten bzw. Platten von einer kleinen dielektrischen Schicht getrennt übereinander zu fertigen. Die Probleme der Kopplung des Magnetfeldes mit der Struktur bei dünnen Schichten, sind in dieser Struktur also ebenfalls gelöst, da es hier bei senkrecht einfallender Strahlung zur besten Kopplung kommt.

### 3.4 Metamaterialien mit einem negativen Brechungsindex

In den vorangegangenen Abschnitten sind die Grundrezepte zur Realisierung negativer Materialparameter vorgestellt worden. Im folgenden Abschnitt wird ein kompakter Überblick über die verschiedenen möglichen Realisierungen von Metamaterialien mit negativem Brechungsindex gegeben. Die meisten Ansätze bauen dabei auf eine Kombination aus zwei verschiedenen Strukturen, von denen jeweils eine für ein negatives  $\epsilon_r$  und eine zur Realisierung eines negativen  $\mu_r$  dient. Die meisten Experimente mit linkshändigen Metamaterialien sind im Mikrowellenbereich gemacht worden, da in diesem Bereich die Herstellung der Strukturen kein Problem darstellt und die Verluste durch die endliche Leitfähigkeit der Metalle noch sehr gering sind. Dort konnten auch die theoretischen Vorhersagen von Veselago bezüglich der Eigenschaften dieser Materialien nachgewiesen werden. In diesem Frequenzbereich ist die Fülle an unterschiedlichen Realisierungen sehr groß, wohingegen sich im optischen Bereich, aufgrund der erhöhten Anforderungen an die Geometrie, um noch herstellbar zu sein, sowie der steigenden Verluste und des dispersiven Verhaltens von Metallen nur zwei Realisierungen durchgesetzt haben.

### 3.4.1 Linkshändige Metamaterialien für Mikrowellen

Die bis heute am häufigsten realisierte Struktur zur Konstruktion eines linkshändigen Mediums besteht aus einer Kombination der „thin wires“ mit dem SRR. Der prinzipielle Aufbau einer Elementarzelle eines zweidimensionalen Metamaterials ist in Abbildung 3.4.1 gezeigt.



**Abbildung 3.4.1** Elementarzelle des zweidimensionalen SRR-Draht Metamaterials zur Erreichung eines negativen effektiven Brechungsindex

Das erste Metamaterial mit einem negativen Brechungsindex wurde über die angesprochene Kombination der beiden Strukturen für den GHz Bereich hergestellt [Smi00]. Die Existenz eines negativen Brechungsindex wurde im diesem ersten Experiment nur indirekt über das Auftreten eines Passbandes bei der Transmission in einem Bereich, in dem die beiden Einzelstrukturen jeweils Stoppbänder aufweisen, nachgewiesen. Für die vielen Kritiker des Konzeptes der Metamaterialien und vor allem an der Idee der negativen Brechung war dieser indirekte Nachweis noch kein Beweis für die Korrektheit von Veselagos Theorie [Grc02a, Pok02, Val02]. Erst nachdem durch einfache Refraktionsexperimente, bei denen die Brechung einer einfallenden Welle an einem Prisma aus linkshändigem Material hin zu negativen Winkeln nachgewiesen werden konnte [Slb01, Par03, Hou03, Ayd05], stellte sich eine breite Akzeptanz ein [Pen03a]. Auch die weiteren prognostizierten Effekte, wie die Fokussierung von Wellen unterhalb des Beugungslimits [Bul06], die Verstärkung evaneszenter Wellen [Pop06] sowie die Leistungsfähigkeit einer Linse aus negativ brechendem Material [Par04] konnten mit auf SRR basierenden Metamaterialien bestätigt werden.

Die Kombination des sehr einfachen Grundrezeptes, dass negative Parameter über die resonante Anregung von Schwingkreisen zu realisieren sind, mit der problemlosen Möglichkeit der Herstellung durch eine Stapelung von Leiterplatten, hat im Mikrowellenbereich zu einer Vielzahl möglicher linkshändiger Materialien geführt. Ein

Material, mit dem die Wellenausbreitung senkrecht zu den Platinen verlaufen kann, was bei SRR basierten Strukturen nicht möglich ist, ergibt sich durch die Kombination der Drahtpaare aus Abschnitt 3.3.3 mit kontinuierlichen Drähten [Zho06a]. Des Weiteren wurde die Existenz eines negativen Brechungsindex in einer Struktur bestehend aus S-förmig aufgebauten Resonatoren bestätigt [HChe04a], es konnte sogar durch eine asymmetrische Mäanderstruktur ein Material mit mehreren linkshändigen Frequenzbändern hergestellt werden [HChe04b]. Eine sehr bemerkenswerte Realisierung beruht auf einem Material, in das die verschiedenen metallischen Einschlüsse in Ihrer Form und Anordnung zufällig eingebracht wurden [HChe06]. In diesem Material konnte ebenfalls durch eine Messung an einem Keil ein negativer Brechungsindex nachgewiesen werden. Damit war auch gleichzeitig gezeigt, dass es bei Metamaterialien keineswegs auf die homogene Anordnung der Strukturen ankommt. Dadurch ist auch indirekt gezeigt, dass die in den verschiedenen Experimenten beobachteten Effekte nicht durch Beugung am homogenen Gitter hervorgerufen werden. In der Praxis werden die Grundelemente der Metamaterialien dennoch meist in einem regulären Gitter angeordnet, was vor allem in der einfacheren Realisierung begründet ist.

### **3.4.2 Negativ brechende Materialien bei optischen Frequenzen**

Während beim Entwurf von Metamaterialien für Mikrowellen der Phantasie fast keine Grenzen gesetzt sind, ist im optischen Bereich vor allem die Herstellung der Strukturen ein großes Problem. Die prinzipielle Forderung nach einer maximalen Größe der funktionalen Objekte von einer halben Wellenlänge der einfallenden Strahlung, erfordert die präzise Herstellung von Strukturen mit Abmessungen im Nanometer Bereich. Deshalb muss die Geometrie der metallischen Einschlüsse so einfach wie möglich beschaffen sein. Bei hohen Frequenzen können die leitenden Materialien nicht mehr als ideale Leiter aufgefasst werden, was bedeutet, dass die Dispersion der Metalle einen Einfluss auf das Verhalten der Metamaterialien hat. Ein weiterer wichtiger Aspekt sind die auftretenden Verluste, die im optischen Bereich erheblich stärker zu Buche schlagen als bei niedrigeren Frequenzen. Alle diese zusätzlichen Anforderungen und Einschränkungen haben dazu geführt, dass sich bisher nur zwei verschiedene Strukturen für den Einsatz im optischen Bereich durchgesetzt haben.

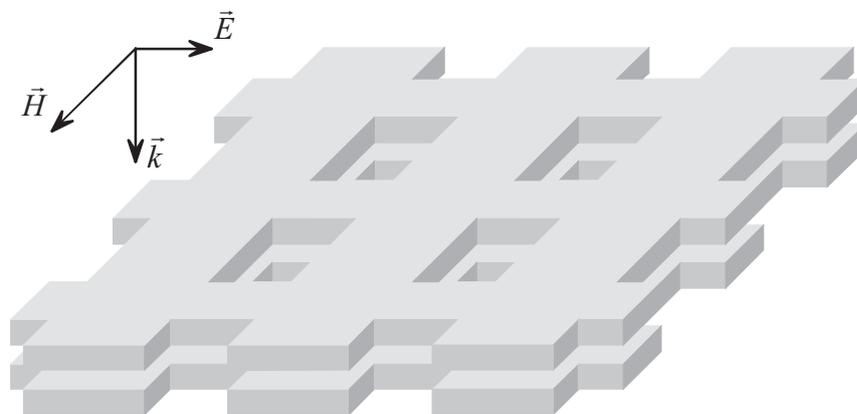
#### **3.4.2.1 Die „Cut-Wire Pair“ Struktur für negative Brechung**

Eine der beiden Strukturen für einen negativen Brechungsindex bei sehr hohen Frequenzen sind die in Abschnitt 3.3.3 bereits besprochenen Drahtpaare. In dieser Struktur tritt neben der bereits angesprochenen magnetischen Resonanz des Schwingkreises, die zu einem negativen effektiven  $\mu_r$  führt, auch eine elektrische Dipolresonanz auf. Die Folge ist eine negative

effektive Permittivität oberhalb der zugehörigen Resonanzfrequenz. Diese zusätzliche elektrische Resonanz wurde von beiden Gruppen, die diese Strukturen untersucht haben, nachgewiesen [Dol05, Sha05]. Durch eine geeignete Wahl der Geometrie der Elementarzelle, vor allem einem passenden Abstand der Drähte voneinander, kann es zu einem spektralen Überlapp der beiden Resonanzen kommen. In Summe sind dann beide entscheidenden Parameter des Metamaterials negativ und es stellt sich ein negativer effektiver Brechungsindex ein, wie in [Sha05] experimentell nachgewiesen wurde. Nach diesem Nachweis der Funktionalität im optischen Bereich wurde die Struktur auch im Mikrowellenbereich und für THz-Wellen analysiert, wo der wirksame negative Brechungsindex ebenfalls bestätigt werden konnte [Zho06b, Awa08].

### 3.4.2.2 Die Fischnetz Struktur

Die zweite Struktur für den optischen Bereich ist die so genannte Fischnetz Struktur [Zha05, Dol06a, Dol07a, Cht06, Zha06] aus Abbildung 3.4.2. Diese Struktur kann als Kombination der Plattenpaare aus Abschnitt 3.3.3 mit den „thin wires“ gesehen werden. Der Hauptunterschied zu den bisherigen Kombinationen liegt darin, dass sich beim Fischnetz die einzelnen Strukturen berühren, was jedoch auf die Funktionalität keinen großen Einfluss hat.



**Abbildung 3.4.2** 3D Ansicht der Fischnetz Struktur; bei der eingezeichneten Polarisierung der Welle wirken die schmalen Leiterbahnen wie „thin wires“ und führen zu negativer Permittivität, wohingegen die breiten Metallteile als Plattenpaare für eine negative Permeabilität sorgen

Das Fischnetz ist mit den Drahtpaaren verwandt, da es sich gerade um die inverse Struktur handelt und die beiden Metamaterialien somit über das Prinzip von Babinet miteinander verknüpft sind [Dra06]. Einer der Hauptvorteile des Fischnetz gegenüber den „Cut-Wire Pairs“ sind die bisher in den Experimenten nachgewiesenen deutlich geringeren Verluste im optischen Bereich, was vor allem daran liegt, dass der Füllfaktor des Metalls höher ist, und

damit die ohmschen Verluste nicht so stark zu Buche schlagen. Die Verluste in einem Metamaterial werden durch die so genannte „Figure of Merit“ (*FOM*) beschrieben, die als

$$FOM = \frac{|n_{re}|}{n_i} \quad (3.4.1)$$

definiert ist. Das Fischnetz aus [Dol07a] erreicht dabei mit drei einen gegenüber der Struktur aus [Sha05] um den Faktor 30 größeren Wert dieses Qualitätsmerkmals. Ein weiterer Vorteil des Fischnetzes ist die etwas bessere Möglichkeit die beiden Resonanzen unabhängig voneinander zu beeinflussen, da effektiv noch für beide Parameter eine einzelne Struktur eingesetzt wird. Mittlerweile ist die Fischnetzstruktur auch für Mikrowellen untersucht worden [Kaf07] und es gibt eine Studie über vom Design der Struktur abhängige Verluste, bei der sich gezeigt hat, dass eine unsymmetrische „Masche“ im Netz in diesem Zusammenhang von Vorteil ist [Dol07c].

### 3.5 Analyse und Charakterisierung von Metamaterialien

In den Abschnitten über die ersten elektrischen und magnetischen Metamaterialien hat sich bereits gezeigt, dass eine analytische Untersuchung dieser Strukturen sehr schwierig ist. Bei den Berechnungen mussten vielfach Näherungen eingeführt werden, um den Aufwand auf einem verhältnismäßigen Niveau zu halten. Beim Design neuer Metamaterialien spielen moderne Simulationsprogramme zum Lösen der Maxwell Gleichungen eine wichtige Rolle. Diese zumeist kommerziell vertriebenen Programmpakete setzen auf die Methode der finiten Elemente (FE) oder den Ansatz der „finite difference time domain“ (FDTD). Genau wie bei experimentellen Untersuchungen liefern diese Programme dabei nicht direkt die effektiven Werte der gewünschten Parameter, sondern lediglich die Wirkung eines Stückes Metamaterial auf eine auftreffende Welle, wie den Transmissions- und Reflexionskoeffizienten. Der folgende Abschnitt befasst sich mit den verschiedenen Möglichkeiten, aus den experimentell und durch Simulationen bestimmbar Daten, auf die interessierenden Eigenschaften bzw. Materialparameter Rückschlüsse zu ziehen. Gerade bei der numerischen Analyse der Strukturen gibt es einige interessante Möglichkeiten zur Charakterisierung der effektiven Medien, da dort neben den S-Parametern auch interne Felder berechnet und analysiert werden können.

#### 3.5.1 Interpretation der Transmissions- und Reflexionskurven

Die folgende Methode kann nur zu einer rein qualitativen Charakterisierung eines hergestellten oder simulierten Metamaterials verwendet werden und ist auch nur für die

Analyse von linkshändigen Metamaterialien geeignet. Der Grundansatz besteht darin, die einzelnen Strukturen, die für eine elektrische bzw. magnetische Aktivität des Metamaterials sorgen, auch einzeln zu analysieren. Da die gewünschten Parameter für einen negativen Brechungsindex jeweils negativ sein müssen, kommt es bei den getrennten Metastrukturen jeweils zu Frequenzbändern mit sehr geringer Transmission aufgrund der negativen Parameter. Sobald die beiden Strukturen jedoch miteinander kombiniert werden, ist eine Wellenausbreitung wieder möglich, was sich in der Formation eines Frequenzbereichs mit hoher Transmission äußert. Das Auftreten eines solchen Transmissionsbandes bei der kombinierten Struktur in einem Bereich, in dem beide Einzelstrukturen klare Stoppbänder gezeigt haben, kann als ein starkes Indiz für einen negativen Brechungsindex im zu untersuchenden Metamaterial gesehen werden. Auf diese Art wurde auch das erste hergestellte negativ brechende Material untersucht [Smi00]. Bei der Kombination zweier Strukturen zu einem Metamaterial kann es durchaus zu verschiedenen Kopplungseffekten zwischen den einzelnen funktionalen Elementen des Metamaterials kommen. Dadurch können sich die zuvor bestimmten Resonanzfrequenzen und Stoppbänder verschieben, was dazu führen kann, dass auftretende Transmissionspitzen falsch eingestuft werden. Des Weiteren können gerade bei komplizierten Strukturen zum Teil mehrere Peaks beobachtet werden, was die Interpretation zusätzlich erschweren kann.

Zur Lösung dieser Problematik ist eine Erweiterung dieser Methode vorgestellt worden [Ayd04]. Anstatt die Strukturen einzeln zu untersuchen wird hier versucht durch eine möglichst einfache Modifikation der Geometrie der Elemente die magnetische Resonanz zu zerstören. Beim SRR kann dies durch Kurzschließen der Ringe erreicht werden. Verglichen werden jetzt die Transmissionspektren der ursprünglichen und der manipulierten Struktur. Durch die Zerstörung der magnetischen Resonanz kann die Permeabilität jetzt nicht mehr kleiner als Null sein. Damit sind nur noch die Durchlassbänder, die bei der veränderten Struktur nicht mehr beobachtet werden können als echte Frequenzbereiche mit einem negativen Brechungsindex einzustufen.

Obwohl die Interpretation der verschiedenen Transmissionsverläufe keinerlei Aussagen über die quantitativen Werte der Parameter der zu untersuchenden Metamaterialien zulässt, ist diese Methode gerade beim Entwurf neuer Strukturen ein großes Hilfsmittel. Auch für die experimentelle Charakterisierung ist dieser Ansatz recht gut geeignet, da einige der benötigten Informationen für die noch folgenden Analysemethoden durch Messungen nur sehr mühsam oder überhaupt nicht zu bestimmen sind. Allerdings verbleibt eine Unsicherheit über das tatsächliche Verhalten innerhalb der Passbänder.

### 3.5.2 Bestimmung der Parameter mit Hilfe interner Felder

Mit Hilfe der Permeabilität und der Permittivität werden die elektromagnetischen Feldgrößen miteinander verknüpft. Es bietet sich also an, sofern ein Zugriff auf diese Größen besteht, die Felder innerhalb eines Metamaterials zur Bestimmung der Materialparameter heranzuziehen. Der größte Vorteil dieser Methoden ist die Möglichkeit einer eindeutigen Bestimmung der effektiven Parameter. Allerdings sind die benötigten detaillierten Informationen über die internen Felder durch Experimente nur unter erheblichem Aufwand zu bestimmen.

#### 3.5.2.1 Die Feldmittelungsmethode

Der erste Ansatz sieht eine Mittelung der Felder innerhalb einer Elementarzelle vor [Ler06], ähnlich der Methode, die bei der Bestimmung der effektiven Permeabilität der Zylinder in Abschnitt 3.3.1 verwendet wurde. Der einzige Unterschied besteht darin, dass in [Ler06] die internen Felder jeweils über ein Volumen oder eine Fläche aufsummiert und anschließend auf den entsprechenden Flächeninhalt bzw. das Volumen normiert werden. Es wird von einer ebenen Welle, deren elektrisches Feld in x-Richtung orientiert ist und die sich in z-Richtung ausbreitet, ausgegangen. Trifft diese Welle senkrecht auf das Material, so ergibt sich der Zusammenhang zwischen den mittleren Feldgrößen und den effektiven Parametern zu [Ler06]:

$$\epsilon_0 \underline{\epsilon}_{\text{eff},x} = \frac{\langle \underline{D}_x \rangle_E}{\langle \underline{E}_x \rangle_V}, \quad (3.5.1)$$

$$\mu_0 \underline{\mu}_{\text{eff},y} = \frac{\langle \underline{B}_y \rangle_V}{\langle \underline{H}_y \rangle_E}. \quad (3.5.2)$$

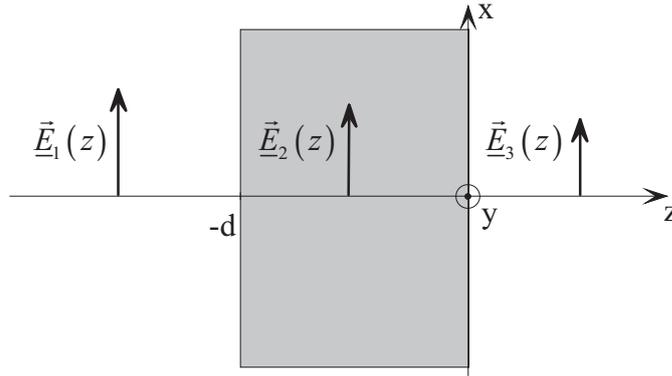
Der Index V beschreibt die Mittelung über das Volumen und der Index E die Mittelung auf einer Ebene. Jetzt muss lediglich noch geklärt werden, über welchen Volumen bzw. Flächen die angesprochenen Mittelungen durchgeführt werden müssen. Beim Volumen, über das gemittelt werden muss, handelt es sich um eine Elementarzelle. Die Ebene, auf der das Feld gemittelt wird, muss senkrecht zum elektrischen Feld liegen und stellt einen Schnitt durch die Elementarzelle dar. Die genaue Position der Ebene innerhalb der Zelle ist dabei nicht von großer Bedeutung, solange keine metallischen Strukturen die Ebene durchdringen oder berühren [Ler06]. Es empfiehlt sich, die Ebene an den Rand der Elementarzelle zu legen, da dort das Verhalten der Felder am homogensten ist. Mit den Gleichungen (3.5.1) und (3.5.2) lassen sich jedoch nur die effektiven Parameter für die gewählte Polarisierung bestimmen. Zur Berechnung der anderen Elemente der Parametertensoren muss die Wahl der Ebene sowie die

Polarisation der einfallenden Welle entsprechend angepasst werden. Die Anwendung dieser Mittelungsmethode ist wieder an einige Voraussetzungen geknüpft. So darf es, für eine korrekte Bestimmung der Parameter, innerhalb der Struktur nur einen einzigen ausbreitungsfähigen Modus geben, was jedoch der allgemeinen Forderung nach kleinen Elementarzellen im Vergleich zur Wellenlänge gleichkommt. Des Weiteren wird gefordert, dass die evaneszenten Oberflächenfelder sehr schnell abfallen, um einen Einfluss dieser nicht zur Ausbreitung beitragenden Anteile zu minimieren.

Für den Einsatz bei Experimenten ist diese Methode allerdings nicht zu gebrauchen, da es im Allgemeinen nicht möglich ist, innerhalb einer Probe die Felder präzise zu bestimmen. Ein weiterer Nachteil ist, dass für jede einzelne Frequenz die verschiedenen Felder berechnet und ausgewertet werden müssen. Der größte Vorteil dieser Methode liegt darin, dass die Kopplungen zwischen den einzelnen Resonatoren nachvollzogen werden können. Werden mehrere Elementarzellen in Ausbreitungsrichtung betrachtet, so kann für jede einzelne Zelle eine Mittelung vorgenommen werden und dadurch die lokalen effektiven Parameter bestimmt werden. In einer solchen Studie hat sich gezeigt, dass sich die Resonanzfrequenzen der verwendeten SRR verschoben haben. Bei diesen Kopplungsprozessen und den dadurch hervorgerufenen Verschiebungen der Resonanzfrequenzen spielen die Verluste im Material eine wichtige Rolle. Mit zunehmender Dämpfung steigt die Bandbreite der Einzelresonanzen an und die Verschiebung wird geringer. Das führt dazu, dass die Kopplungen nur für den Fall sehr geringer Dämpfungen beachtet werden müssen. Bei stärkeren Verlusten bleiben die ermittelten Parameter nahezu konstant [Ler06], was zur Folge hat, dass bei höheren Frequenzen ab dem THz-Bereich der angesprochene Effekt nicht mehr beachtet werden muss.

### 3.5.2.2 Bestimmung der Parameter über den internen Feldverlauf

Bei der zweiten Methode wird ausgenutzt, dass die Felder innerhalb des Metamaterials einen durchaus homogenen Verlauf annehmen können. Gerade in Bereichen, die nicht in der unmittelbaren Nähe der metallischen Strukturen liegen, stellt sich sogar eine sehr homogene Verteilung der Felder ein. Anhand des örtlichen Verlaufs der Phase und der Amplitude des elektrischen Felds innerhalb des zu charakterisierenden Metamaterials lassen sich ebenfalls die Materialparameter bestimmen [Pop05]. Ausgangspunkt dieser Betrachtung ist eine ebene Welle, die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet und deren elektrisches Feld parallel zur  $x$ -Achse orientiert ist. Diese trifft von Vakuum auf ein homogenes Material mit der Brechzahl  $n$  und dem Wellenwiderstand  $Z$ , das sich im Bereich  $-d < z < 0$  befindet, wie in Abbildung 3.5.1 gezeigt ist.



**Abbildung 3.5.1** Eine in  $x$ -Richtung polarisierte Welle trifft auf ein homogenes Material mit dem Brechungsindex  $n$  und dem Wellenwiderstand  $Z$ ; mit diesen Parametern lässt sich das ortsabhängige Feld in den drei Teilbereichen berechnen

Das ortsabhängige elektrische Feld in den drei unterschiedlichen Bereichen kann in Abhängigkeit der Materialparameter berechnet werden [Pop05]:

$$\vec{E}_1(z) = \vec{e}_x E_0 \left[ \exp(-jk_0(z+d)) + \frac{(Z^2-1)(1-\exp(-2jk_0nd))}{(Z+1)^2 - (Z-1)^2 \exp(-2jk_0nd)} \exp(jk_0(z+d)) \right] \quad (3.5.3)$$

$$\vec{E}_2(z) = \vec{e}_x E_0 \frac{2Z(1+Z)\exp(-jk_0nd)}{(Z+1)^2 - (Z-1)^2 \exp(-2jk_0nd)} \left[ \exp(-jk_0nz) + \frac{1-Z}{1+Z} \exp(jk_0nz) \right] \quad (3.5.4)$$

$$\vec{E}_3(z) = \vec{e}_x E_0 \frac{4Z \exp(-jk_0nd)}{(Z+1)^2 - (Z-1)^2 \exp(-2jk_0nd)} \exp(-jk_0z). \quad (3.5.5)$$

Zur Bestimmung der Parameter muss der Feldverlauf entlang einer Linie parallel zur Ausbreitungsrichtung bekannt sein. Durch die Variation der beiden freien Parameter in den Gleichungen (3.5.3) bis (3.5.5) wird versucht, den gemessenen oder simulierten Verlauf nachzubilden. Das homogene Ersatzmaterial wird also so lange manipuliert, bis der tatsächliche Verlauf der Feldgrößen optimal nachgebildet wird. Diese Methode ist besonders gut zur Identifizierung linkshändiger Frequenzbänder zu gebrauchen, da sich dort das jeweilige Verhalten direkt aus dem Phasenverlauf ablesen lässt. Die Steigung des Phasenverlaufs gibt einen direkten Aufschluss über das Vorzeichen des Brechungsindex im entsprechenden Bereich. Der Übergang von Vakuum mit einem positiven Brechungsindex in ein Metamaterial mit negativem Brechungsindex äußert sich in einer Änderung des Vorzeichens der Steigung des Phasenverlaufs. Kann bei einer Frequenz ein solches Verhalten festgestellt werden, so ist das ein direkter Beweis für den negativen Brechungsindex innerhalb der untersuchten Struktur. Durch diese Methode kann auch die effektive Dicke des Mediums

als der Abstand der beiden Punkte, in denen sich das Vorzeichen der Steigung umdreht, abgelesen werden. Mit Hilfe der Dicke des Materials und der über die gesamte Länge zustande gekommene Phasendifferenz kann ein relativ genauer Startwert des Brechungsindex für den Optimierungsprozess gefunden werden.

Wie schon bei der Mittelung der Felder, so ist auch hier das größte Problem, dass die erforderlichen Daten eigentlich nur durch Simulationen zu erhalten sind und ebenfalls für jeden Frequenzpunkt eine eigene Rechnung durchgeführt werden muss. Außerdem ist diese Methode nur für sehr verlustarme Metamaterialien, bei denen die Imaginärteile der Parameter zu vernachlässigen sind, geeignet. Auf der anderen Seite ist die Beobachtung des Phasenverlaufes eine ideale Methode, um das Vorzeichen des effektiven Brechungsindex eindeutig zu bestimmen. Beim Design neuer Strukturen, der mit Simulationsprogrammen gemacht wird, sind die internen Felder äußerst nützlich, da in der Entwurfsphase eine grobe Einschätzung bei einigen ausgewählten Frequenzpunkten ausreichend ist, um die korrekte Funktionalität der Metamaterialien abzuschätzen.

Neben den beiden ausführlich besprochenen Ansätzen gibt es noch weitere Möglichkeiten, um das qualitative Verhalten eines entworfenen Materials zu untersuchen. Eine Animation der internen Felder, die bei gängigen kommerziellen Simulationsprogrammen ohne Probleme berechnet werden können, kann ebenfalls erste Aufschlüsse über das Vorzeichen des Brechungsindex liefern. Die animierten Phasenfronten des elektrischen Feldes müssen innerhalb der Struktur in die entgegengesetzte Richtung zur einfallenden Strahlung laufen. Des Weiteren kann die Brechung der Phasenfronten bei einem schrägen Einfall der Welle auf das Metamaterial bestimmt werden. Anhand des beobachteten Brechungswinkels ist dann mit dem Brechungsgesetz die Berechnung des Realteils des Brechungsindex möglich. Zusätzlich bietet diese Methode eine Möglichkeit, einen Eindruck über die Beschaffenheit und Homogenität der Phasenfronten innerhalb der künstlichen Struktur zu gewinnen. Jedoch müssen hier relativ große Strukturen simuliert werden, um die Phasenfronten gut identifizieren zu können, was zu einer starken Erhöhung der Simulationsdauer führt.

### 3.5.3 Inversion der Streuparameter

Die bekannteste und am weitesten verbreitete Methode zur Bestimmung der effektiven Parameter von Metamaterialien ist die Inversion der Streuparameter [Smi02, XChe04]. Bei dieser Methode geht es darum, die durch die Streuparameter ausgedrückte Wirkung des Metamaterials auf eine Welle durch ein gleich großes Stück aus homogenem Material nachzubilden. Die theoretischen Formeln für den Transmission- und Reflexionskoeffizient einer Materialschicht können umgestellt und die effektiven Parameter der Struktur berechnet

werden. Da es bei der klassischen Inversionsmethode einige Nachteile zu bewältigen gibt, wird zusätzlich eine erweiterte Inversionsmethode vorgestellt.

### 3.5.3.1 Die klassische Inversionsmethode

Die effektiv wirksamen Werte für die Permeabilität und die Permittivität können über

$$\underline{\mu}_r = n \underline{Z}_r \quad (3.5.6)$$

und

$$\underline{\varepsilon}_r = \frac{n}{\underline{Z}_r} \quad (3.5.7)$$

berechnet werden. Der frequenzabhängige Brechungsindex  $n$  und der auf den Wert des Vakuums bezogene Wellenwiderstand  $\underline{Z}_r$  können aus den gemessenen oder simulierten Streuparametern direkt bestimmt werden. Für eine planparallele Platte aus homogenem Material der Dicke  $d$  berechnen sich die Streuparameter in Abhängigkeit vom Brechungsindex und dem relativen Wellenwiderstand zu [XChe04]:

$$\underline{S}_{11} = \frac{\underline{R}_{01} [1 - \exp(-j2\underline{n}k_0d)]}{1 - \underline{R}_{01}^2 \exp(-j2\underline{n}k_0d)}, \quad (3.5.8)$$

$$\underline{S}_{21} = \frac{(1 - \underline{R}_{01}^2) \exp(-j\underline{n}k_0d)}{1 - \underline{R}_{01}^2 \exp(-j2\underline{n}k_0d)}, \quad (3.5.9)$$

mit

$$\underline{R}_{01} = \frac{\underline{Z}_r - 1}{\underline{Z}_r + 1}. \quad (3.5.10)$$

Aus den Gleichungen (3.5.8) bis (3.5.10) können jetzt die komplexen Materialparameter in Abhängigkeit von den Streuparametern berechnet werden. Für den Wellenwiderstand ergibt sich

$$\underline{Z}_r = \pm \sqrt{\frac{(1 + \underline{S}_{11})^2 - \underline{S}_{21}^2}{(1 - \underline{S}_{11})^2 - \underline{S}_{21}^2}} \quad (3.5.11)$$

und der Brechungsindex kann über

$$\exp(-j\underline{n}k_0d) = \underline{X} \pm j\sqrt{1 - \underline{X}^2} \quad (3.5.12)$$

bestimmt werden, wobei

$$\underline{X} = \frac{1}{2\underline{S}_{21}(1 - \underline{S}_{11}^2 - \underline{S}_{21}^2)} \quad (3.5.13)$$

gilt. Zur endgültigen Berechnung des Brechungsindex muss Gleichung (3.5.12) nach  $\underline{n}$  aufgelöst werden. Dabei ergibt sich ein Problem, da der benötigte komplexe Logarithmus im Imaginärteil eine Mehrdeutigkeit aufweist. Diese Mehrdeutigkeit überträgt sich auf den Realteil des Brechungsindex, der lediglich bis auf Vielfache von  $2\pi$  genau bestimmt werden kann [XChe04]:

$$\underline{n} = \frac{1}{k_0 d} \left[ \text{Im} \left\{ \ln \left( \exp(-j\underline{n}k_0 d) \right) \right\} + 2m\pi \right] + j \left[ \text{Re} \left\{ \ln \left( \exp(-j\underline{n}k_0 d) \right) \right\} \right]. \quad (3.5.14)$$

Zusätzlich zu dieser Wahlmöglichkeit des Astes des komplexen Logarithmus gibt es noch die Mehrdeutigkeiten beim Vorzeichen in den Gleichungen (3.5.11) und (3.5.12). Diese können allerdings mit Hilfe der Forderung nach physikalisch sinnvollen Werten für die Parameter aufgelöst werden. Wie schon in Abschnitt 2.1.2 erwähnt, müssen für den Imaginärteil des Brechungsindex und den Realteil des Wellenwiderstandes in einem passiven Medium folgende Bedingungen gelten [Smi02, XChe04]:

$$n_i \geq 0, \quad (3.5.15)$$

$$Z_{r,\text{re}} \geq 0. \quad (3.5.16)$$

Durch diese physikalischen Randbedingungen sind die Parameter bis auf  $n_{\text{re}}$  eindeutig zu bestimmen. Zur Auflösung der verbleibenden Mehrdeutigkeit bei der Wahl des korrekten Astes beim Realteil des Brechungsindex wird empfohlen, die S-Parameter von einer möglichst dünnen Probe zu ermitteln. In diesem Fall sind die verschiedenen Äste sehr deutlich voneinander abgetrennt und es kann mit der Forderung nach einem stetigen Verlauf der Parameter der korrekte Ast ausgesucht werden. Es gibt auch Ansätze, bei denen mit Hilfe von rekursiven Berechnungsmethoden der Realteil von  $\underline{n}$  eindeutig bestimmt werden kann [XChe04]. Die Bedingungen nach (3.5.15) und (3.5.16) sollten jedoch auch nicht immer angewendet werden, denn es können spektrale Bereiche auftreten, in denen der Betrag der Parameter sehr kleine Werte annimmt. Gerade dort können kleine Störungen und Sprünge bei den Streuparametern, wie sie durch Rauschen oder die verbleibende Ungenauigkeit der Simulationen hervorgerufen werden, dazu führen, dass sich das Vorzeichen eines der kritischen Werte umdreht. Für diesen Fall ist in [XChe04] eine Alternative beschrieben, die ausnutzt, dass die Parameter  $\underline{n}$  und  $\underline{Z}_r$  selbst miteinander verknüpft sind. Es wird eine

Schwelle für den Betrag des Realteils des Wellenwiderstandes definiert. Solange diese Schwelle nicht unterschritten wird, können die Vorzeichen so bestimmt werden, wie oben beschrieben. Ist jedoch  $|Z_{r, \text{re}}|$  kleiner als die gesetzte Grenze, so wird der Brechungsindex über

$$\exp(-jnk_0d) = \frac{\underline{S}_{21}}{1 - \underline{S}_{11} \frac{Z_r - 1}{Z_r + 1}} \quad (3.5.17)$$

bestimmt, wobei das Vorzeichen des Wellenwiderstands so zu wählen ist, dass die Bedingung nach Gleichung (3.5.15) erfüllt ist, auch falls dadurch  $Z_{r, \text{re}}$  negativ werden sollte.

Der größte Vorteil der Inversionsmethode besteht darin, dass aus einer einzigen Messung bzw. Simulation der Streuparameter alle frequenzabhängigen Materialparameter bestimmt werden können. Zusätzlich werden lediglich die einfach zu bestimmenden Streuparameter eines zu charakterisierenden Stückes des entsprechenden Metamaterials benötigt. Der wohl größte Nachteil dieser Methode ist die Mehrdeutigkeit beim Realteil des komplexen Brechungsindex, die nicht eindeutig oder nur mit großer Mühe aufgelöst werden kann. Ein weiterer Aspekt, der bisher noch nicht angesprochen wurde, ist die in allen Formeln auftretende Dicke des Materials, das untersucht wird. Bei den künstlich hergestellten Metamaterialien fallen die effektiven Grenzflächen im Allgemeinen nicht mit den physischen Grenzen der Strukturen zusammen. Vor allem bei planaren Strukturen (z.B. „Cut Wires“) kann es zu Abweichungen kommen. In [XChe04] ist zwar auch für dieses Problem eine Lösung vorgeschlagen worden, diese ist allerdings wiederum mit einem hohen Aufwand verbunden, da das Material für unterschiedliche Dicken analysiert werden muss. Dabei sollten die ermittelten Materialparameter bei der Wahl der korrekten Wahl des Parameters  $d$  für alle berechneten Schichtzahlen konstant sein. Ein Problem bei dieser Methode stellen die, im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, Kopplungen zwischen den resonanten Elementen und die dadurch hervorgerufenen Änderungen der effektiven Parameter für unterschiedliche Schichtdicken dar. Es kann hier nicht mehr eindeutig unterschieden werden, ob die beobachteten Änderungen durch die Kopplungen oder durch eine falsche Wahl des Parameters verursacht werden.

Auch die gemachte Annahme, dass das Metamaterial durch ein homogenes Material ersetzt werden kann, ist nur bedingt gültig, da besonders in der Nähe der benötigten Resonanzen der Brechungsindex sehr groß werden kann. Die Wellenlänge im Medium wird damit so weit verkleinert, dass die Grundforderung bei der Definition eines Metamaterials nach Strukturen

kleiner als die Wellenlänge nicht mehr erfüllt ist. Über das Verhalten in diesem Bereich gibt es selbst in der Literatur eine gespaltene Meinung [XChe04]. Doch selbst in dem Fall, in dem die Bedingung an das Verhältnis zwischen der Wellenlänge und der Strukturgröße erfüllt ist, hat die periodische Anordnung des Metamaterials noch einen Einfluss auf das Transmissions- und Reflexionsverhalten der Struktur. In einer Erweiterung der klassischen Inversionsmethode ist ein Verfahren entstanden, das die Einflüsse der Strukturen und der Periodizität voneinander trennt [Smi05, Kos05]. Dadurch konnten einige unerwartete Beobachtungen, wie die antiresonante Kopplung der beiden Parameter bei einer Resonanz [Kos03] der Periodizität zugeschrieben werden [Kos05]. In den genannten Studien hat sich auch gezeigt, dass bis hin zu einer Wellenlänge, die 30-mal größer als die Strukturabmessungen ist, noch ein Einfluss der periodischen Anordnung zu beobachten ist. Die meisten in der Literatur vorgestellten Metamaterialien liegen in einer Art Grauzone zwischen einem echten effektiven Medium und dem Bereich, in dem die Streuung das Verhalten dominiert. Die klassische Inversionsmethode liefert in diesem Zwischenbereich dennoch physikalisch sinnvolle Parameterwerte und kann somit weiterhin angewendet werden [Smi05]. Ein weiterer Punkt, der nicht außer Acht gelassen werden darf ist, dass die vorgestellte Inversionsmethode nicht dazu in der Lage ist, Materialien mit auftretender Bianisotropie korrekt zu beschreiben. In diesem Fall müssen die Streuparameter für verschiedene Konfigurationen der einfallenden Welle bekannt sein, womit über eine spezielle Methode dann die korrekten Parameterwerte berechnet werden können [XChe05].

### 3.5.3.2 Die erweiterte Inversionsmethode

Für die Berechnung der effektiven Parameter der im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Metamaterialien wird eine Kombination aus der klassischen Inversionsmethode mit der Interpretation des Phasenverlaufes entlang einer Geraden verwendet. Führt man sich die Nachteile bei der Rechnung mit den S-Parametern nochmals vor Augen, so waren die gravierenden Aspekte die Mehrdeutigkeit beim Realteil des Brechungsindex, sowie die korrekte Bestimmung der effektiven Schichtdicken. Genau diese beiden Größen lassen sich ohne die Notwendigkeit weiterer Mittelungen oder Optimierungen direkt aus dem örtlichen Verlauf der Phase des elektrischen Feldes ablesen. Die effektive Dicke ergibt sich als der Abstand der beiden Punkte, in denen sich das Vorzeichen der Steigung des Phasenverlaufs umdreht. Mit dieser Größe werden dann nach den Vorgaben aus Abschnitt 3.5.3 die effektiven Parameter der Struktur berechnet. Auch der größte Nachteil, nämlich die Mehrdeutigkeit beim Realteil des Brechungsindex, kann über den Phasenverlauf abgefangen werden. Über die daraus bestimmbare effektive Dicke der Struktur sowie dem gesamten über

diese Distanz erworbenen Phasenunterschied lässt sich der Realteil des Brechungsindex an ausgewählten Stützstellen eindeutig bestimmen. Diese Methode liefert zwar keine präzisen absoluten Werte für den Brechungsindex, für die Auswahl des korrekten Asts bei der Inversion der Streuparameter ist die Genauigkeit jedoch absolut ausreichend. Zwischen den Stützstellen wird die Tatsache ausgenutzt, dass der Brechungsindex in einem homogenen Material nicht springen darf. Durch den nur geringfügig höheren Mehraufwand der Auswertung des Phasenverlaufes an den Stützstellen lassen sich alle Mehrdeutigkeiten der Inversionsmethode ausgleichen. Diese Methode bietet somit eine schnelle und einfache Bestimmung der Parameter über ein breites Frequenzspektrum.

## 4 Die Doppel-Kreuz Struktur

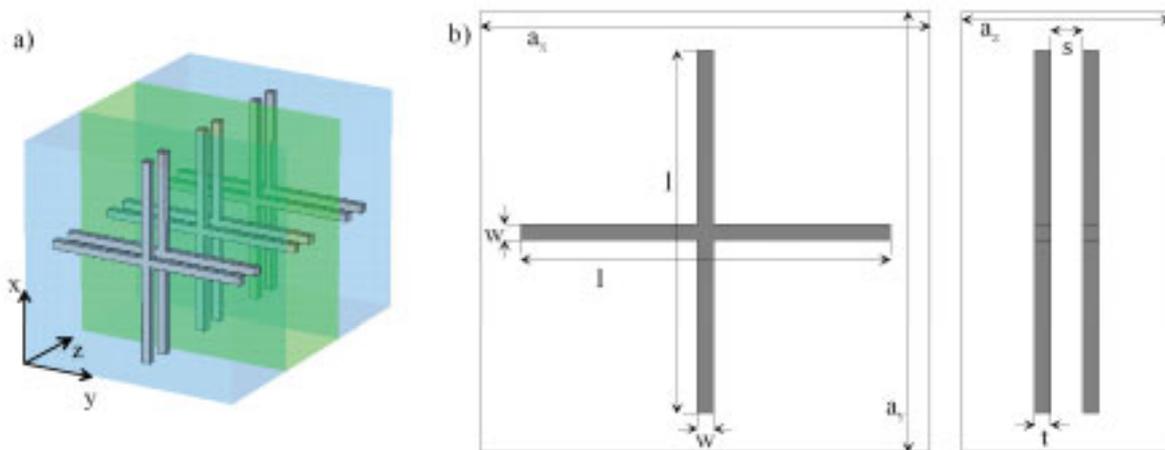
Im folgenden Kapitel wird ein neues Design zur Konstruktion eines negativ brechenden Mediums vorgestellt. Im einleitenden Abschnitt werden die Notwendigkeit sowie die Anforderungen an ein neuartiges Design diskutiert und die neue Geometrie kurz vorgestellt. Einer prinzipiellen Untersuchung der grundlegenden Eigenschaften dieses neuen Metamaterials mit Hilfe von Simulationen schließt sich eine experimentelle Charakterisierung der Materialeigenschaften an. Die Herstellung und experimentelle Untersuchung der Metastruktur teilt sich in zwei Abschnitte auf. Zunächst wird die Struktur für den Mikrowellenbereich implementiert und die negative Refraktion direkt nachgewiesen. Anschließend wird gezeigt, dass die besonderen Eigenschaften der Doppel Kreuze eine effiziente Adaption der Struktur für den Terahertz Bereich erlaubt.

### 4.1 Geometrischer Aufbau und Funktionsprinzip

Ein entscheidender Nachteil der in Abschnitt 3.4 vorgestellten linkshändigen Metamaterialien ist die starke Abhängigkeit der Eigenschaften von der Polarisierung der einfallenden Welle. Die gesamten Design-Vorschläge aus diesem Abschnitt weisen die beschriebene Funktionalität nur für eine bestimmte Orientierung des elektrischen Feldstärkevektors auf. Eines der Hauptziele beim Entwurf neuartiger Strukturen ist die Realisierung symmetrischer Elementarzellen, bei denen das beschriebene polarisationsabhängige Verhalten vermieden werden kann. Des Weiteren soll das Metamaterial so beschaffen sein, dass die Implementierung für einen möglichst großen Bereich des elektromagnetischen Spektrums zumindest theoretisch möglich ist. Diese Forderung ist gleichzusetzen mit zwei wesentlichen Gesichtspunkten, die von der Geometrie zu erfüllen sind. Der Aufbau der metallischen Strukturen muss möglichst einfach gehalten werden, damit die Herstellung auch bei sehr kleinen Abmessungen, also für hohe Frequenzen, noch möglich ist. Zusätzlich muss der benötigte magnetische Resonator so aufgebaut sein, dass er, ähnlich wie bei den „Cut Wires“ und dem Fischnetz, eine Kopplung des Feldes bei senkrechtem Einfall ermöglicht. Ein weiteres Kriterium, auf das immer geachtet werden muss, sind die auftretenden Verluste. Die Dämpfung in einem neuen Design sollte besser oder zumindest vergleichbar mit der, in bekannten Strukturen erreichten, Leistungsfähigkeit sein.

Eine mögliche Lösung zur Erfüllung der genannten Forderungen bietet die Doppel-Kreuz Struktur aus Abbildung 4.1.1. Durch die Kombination zweier orthogonaler Drahtpaare, mit denen ein negativer Brechungsindex bereits nachgewiesen wurde, entsteht eine symmetrische

Elementarzelle. Die Funktionalität dieser Struktur hängt somit nicht mehr von der Orientierung des elektrischen Feldstärkevektors ab, so lange sich dieser in der Ebene der Kreuze befindet [Mac89]. Zusätzlich steht einer möglichen Realisierung bei Frequenzen oberhalb des Mikrowellenbereichs wegen der einfachen Geometrie und des korrekt orientierten magnetischen Resonators generell nichts im Weg.



**Abbildung 4.1.1** a) Schematischer Aufbau des Doppel-Kreuz Metamaterials bestehend aus drei Elementarzellen in Ausbreitungsrichtung  
b) Front- und Seitenansicht der Elementarzelle der Doppel Kreuze mit den geometrischen Parametern

Da es sich bei den Kreuzen um eine Erweiterung der „Cut-Wire Pair“ Struktur aus Abschnitt 3.4.2.1 handelt, ist die prinzipielle Funktionsweise identisch. Die Kreuzstreben alleine wirken wie kleine elektrische Dipole, die in einem begrenzten Frequenzbereich oberhalb der Dipolresonanz zu einer negativen Permittivität führen. Durch die Einbringung des zweiten Kreuzes entsteht ein zusätzlicher Schwingkreis, der durch das magnetische Feld angetrieben wird und damit im Bereich oberhalb der Resonanzfrequenz zu einer negativen Permeabilität führt. Es muss lediglich dafür Sorge getragen werden, dass die beiden erwähnten Resonanzen einen spektralen Überlapp aufweisen, in dem beide Parameter negativ werden und somit ein effektiver negativer Brechungsindex entsteht. In den folgenden Abschnitten schließen sich sowohl numerische als auch experimentelle Untersuchungen der Doppel-Kreuz Struktur in verschiedenen Spektralbereichen an, in denen eindeutig gezeigt wird, dass durch die Struktur ein negativer Brechungsindex hervorgerufen wird.

## 4.2 Numerische Verifikation des negativen Brechungsindex

Sämtliche in dieser Arbeit gezeigten Simulationen sind mit Hilfe der Software CST Microwave Studio<sup>®</sup> durchgeführt worden. In diesem Abschnitt soll zunächst eindeutig gezeigt werden, dass mit Hilfe der Doppel-Kreuz Struktur ein Metamaterial mit einem negativen

Brechungsindex aufgebaut werden kann. Dazu werden die Kreuze aus perfekt leitendem Metall modelliert und in Vakuum eingebettet, was zur Untersuchung der prinzipiellen Eigenschaften ausreichend ist. Für die folgenden Simulationen werden die, in Abbildung 4.1.1 eingezeichneten, geometrischen Abmessungen der Struktur wie folgt gewählt:  $l = 5$  mm,  $w = t = 0.2$  mm,  $a_x = a_y = 5,5$  mm,  $a_z = 2,5$  mm,  $s = 0,5$  mm. Werden die Kreuzstreben als schlanke Dipolantennen aufgefasst, so ergibt sich als Abschätzung für die zugehörige Resonanzfrequenz ein Wert von ungefähr 30 GHz. Die Simulationen werden in einem Frequenzband zwischen 23 und 32 GHz durchgeführt. Durch die Verwendung periodischer Grenzflächen reicht es aus, lateral eine einzelne Elementarzelle zu modellieren. Die Ergebnisse entsprechen dann denen einer in x- und y- Richtung unendlich ausgedehnten planparallelen Platte des Metamaterials, auf die eine ebene, linear polarisierte Welle auftrifft. Für eine erste Untersuchung des Verhaltens der Struktur wird die Amplitude des Streuparameters S21, also die Transmission, untersucht. In Abbildung 4.2.1 wird die Transmission der Doppel-Kreuz Struktur mit der Transmission von Einzelkreuzen verglichen. In beiden Fällen wird eine Struktur bestehend aus sieben Elementarzellen in Ausbreitungsrichtung untersucht.

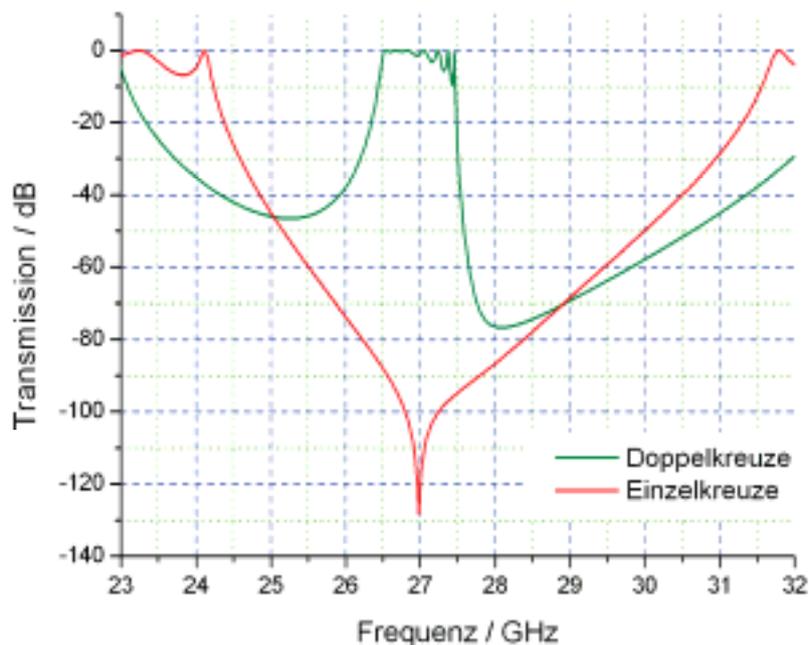
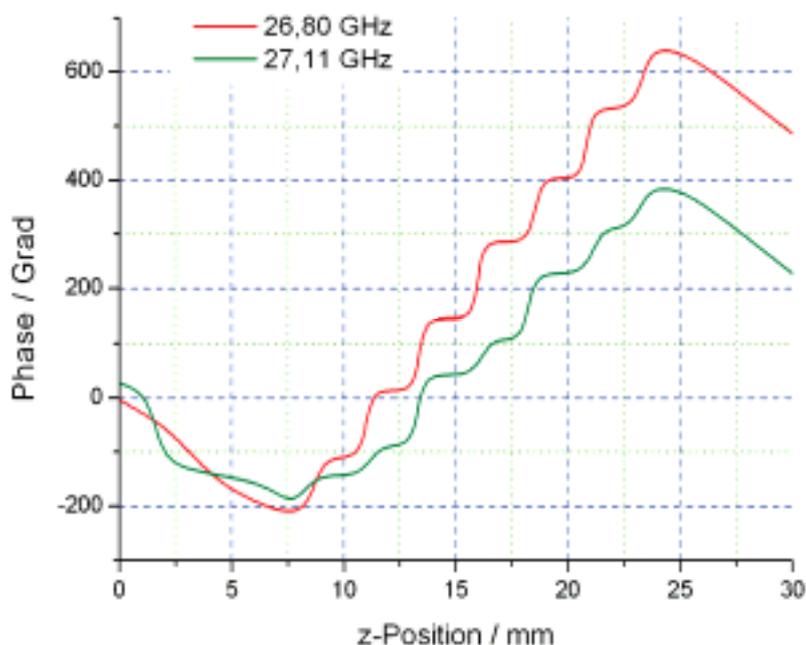


Abbildung 4.2.1 Gegenüberstellung der Transmission der Doppel Kreuze und der Einzelkreuze [Imh06]

Die Kurve für die Einzelkreuze weist ein sehr ausgeprägtes Stoppband auf, das durch die negative effektive Permittivität bei der Dipolresonanz der Kreuze hervorgerufen wird. Das

spektrale Minimum befindet sich bei der Resonanzfrequenz der Kreuzstreben, die mit 27 GHz in etwa dem, durch die einfache Abschätzung, gewonnenen Wert entspricht. Durch das Einbringen des zweiten Kreuzes in die Elementarzelle und das damit verbundene Auftreten einer zusätzlichen magnetischen Resonanz verändert sich das Transmissionsverhalten der Struktur erheblich. Es entsteht ein Frequenzband in dem sowohl die effektive Permittivität als auch die Permeabilität negativ werden. In Summe formiert sich ein Bereich mit einem negativen Brechungsindex, wodurch sich das Auftreten des Passbandes innerhalb des Sperrbereiches der Einzelkreuze erklären lässt. Die im Transmissionsband zu beobachteten Oszillationen sind eine Ursache der Kopplungen zwischen den verschiedenen Resonatoren und die dadurch leicht verschobenen Resonanzfrequenzen der einzelnen Kreuze [Ler06]. In diesen Beispielen ist dieses Verhalten aufgrund der nicht vorhandenen Verluste sehr ausgeprägt. Wie bereits in Kapitel 3.5.1 festgestellt worden ist, kann das in Abbildung 4.2.1 beobachtete Verhalten lediglich als ein Indiz für einen möglichen negativen Brechungsindex angesehen werden. Zur eindeutigen Charakterisierung der Struktur müssen die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Methoden angewandt werden. Als einfachste Möglichkeit zur eindeutigen Bestimmung des Vorzeichens des effektiv wirksamen Brechungsindex bietet sich die Analyse des örtlichen Phasenverlaufes des elektrischen Feldes an. In Abbildung 4.2.2 ist der simulierte Phasenverlauf bei zwei verschiedenen Frequenzen innerhalb des beobachteten Transmissionsbandes dargestellt.



**Abbildung 4.2.2** Verlauf der örtlichen Phase bei zwei unterschiedlichen Frequenzen im Transmissionsband

Bei beiden gezeigten Frequenzen kehrt sich die Steigung des Phasenverlaufs innerhalb des künstlichen Materials um. Dieser Sachverhalt ist ein klarer Beweis für den im Metamaterial wirksamen negativen effektiven Brechungsindex. Des Weiteren lässt sich erkennen, dass die Metastruktur eine starke Dispersion aufweist, da sich die beim Durchlaufen des Materials akkumulierten Phasen bei den beiden Frequenzen stark unterscheiden. Mit Hilfe der Methode aus Abschnitt 3.5.2.2 lässt sich der Wert des Realteils des effektiven Brechungsindex bestimmen. Für die Kurve bei 27,11 GHz ergibt sich ein Wert  $n_{re} = -1,31$ .

Die Beschreibung des vorgestellten Metamaterials mittels eines negativen Brechungsindex, soll durch Simulationen der internen Feldverteilung bei schräg einfallenden Wellen weiter gefestigt werden. Aufgrund der negativen Brechung der Strahlung an der Grenzschicht zwischen dem Metamaterial und dem umgebenden Vakuum müssen die Phasenfronten innerhalb der künstlichen Struktur einen, im Vergleich zur einfallenden Strahlung, negativen Neigungswinkel besitzen. Voraussetzung für eine solche Untersuchung ist natürlich, dass die Feldverteilung innerhalb der Metastruktur so homogen ist, dass sich ebene Phasenfronten mit einem bestimmten Neigungswinkel erkennen lassen. In Abbildung 4.2.3 und Abbildung 4.2.4 sind die simulierten Feldverteilungen bei einer Frequenz von 27,11 GHz auf einer Ebene senkrecht zur y-Achse für einen Einfallswinkel von 15 Grad und von 30 Grad gezeigt. Die Feldverteilung innerhalb des Metamaterials ist sehr homogen und die Neigung der ebenen Phasenfronten ist gut zu erkennen. Die, aus dem oben berechneten Wert des Brechungsindex von -1,31 resultierende Neigung der Phasenfronten ist in den Abbildungen durch gestrichelte Linien markiert. Die Übereinstimmung der Neigungswinkel und damit auch der effektiven Brechzahl ist sehr gut.

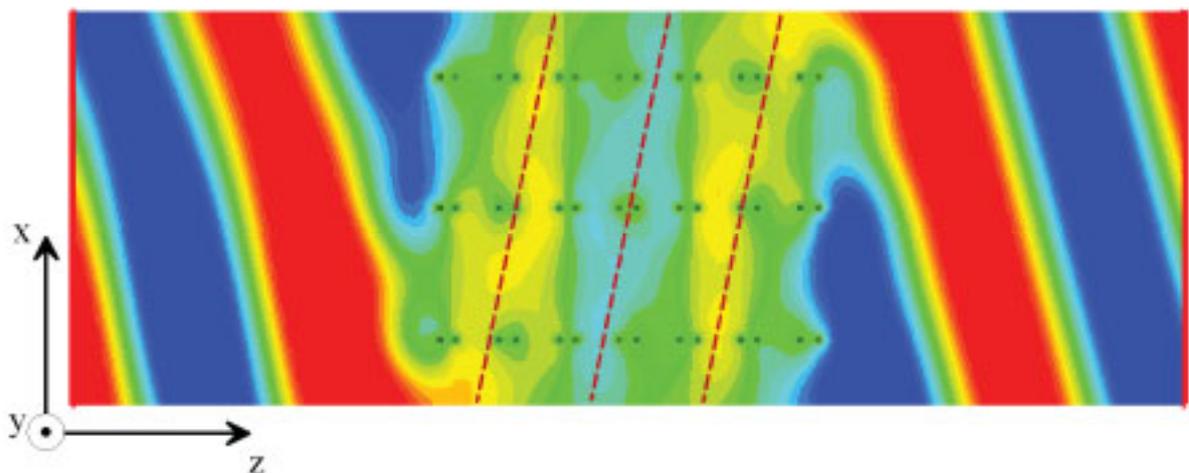
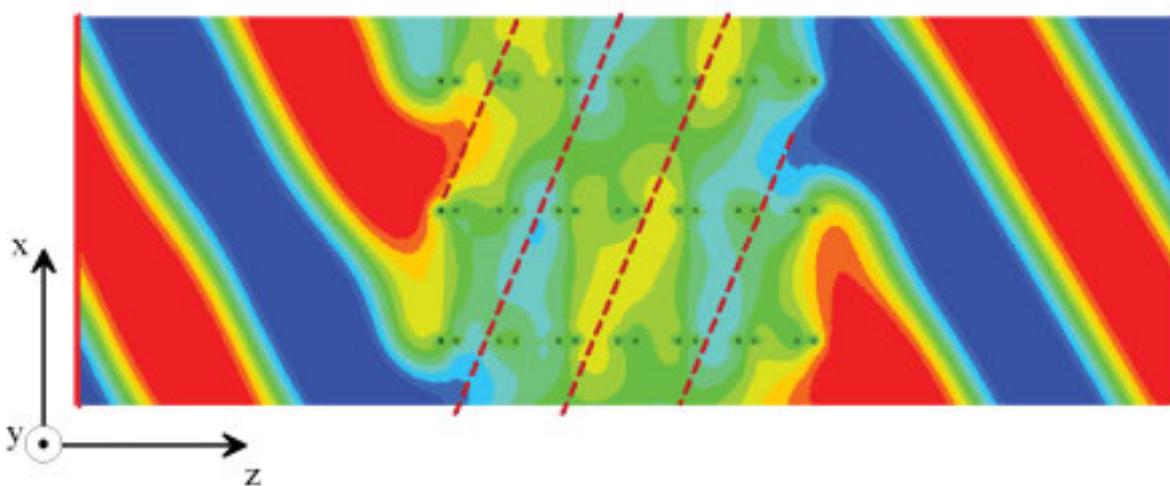


Abbildung 4.2.3 Simulierte Feldverteilung auf einer Ebene senkrecht zur y-Achse für 27.11 GHz bei einem Einfallswinkel von 15 Grad; die gestrichelte Linie repräsentiert die Neigung der Phasenfronten entsprechend des aus dem Phasenverlauf berechneten Wertes von  $n = -1,31$  [Imh06]



**Abbildung 4.2.4** Simulierte Feldverteilung auf einer Ebene senkrecht zur  $y$ -Achse für 27,11 GHz bei einem Einfallswinkel von 30 Grad; die gestrichelte Linie repräsentiert die Neigung der Phasenfronten entsprechend des aus dem Phasenverlauf berechneten Wertes von  $n = -1,31$  [Imh06]

Auch für den größeren Einfallswinkel von 30 Grad (Abbildung 4.2.4) sind die Phasenfronten, obwohl die Feldverteilung jetzt deutlich inhomogener ist, noch zu erkennen. Die Übereinstimmung mit dem theoretisch berechneten Brechungswinkel ist auch in diesem Fall noch deutlich gegeben. Sowohl die glatten Phasenverläufe als auch die homogenen Feldverteilungen zeigen deutlich auf, dass die Beschreibung der Doppel-Kreuz Struktur als ein effektives Medium dem ein Brechungsindex zugewiesen werden kann, korrekt ist.

Durch die vorangegangenen Simulationen hat sich eindeutig gezeigt, dass die Doppel-Kreuz Struktur zu einem linkshändigen Transmissionsband führt. Ein Nachteil der implementierten Kreuze ist die lateral relativ große Elementarzelle. Mit einer Abmessung, die im Bereich des linkshändigen Transmissionsbandes nur knapp unterhalb der halben Wellenlänge liegt, ist die Struktur an der Grenze des Definitionsbereiches eines Metamaterials. In diesem Fall kann es zu einer starken Abhängigkeit des Verhaltens vom Einfallswinkel der Strahlung kommen. Da für die meisten der vorgestellten Anwendungen negativ brechender Medien schräg einfallende Wellen eine entscheidende Rolle spielen, muss getestet werden, wie sich die Transmissionseigenschaften der Struktur bei von Null verschiedenen Einfallswinkeln verändern. Aus diesem Grund werden sowohl für  $s$ - als auch für  $p$ -Polarisation Simulationen der Streuparameter in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Welle ausgeführt. Dabei ist zu erwarten, dass bei schrägem Einfall unter  $p$ -Polarisation eine größere Veränderung des Verhaltens hervorgerufen wird. Für den Anteil des elektrischen Feldstärkevektors, der in Ausbreitungsrichtung zeigt, hat das vorgestellte Metamaterial nicht mehr die gewünschten Eigenschaften, da dieser Feldanteil senkrecht auf den Kreuzstreben steht. Zusätzlich kommt es in diesem Fall zu Bianisotropie, da das elektrische Feld über die kapazitiven Lücken in den

magnetischen Schwingkreis koppelt. Dieser Effekt hat einen starken Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften des Metamaterials und kann sogar dazu führen, dass sich kein Bereich mit einem negativen  $\mu_{\text{eff}}$  mehr ausbildet [Ram05]. Das hätte zur Folge, dass der Brechungsindex nicht mehr negativ wird, was mit dem Verschwinden des Transmissionsbandes einhergeht. Bei s-Polarisation, für die das Design ausgelegt ist, sollten lediglich kleinere Veränderungen feststellbar sein, da nicht mehr das komplette Magnetfeld in den LC-Schwingkreis einkoppeln kann.

Wie erwartet, ist bei s-Polarisation bis zum maximal berechneten Einfallswinkel von 45 Grad die einzige beobachtbare Veränderung ein etwas stärkerer Ripple auf dem Passband. Sowohl die Mittenfrequenz, als auch die Bandbreite des linkshändigen Spektralbereiches bleiben unverändert erhalten, wie in Abbildung 4.2.5 zu erkennen ist.

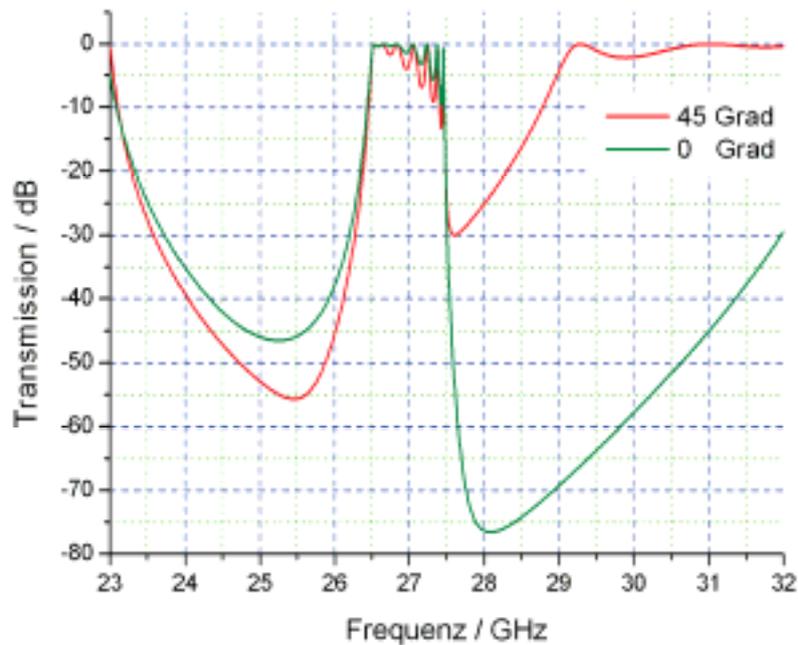
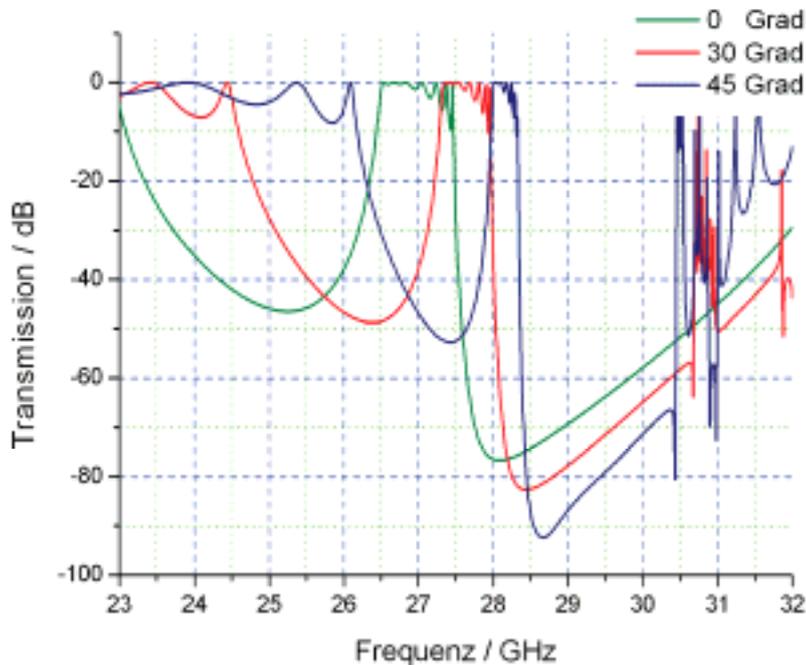


Abbildung 4.2.5 Transmissionskoeffizient in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Welle bei s-Polarisation [Imh06]

Bei p-Polarisation verändert sich das Verhalten der Struktur mit dem Einfallswinkel ganz erheblich. Wie in Abbildung 4.2.6 zu erkennen ist, erfährt das Transmissionsband mit steigendem Einfallswinkel eine Blauverschiebung und die Bandbreite wird deutlich verringert, je größer der Winkel ist. Die Verschiebung der Resonanzfrequenz hin zu höheren Frequenzen kann durch die aus Sicht der Welle schräg stehenden Kreuzstreben erklärt werden. Mit steigendem Einfallswinkel verkürzt sich die effektive Länge der Kreuzstreben, womit die Resonanzfrequenz der Elemente steigt. Das schmalere werdende Transmissionsband

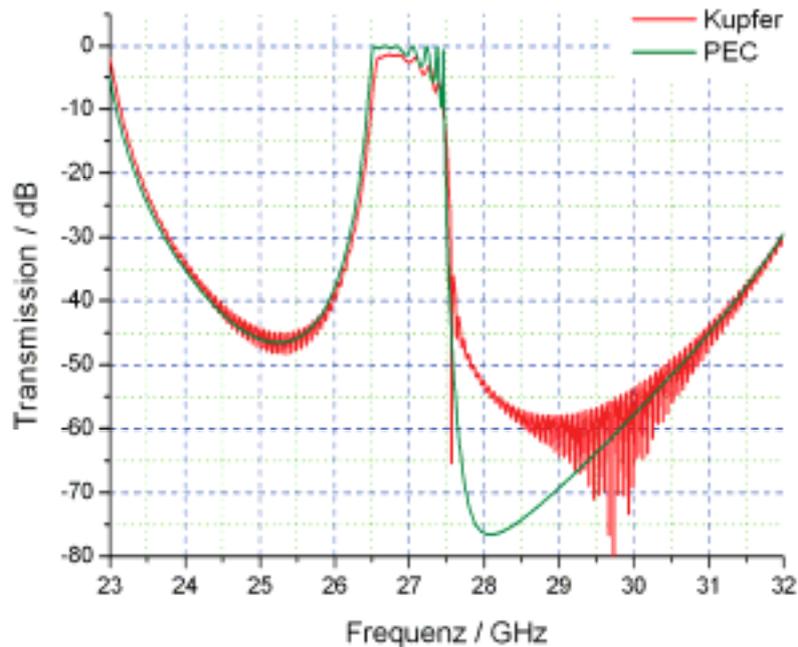
ist wahrscheinlich eine Folge der oben angesprochenen Bianisotropie der Struktur in dieser Konfiguration sowie der schlechteren Kopplung des elektrischen Feldes mit den Kreuzstreben.



**Abbildung 4.2.6** Transmissionskoeffizient in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Welle bei p-Polarisation

In den bisherigen Berechnungen und Analysen ist stets ein verlustfreier perfekter elektrischer Leiter (PEC) zur Modellierung der Kreuze benutzt worden. In der Praxis sind die auftretenden Verluste meistens eine der am schwierigsten zu überwindenden Hürden. Im schlimmsten Fall kann es dazu kommen, dass die benötigten Resonanzen durch die starke Dämpfung derart abgeschwächt werden, dass die Parameter nicht mehr in den negativen Bereich gezogen werden können [Pen99]. Deshalb werden die metallischen Kreuze abschließend mit Hilfe eines verlustbehafteten Metalls modelliert. Es wird zwar immer noch von einem quasi perfekten Leiter ausgegangen, was bedeutet, dass die elektromagnetische Welle nicht in das Metall eindringt. Der Unterschied zu den bisherigen Simulationen liegt in der Modellierung einer endlichen Leitfähigkeit der Metalloberflächen, wodurch den auftretenden ohmschen Verlusten Rechnung getragen wird. In Abbildung 4.2.7 ist der spektrale Verlauf des Betrages von  $S_{21}$  bei einer Modellierung der Kreuze mit der Leitfähigkeit von Kupfer angegeben. Das Transmissionsband, in dem ein negativer Brechungsindex vorherrscht, ist immer noch eindeutig zu erkennen. Die Transmission durch das Metamaterial hindurch erfährt eine Dämpfung von etwa 2 dB. Das Auftreten des Passbandes zeigt klar, dass die Verluste im

Metall nicht groß genug sind, um die Resonanzen, und gleichzeitig auch den negativen Brechungsindex, zu zerstören. Auf den Phasenverlauf aus Abbildung 4.2.2 hat die verlustbehaftete Rechnung keinen merklichen Einfluss. Es bleibt dabei, dass sich im Metamaterial die Steigung der Phase umdreht.



**Abbildung 4.2.7** Transmissionsspektrum der verlustlosen Kreuze im Vergleich zu einer mit Kupfer modellierten Doppel-Kreuz Struktur [Imh06]

Die prinzipielle Funktionsweise des Doppel-Kreuz Metamaterials ist in diesem Abschnitt mittels ausführlicher Simulationen getestet und verifiziert worden. In den nächsten Kapiteln stehen die experimentelle Analyse und Bestätigung des negativen Brechungsindex, sowie eine genauere elektromagnetische Charakterisierung der effektiven Parameter des vorgestellten Metamaterials im Vordergrund.

### 4.3 Realisierung des Metamaterials im Mikrowellenbereich

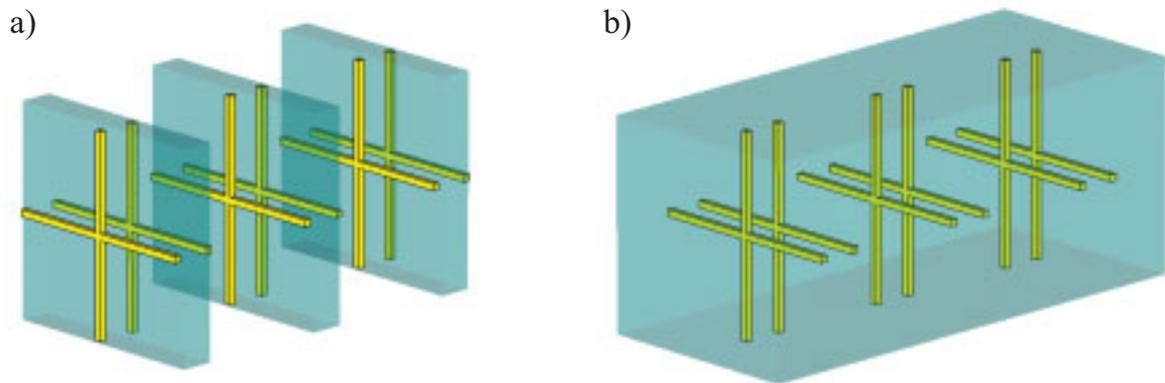
Für die Herstellung der Struktur ist es notwendig, die Geometrie entsprechend der praktischen Möglichkeiten anzupassen. Im Mikrowellenbereich ist die einfachste Möglichkeit zur Herstellung von Metamaterialien die Verwendung von Leiterplatten. Nach dem Ätzen der metallischen Strukturen auf den Platinen müssen diese lediglich noch zu einem dreidimensionalen Metamaterial zusammengefügt werden. Zur Auswahl eines geeigneten Aufbaus müssen jetzt einige Effekte, wie der Einfluss des Hintergrundmaterials, analysiert werden.

### 4.3.1 Einfluss des Hintergrundmaterials

Bei allen bisherigen Simulationen sind die Kreuze in Vakuum platziert worden. Der Einfluss eines Hintergrundmaterials mit einer von Eins verschiedenen Dielektrizitätszahl ist bisher noch nicht diskutiert worden. Für eine Realisierung des Metamaterials sind jedoch zumindest einzelne Platinen als Gerüst, an dem die metallischen Strukturen befestigt sind, erforderlich. Sofern das Hintergrundmaterial homogen ist, ist der primäre Effekt eine mit der Permittivität sinkende Resonanzfrequenz des Metamaterials [Mar02a]. Dieser Effekt kann recht anschaulich über die im Vergleich zu Vakuum reduzierte Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung in einem homogenen Medium erklärt werden. Die Struktur wird aus elektromagnetischer Sicht größer, womit sich die Resonanzfrequenz hin zu kleineren Werten verschiebt. Ein weiterer Aspekt ist das Auftreten zusätzlicher Verluste, da die Leiterplatinen nicht aus idealem Dielektrikum bestehen. Im Mikrowellenbereich ist das verwendete Kupfer noch als annähernd perfekter Leiter anzusehen, somit muss damit gerechnet werden, dass die dielektrischen Verluste deutlich über die, in Abbildung 4.2.7 beobachteten, Verluste im Metall dominieren werden [Mar02b]. In den verschiedenen folgenden Simulationen werden sich jedoch noch weitere, für die Wahl des letztendlich verwendeten Layouts wichtige, Einflüsse erkennen lassen.

Im Hinblick auf die angestrebte Realisierung mit Platinen ergeben sich prinzipiell zwei Möglichkeiten, das Metamaterial aufzubauen. Die einfachste Möglichkeit bietet die Herstellung der Kreuze einer Elementarzelle auf doppelseitig bearbeiteten Platinen. Diese müssen dann lediglich noch mit Hilfe geeigneter Abstandhalter, mit denen der Parameter  $a_z$  eingestellt wird, aufeinander gestapelt werden, um ein dickes Stück Metamaterial zu erhalten. Zwischen den einzelnen Platinen befindet sich in diesem Szenario Luft. Der zweite Ansatz sieht blanke Platinen als Abstandhalter vor. In diesem Fall sind die Kreuze komplett in das dielektrische Platinenmaterial eingebettet. Bei dieser zweiten Realisierungsmöglichkeit gibt es dann noch eine Option. Die blanken Platinen, die innerhalb der Struktur als Abstandhalter benötigt werden, können am Rand des Metamaterials weggelassen werden. Somit kann die Struktur mit und ohne diese Abschlussplatinen realisiert werden. In Abbildung 4.3.1 sind schematische Skizzen der beiden vorgeschlagenen Realisierungsmöglichkeiten zur Veranschaulichung gezeigt. Im Hinblick auf die maximal mögliche Transmission sollte das erste vorgestellte Design etwas besser sein, da insgesamt weniger des dämpfenden Dielektrikums im Gesamtmaterial enthalten ist. Die Ausbildung eines negativen Brechungsindex steht hier jedoch im Vordergrund, so dass als Auswahlkriterium für die am besten geeignete Methode ein möglichst homogener Phasenverlauf innerhalb der Struktur

herangezogen wird. Die genaue Beschaffenheit des Hintergrundmaterials ist keineswegs nebensächlich und kann einen großen Einfluss auf das Verhalten von periodischen Strukturen haben, wie aus dem Bereich der frequenzselektiven Oberflächen (FSS) bekannt ist [Mun00].



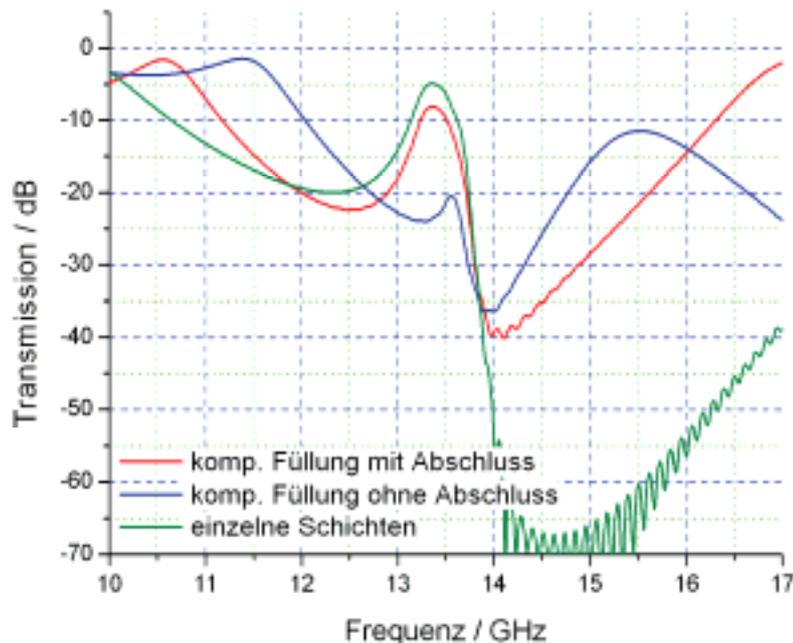
**Abbildung 4.3.1** a) Realisierung durch Stapeln einzelner dünner Schichten mit den Kreuzen  
b) Realisierung des Metamaterials mit einem homogenen Hintergrund

In den folgenden Simulationen wird ein Dielektrikum mit  $\epsilon_r = 4$  benutzt, wobei die auftretenden Verluste in der verwendeten Software über den Verlusttangens

$$\tan(\delta_e(\omega)) = \frac{\epsilon_i(\omega)}{\epsilon_{re}(\omega)} \quad (4.3.1)$$

modelliert werden, der in den folgenden Simulationen auf 0,01 eingestellt wird. Die verwendeten Werte entsprechen in etwa den zu erwartenden Eigenschaften des vorhandenen und für die Herstellung vorgesehenen Platinenmaterials. In Abbildung 4.3.2 sind die Transmissionskurven für die drei vorgeschlagenen Designs dargestellt. Beim Vergleich mit den Kurven aus Abschnitt 4.2 ist zu beachten, dass im hier gezeigten Modell lediglich drei Elementarzellen in Ausbreitungsrichtung berechnet worden sind. Der Einfluss des Hintergrundmaterials ist erheblich. Es kommt, wie erwartet, zu einer Verschiebung des potentiellen linkshändigen Transmissionsbandes zu einer Frequenz von etwa 13,5 GHz. Sehr auffällig ist die sehr starke Abhängigkeit des Verhaltens von den angesprochenen Abschlusschichten beim Modell mit kompletter Füllung. In der Simulation ohne diese Schichten ist der Transmissionspeak um über 10 dB stärker gedämpft als in der anderen Variante. Im weiteren Verlauf wird deshalb nur noch eine Realisierung mit abschließenden dielektrischen Schichten untersucht. Die, durch das Hintergrundmedium verursachten, Verluste schlagen sehr extrem zu Buche, die Struktur weist selbst im Transmissionsmaximum noch eine Dämpfung von 7,5 dB auf. Mit dieser Beobachtung bestätigt sich die Aussage, dass

die Verluste durch das Hintergrundmaterial deutlich über die ohmschen Verluste im Metall dominieren. Wird die beobachtete Dämpfung pro Elementarzelle betrachtet, steht einem Wert von etwa 0,4 dB pro Zelle für die rein ohmschen Verluste ein Wert von 2,5 dB pro Schicht beim Modell mit Hintergrundmaterial gegenüber.

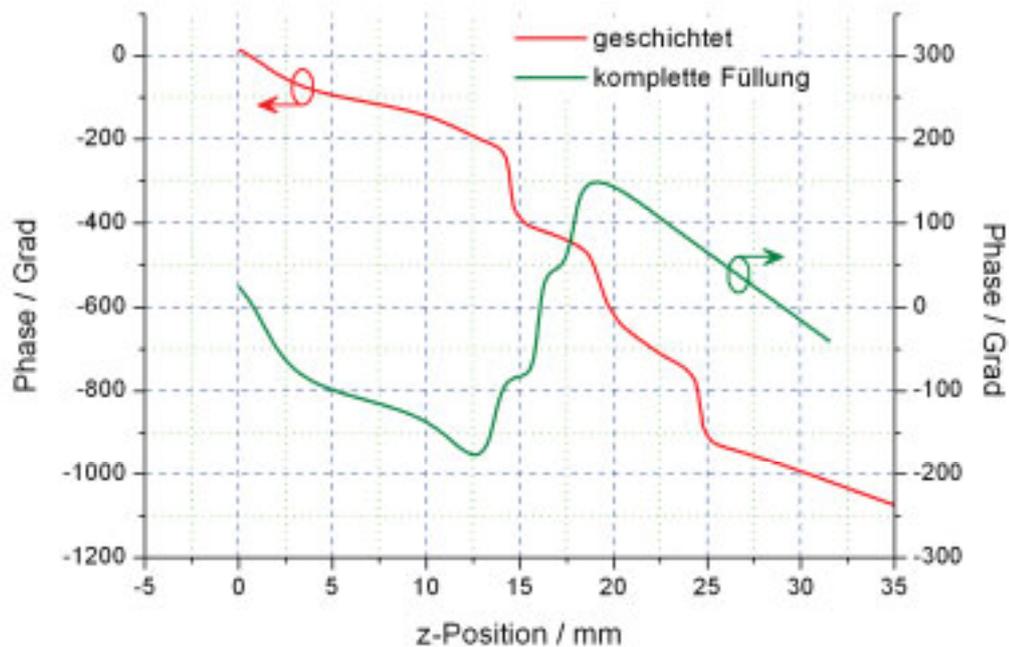


**Abbildung 4.3.2** Vergleich der Transmission der Doppel-Kreuz Struktur in einem homogenen Dielektrikum mit der Struktur gefertigt auf einzelnen Platinen mit Vakuum zwischen den Schichten

Die dritte in Abbildung 4.3.2 gezeigte Kurve resultiert aus der Realisierung des Metamaterials auf einzelnen Schichten des gleichen Hintergrundmaterials. Bei der Verwendung einzelner Platinen mit Luft als Füllmaterial verschiebt sich die Resonanzfrequenz des ursprünglichen Metamaterials nicht so stark wie bei der ersten Simulation. Um eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den Simulationen herstellen zu können, wurde die Geometrie der Elementarzelle angepasst. Die neuen Parameterwerte sind:  $l = 6,2$  mm,  $w = t = 0,2$  mm,  $s = 1$  mm,  $a_x = a_y = 6,5$  mm und  $a_z = 5$  mm. Es ist deutlich zu erkennen, dass die zweite Implementierung im Hinblick auf die Transmissionsverluste erhebliche Vorteile bietet. Die Dämpfung pro Schicht verringert sich um fast ein Dezibel auf 1,6 dB. In beiden Fällen ist das designierte Frequenzband mit einem negativen Brechungsindex deutlich zu beobachten.

Als Auswahlkriterium für die angestrebte Herstellung des Metamaterials wird der Verlauf der ortsabhängigen Phase benutzt. Ist bei der verlustarmen Methode mit einzelnen dielektrischen Schichten durch den Phasenverlauf eindeutig ein effektiver negativer Brechungsindex nachzuweisen, so wird diese Methode gewählt. Die Phasenverläufe der beiden

Metamaterialien bei einer Frequenz von 13,5 GHz sind in Abbildung 4.3.3 dargestellt. Erstaunlicherweise stellt sich lediglich in dem Modell mit homogen gestaltetem Hintergrundmaterial ein, zu einem negativen Brechungsindex passender, Phasenverlauf ein.



**Abbildung 4.3.3** Vergleich des örtlichen Verlaufes der Phase in den beiden untersuchten Realisierungsmöglichkeiten

Im zweiten Design kehrt sich die Steigung des Phasenverlaufes nicht um, womit die Eigenschaften des Mediums nicht mehr über einen negativen Brechungsindex beschrieben werden dürfen. Dieses Beispiel zeigt recht eindrucksvoll, dass die alleinige Beobachtung eines Transmissionsbandes noch nicht zur eindeutigen Feststellung eines linkshändigen Verhaltens ausreicht. Die Modulation des Hintergrundmaterials ähnlich wie bei einem photonischen Kristall führt also zu einem Zusammenbruch der gewünschten Effekte. Eine weitere mögliche Erklärung ist, dass die effektive Wellenlänge in der Struktur so klein wird, dass das periodische Design nicht mehr als ein quasi homogenes Medium, dem ein Brechungsindex zugewiesen werden darf, angesehen werden kann. An dieser Stelle soll angemerkt werden, dass sich selbst nach intensiven Variationen der Parameter keine Umkehr des Phasenverlaufes erreichen ließ. Erst bei der Reduzierung der Dielektrizitätskonstante des Platinenmaterials konnte wieder eine Umkehr der Steigung beobachtet werden. Der erhaltene Phasenverlauf war allerdings nicht monoton, es wechselten sich Bereiche mit positiver und negativer Steigung innerhalb der Struktur ab. In diesem Fall ist es nicht mehr möglich dem Metamaterial eine eindeutige effektive Brechzahl zuzuweisen. Aus diesem Grund wird für die

folgenden Experimente zur Verifikation der negativen Refraktion die Variante mit einem möglichst homogenen Hintergrund bevorzugt.

### 4.3.2 Anpassung der Strukturparameter

Mit Hilfe der vorhandenen Messgeräte lassen sich Analysen des Transmissionskoeffizienten bis zu einer maximalen Frequenz von 12,5 GHz durchführen. Deshalb wird für die praktische Realisierung der Kreuzstruktur eine Operationsfrequenz im X-Band (8,2 – 12,4 GHz) angestrebt. Die Kreuze sollen auf einfachen FR4 Leiterplatten hergestellt werden und danach, da ein möglichst homogenes Hintergrundmaterial benötigt wird, mit Hilfe leerer Platinen zu einem dreidimensionalen Metamaterial zusammengebaut werden. Die Wahl der verschiedenen, in Abbildung 4.1.1 angegebenen, Materialparameter ist bei der Herstellung eingeschränkt. Die Dicke der Metallisierung auf den Platinen und damit der Wert des Parameters  $t$  ist bei allen vorhandenen Platinen 0,035 mm. Während dieser Parameter festgelegt ist, besteht bei anderen Abmessungen eine eingeschränkte Wahlmöglichkeit. Der Abstand der Kreuze in einer Elementarzelle sowie die Gitterkonstante in z-Richtung werden über die Dicke des Platinenmaterials, von dem mit 0,5 mm, 0,8 mm und 1,5 mm lediglich drei Varianten zur Verfügung stehen, eingestellt. Darüber hinaus müssen alle leitenden Teile auf der Platine einen Mindestabstand von 0,2 mm voneinander haben, was bei einer festgelegten Länge der Kreuzstreben die Wahl der lateralen Abmessungen der Einheitszelle einschränkt. Das Design muss über die verbleibenden Freiheitsgrade so angepasst werden, dass sich das linkshändige Transmissionsband im anvisierten Frequenzbereich befindet. Ein Problem in diesem Zusammenhang ist, dass die dielektrischen Eigenschaften des Platinenmaterials nicht genau spezifiziert sind, womit sich die Anforderungen an das Design erhöhen. Die geometrischen Abmessungen der Kreuze müssen so gewählt werden, dass sich bei einer Variation der Dielektrizitätskonstante der Platinen in einem Bereich zwischen 3,5 und 4,5 auf jeden Fall ein eindeutiger linkshändiger Transmissionspeak im X-Band ergibt. Bei der angesprochenen Stapelung der Platinen entsteht natürlich kein perfekt homogener Hintergrund, wie er im vorangegangenen Abschnitt simuliert wurde. Immer dann, wenn eine leere Platine auf eine Kreuzplatte gestapelt wird, entstehen kleine Spalte mit Luft. Es ist jedoch davon auszugehen, dass diese minimale Abweichung keinen Einfluss auf das elektromagnetische Verhalten der Gesamtstruktur haben wird.

Durch die ausgeführten Simulationen, bei denen die angesprochenen Luftspalte beachtet wurden, können die Materialparameter für die Herstellung des Metamaterials auf folgende Werte festgelegt werden:  $l = 7$  mm,  $w = 1,2$  mm,  $t = 0,035$  mm,  $s = 0,8$  mm,  $a_x = a_y = 7,3$  mm und  $a_z = 3,87$  mm. In Abbildung 4.3.4 sind die Transmissionspektren für die beiden

Extremfälle der Dielektrizitätskonstante der Platinen gezeigt. Es ist klar zu erkennen, dass in beiden Fällen das potentielle linkshändige Band innerhalb des angestrebten Frequenzbereiches liegt. Die Untersuchung der örtlichen Phase innerhalb der Transmissionsmaxima in Abbildung 4.3.5 zeigt ebenfalls bei beiden Extremfällen eine klare Umkehr der Steigung im Bereich des Metamaterials.

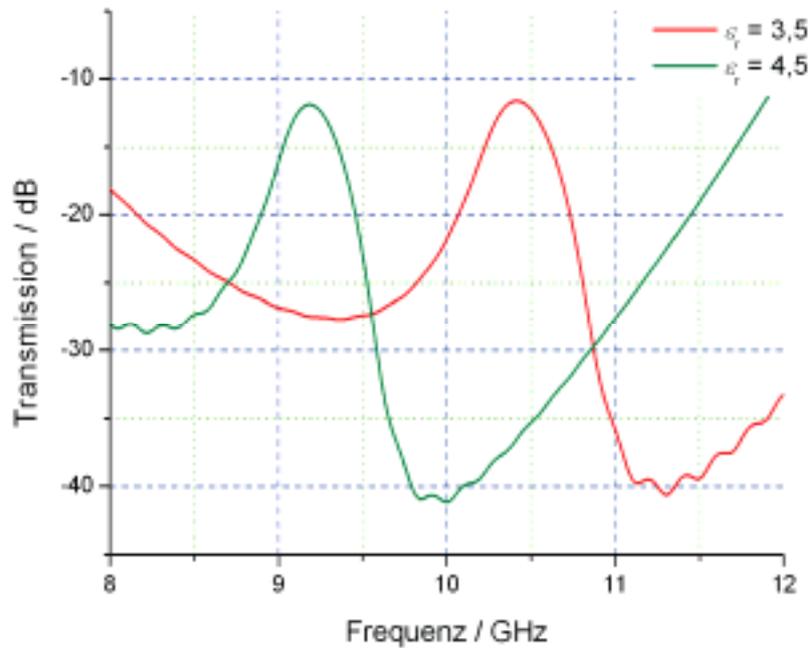


Abbildung 4.3.4 Simuliertes Transmissionsspektrum der Struktur für eine Permittivität der Platinen von 3,5 und von 4,5

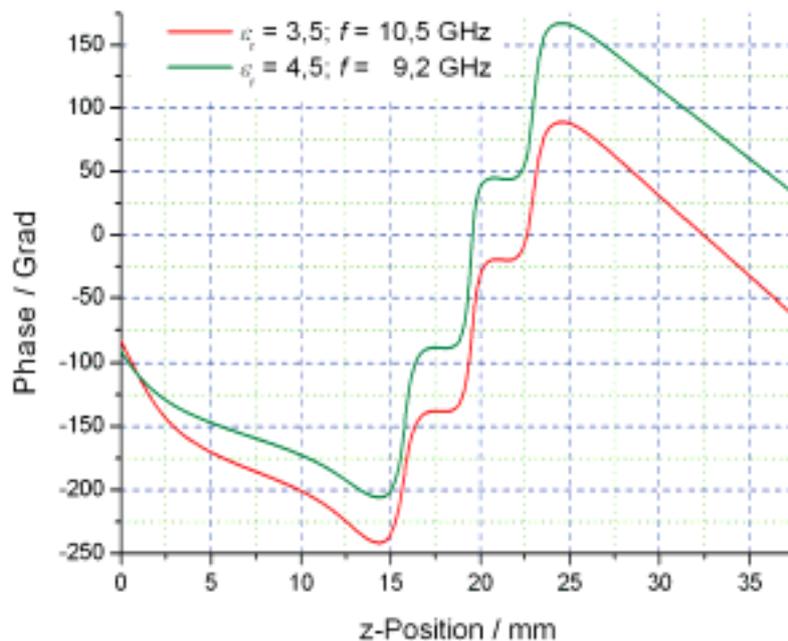


Abbildung 4.3.5 Örtlicher Verlauf der Phase des elektrischen Feldes bei der Struktur mit  $\epsilon_r = 3,5$  bei 10,5 GHz und der Struktur mit  $\epsilon_r = 4,5$  bei 9,2 GHz

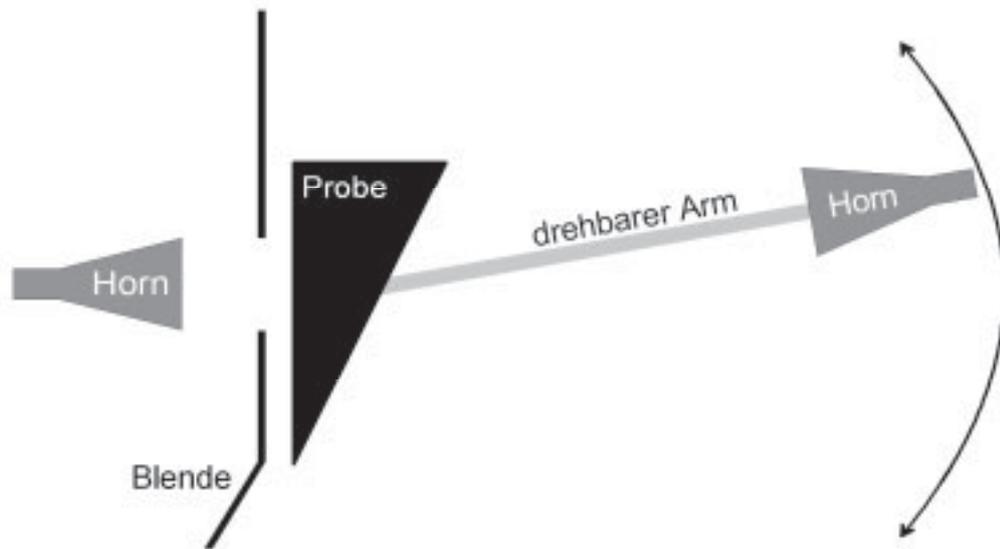
### 4.3.3 Experimentelle Bestätigung der negativen Refraktion

Der folgende Abschnitt befasst sich mit der Herstellung und experimentellen Untersuchung der vorgestellten Doppel-Kreuz Struktur mit den im vorangegangenen Abschnitt bestimmten Abmessungen. Im ersten Schritt wird eine geeignete Methode zur Bestätigung der wichtigsten Eigenschaft, der negativen Refraktion, ausgewählt. Dem Kapitel über die Herstellung des Metamaterials und den Aufbau des Messplatzes schließen sich dann die erzielten Messergebnisse an, die ausführlich mit den gemachten Simulationen verglichen werden.

#### 4.3.3.1 Implementierung des Metamaterials und des Messaufbaus

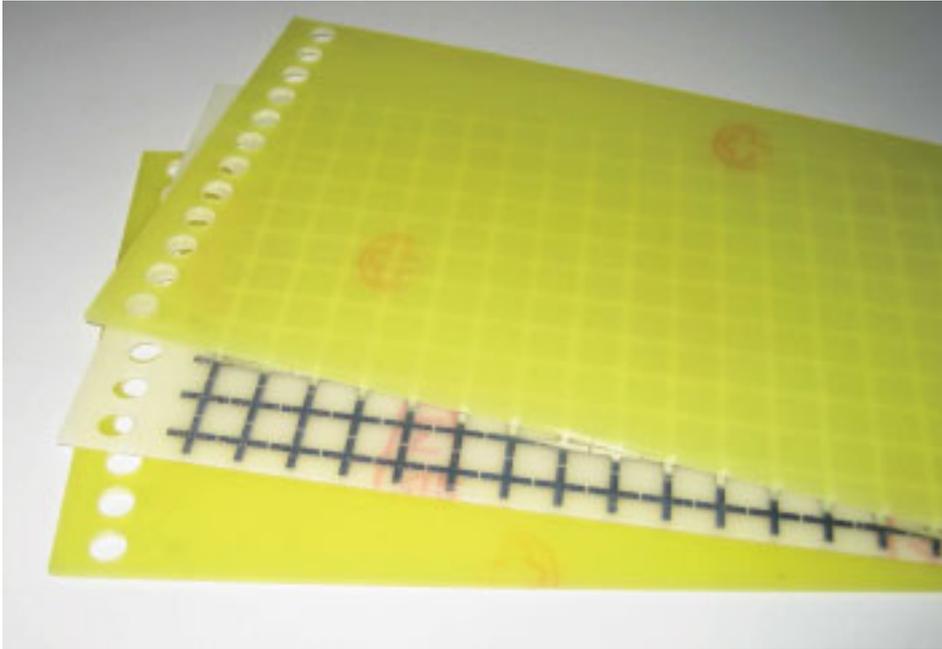
In der Literatur sind prinzipiell zwei unterschiedliche Methoden zur eindeutigen Bestätigung eines negativen Brechungsindex in einem Metamaterial verwendet worden. Die meisten Ansätze verwenden einen Keil bestehend aus dem zu charakterisierenden Material [Slb01, Hou03, Gre03, Ayd05]. Die Strahlung wird senkrecht in eine der Grenzflächen eingekoppelt. Gemessen wird dann der Refraktionswinkel der Strahlung, die wieder aus dem keilförmigen Stück herauskommt. Mit dem Ergebnis dieser Messung kann direkt mit Hilfe des Brechungsgesetzes der zugehörige Index bestimmt werden. Bei der zweiten Methode wird eine planparallele Platte des Metamaterials schräg in den Strahlverlauf der elektromagnetischen Welle gebracht. Aus der klassischen Optik ist bekannt, dass der Strahl in dieser Konfiguration hinter dem Material einen Strahlversatz aufweist. Diese Verschiebung kann in Abhängigkeit vom Brechungsindex des Mediums und der Dicke der Platte berechnet werden, woraus sich wiederum bei einer Messung des Versatzes der Brechungsindex bestimmen lässt [Ran04]. Beide Methoden besitzen ganz spezifische Vor- und Nachteile. Die bedeutend einfachere Herstellung eines planparallelen Metamaterials sowie der etwas einfachere prinzipielle Messaufbau sprechen klar für die zuletzt genannte Methode. Der große Nachteil bei der Messung des Strahlversatzes ist jedoch, dass sich, sofern das Metamaterial nicht außerordentlich dick ist, lediglich sehr kleine Abweichungen, im Allgemeinen kleiner als eine Wellenlänge, zwischen dem Strahlversatz bei positivem und bei negativem Brechungsindex einstellen. Diese geringen Abweichungen liegen nicht mehr im Bereich der potentiellen Messgenauigkeit des Aufbaus, weshalb für die folgende experimentelle Bestätigung des im Doppel-Kreuz Metamaterial wirksamen negativen Brechungsindex, die Messung des Refraktionswinkels eines Keils verwendet wird. Obwohl sich auch diese Methode nicht zu einer präzisen Bestimmung des genauen Wertes der Brechzahl eignet, so kann bei diesem Experiment das Vorzeichen des Index eindeutig über die Richtung, in die die Strahlung abgelenkt wird, bestimmt werden.

Für die Messungen werden ein Gigatronics 900 Signalgenerator und ein HP 8562B Spektrumanalysator verwendet. Zur Abstrahlung und zum Empfang der Mikrowellenstrahlung dienen zwei Standard Horn-Antennen für das X-Band, die mit Koaxial auf Hohlleiter Kopplern der Firma Mirad an die Quelle bzw. Senke angeschlossen sind. Um bei den Transmissionsmessungen die spektralen Einflüsse der verschiedenen Komponenten zu minimieren, wird die Transmissionskurve des Metamaterials auf eine Referenzmessung, die ohne das Material aufgenommen wird, normiert. Für die Messung des Refraktionswinkels bei der Keilstruktur wird eine der Hornantennen fest montiert und dient in einem Abstand von ca. 6 cm vom Keil als Quelle. Die Empfangsantenne wird auf einem rotierbaren Arm befestigt, so dass in einem gleich bleibenden Abstand von 23 cm von der Austrittsfläche des Keils entfernt die winkelabhängige Intensität der transmittierten Strahlung gemessen werden kann. Zwischen dem Sendehorn und dem Metamaterial ist eine Blende eingebracht, die verhindern soll, dass Strahlung detektiert wird, die nicht durch das Metamaterial propagiert ist. Eine Skizze des prinzipiellen Versuchsaufbaus ist in Abbildung 4.3.6 enthalten.



**Abbildung 4.3.6** Schematische Skizze des Versuchsaufbaus zur Messung des Refraktionswinkels der Strahlung an einem Keil

Die Kreuzstruktur wird mit den im vorangegangenen Kapitel ermittelten Geometriedaten auf einer 0,8 mm starken Platine hergestellt. Die Elementarzelle wird durch zwei blanke 1,5 mm dicke Platinen vervollständigt, wie in Abbildung 4.3.7 gezeigt, was zu einer Gitterkonstanten in Ausbreitungsrichtung von 3,87 mm führt. Die Keilstruktur wird durch die Stapelung immer kürzer werdender Platinen realisiert. Der zu vermessende Keil aus Abbildung 4.3.8 besteht an seiner dicksten Stelle aus 14 Elementarzellen.



**Abbildung 4.3.7** Foto einer hergestellten Elementarzelle bestehend aus der 0,8 mm dicken Platine, die die Kreuze und zwei leere 1,5 mm dicke Platinen als Boden- und Deckschicht enthält



**Abbildung 4.3.8** Foto des bei den Messungen verwendeten Metamaterial-Prismas

### 4.3.3.2 Experimentelle Ergebnisse

Als erstes wird das Transmissionsspektrum durch ein drei Elementarzellen dickes Stück des Metamaterials bestimmt. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.3.9 dargestellt. Es zeigt sich ein klares Transmissionsband bei Frequenzen um 10,2 GHz mit einer maximalen Transmission von -12,5 dB. Die beste Übereinstimmung zwischen der Simulation und der Messung ergibt sich für einen Wert der Permittivität der Substrate von  $\epsilon_r = 3,8$ . Die verbleibenden Abweichungen stammen aus den unvermeidbaren Ungenauigkeiten bei der Herstellung der Struktur. Eine der größten Fehlerquellen dabei ist ein leichter Versatz der Kreuze auf den beiden Seiten der Platine zueinander, was zu der beobachteten Verschiebung des Transmissionsbandes hin zu höheren Frequenzen führt [Zho06a]. Ein weiterer Punkt ist, dass das vorhandene Platinenmaterial mit 0,8 mm Dicke von einem anderen Hersteller als die Zwischenplatinen ist. Deshalb kann es ohne weiteres sein, dass die Dielektrizitätszahlen dieser Platinen leicht unterschiedlich sind, was in der Simulation nicht beachtet wurde.

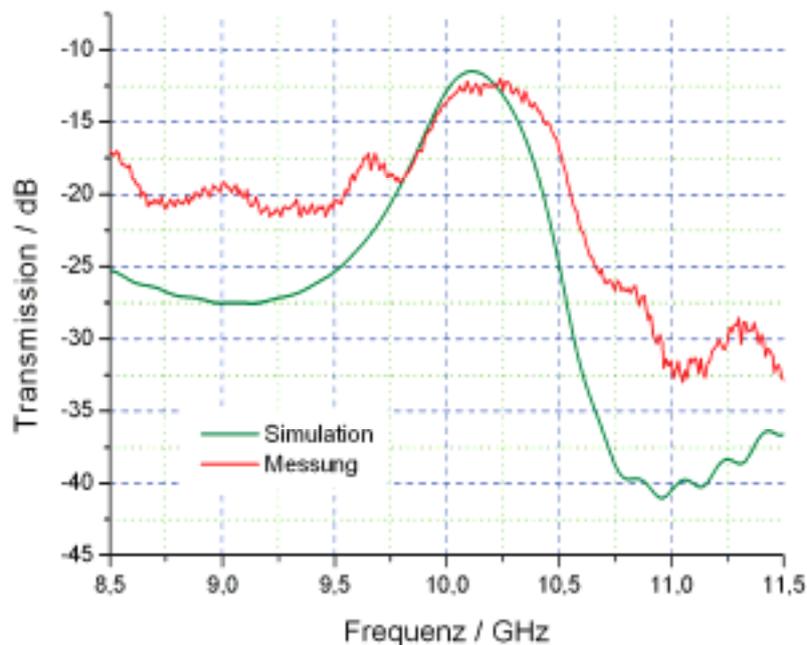
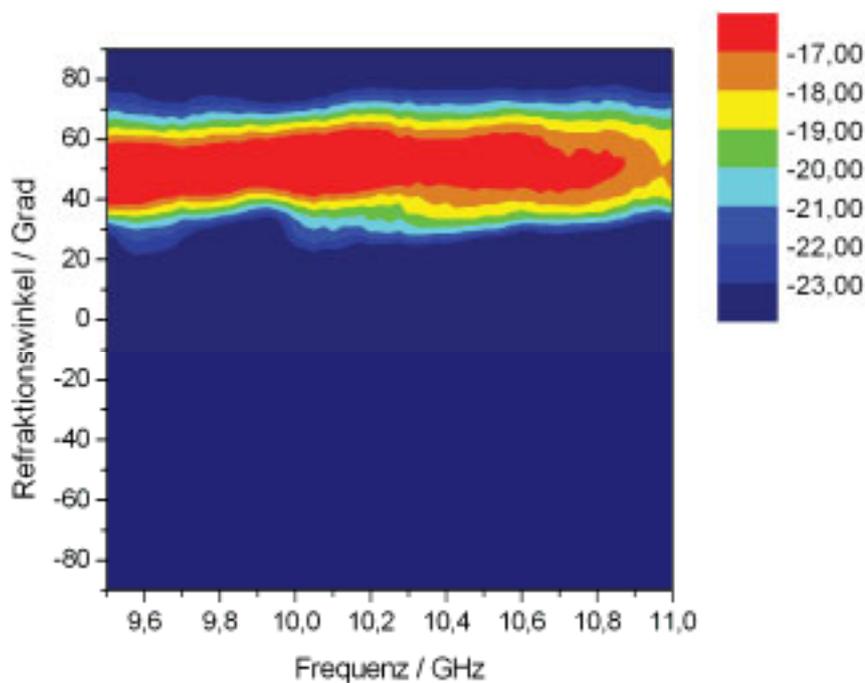


Abbildung 4.3.9 Vergleich der gemessenen und simulierten Transmissionsspektren eines drei Zellen dicken Stückes der Doppel-Kreuz Struktur [Imh09]

Beim folgenden Refraktionsexperiment zum Nachweis des negativen Brechungsindex wird neben der Messung des Metamaterials noch eine weitere Messreihe an einem, aus den blanken Zwischenplatinen zusammengesetzten, Keil durchgeführt. Diese Referenzmessung dient zur Verifikation des Messplatzes, da hier mit einem Keil aus einem Material mit einem positiven Brechungsindex von ca. 1,95 gearbeitet wird. Bei den folgenden Messungen wird

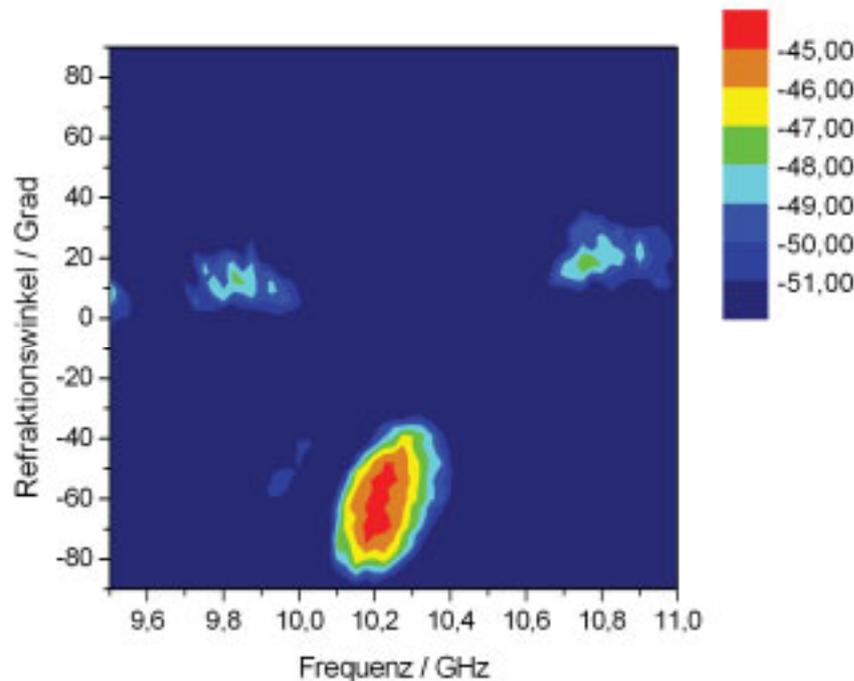
der Bereich von  $-90$  bis  $90$  Grad in  $5$  Grad Schritten abgescannt. An jedem Punkt wird die empfangene Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz zwischen  $9,5$  und  $11$  GHz aufgezeichnet. Das Ergebnis der Messung des FR4 Materials in Abbildung 4.3.10 zeigt das erwartete Verhalten. Das Maximum der empfangenen Leistung liegt über den kompletten untersuchten Frequenzbereich bei einem Winkel von ungefähr  $50$  Grad in positiver Richtung. Mit Hilfe des Brechungsgesetzes (2.3.13) und dem Winkel des FR4 Prismas von  $23$  Grad, der dem Einfallswinkel entspricht, berechnet sich ein Wert von  $1,96$  als Brechungsindex für das Platinenmaterial. Durch Quadrieren des Brechungsindex ergibt sich die Permittivität des Platinenmaterials, die mit  $3,84$  eine gute Übereinstimmung mit dem, durch die Simulationen abgeschätzten Wert, von  $3,8$  zeigt.



**Abbildung 4.3.10** Winkelabhängige Verteilung der empfangenen Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz der elektromagnetischen Strahlung für den FR4 Keil [Imh09]

Die Messung des Metamaterials zeigt ein deutlich unterschiedliches Verhalten, wie in Abbildung 4.3.11 zu sehen ist. In diesem Fall ist in einem begrenzten Frequenzbereich, der genau mit dem beobachteten Transmissionsband aus Abbildung 4.3.9 übereinstimmt, eine klare Refraktion der einfallenden Welle in Richtung negativer Winkel zu beobachten. Es zeigt sich zudem ein sehr stark dispersives Verhalten der Struktur, was an den stark von der Frequenz abhängigen Winkeln zu erkennen ist. Bei einer Änderung der Frequenz von  $10,2$  GHz auf  $10,3$  GHz verschiebt sich der entsprechende Refraktionswinkel um ungefähr zehn Grad von  $-60$  auf  $-50$  Grad. Aus den beiden gemessenen Winkeln folgt nach dem

Brechungsgesetz für den Realteil des Brechungsindex des Metamaterials ein Wert von  $-1,86$  bzw.  $-1,65$  bei den entsprechenden Frequenzen.



**Abbildung 4.3.11** Winkelabhängige Verteilung der empfangenen Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz der elektromagnetischen Strahlung für den Metamaterial Keil [Imh09]

Um den gemessenen Brechungsindex und die starke Dispersion mit den numerischen Ergebnissen vergleichen zu können, wird die in Abschnitt 3.5.3 vorgestellte Inversionsmethode benutzt, um die effektiven Materialparameter der Doppel Kreuze zu bestimmen. Das Ergebnis der Berechnungen im Frequenzbereich um das Transmissionsband ist in Abbildung 4.3.12 zu sehen. Der Brechungsindex sowie die Permittivität sind über das komplette untersuchte Frequenzband negativ, während die Permeabilität nur in einem eher schmalen Bereich zwischen 9,9 GHz und 10,5 GHz negativ wird. Wie bereits in Kapitel 2.1.2 besprochen wurde, müssen nicht immer die Realteile beider Parameter negativ sein, damit auch der zugehörige Realteil des Brechungsindex kleiner als Null ist. Die Verluste, die sich im Imaginärteil des Brechungsindex äußern, sind jedoch in dem Bereich, in dem die Realteile beider Parameter negativ sind, am kleinsten. Deshalb kann eigentlich nur in diesem Bereich von linkshändiger Transmission gesprochen werden. Der Realteil der berechneten effektiven Brechzahl ist mit  $-2,4$  bei 10,2 GHz und  $-1,9$  bei 10,3 GHz um etwa 20 Prozent größer als bei der Messung, das dispersive Verhalten der Struktur hingegen zeigt eine gute qualitative Übereinstimmung zwischen der Messung und der Simulation. Diese Beobachtung zeigt klar auf, dass das hergestellte Material im untersuchten Frequenzbereich als ein effektives Material mit den bestimmten Materialparametern beschrieben werden kann und dass die

beobachteten negativen Refraktionswinkel nicht durch Beugungseffekte hervorgerufen werden. Ein weiteres Indiz, das diese Behauptung untermauert ist der, in der Referenzmessung beobachtete, positive Brechungswinkel, obwohl der FR4 Keil genau wie der Metamaterial Keil ein Treppenprofil anstatt einer glatten Grenzfläche hat.

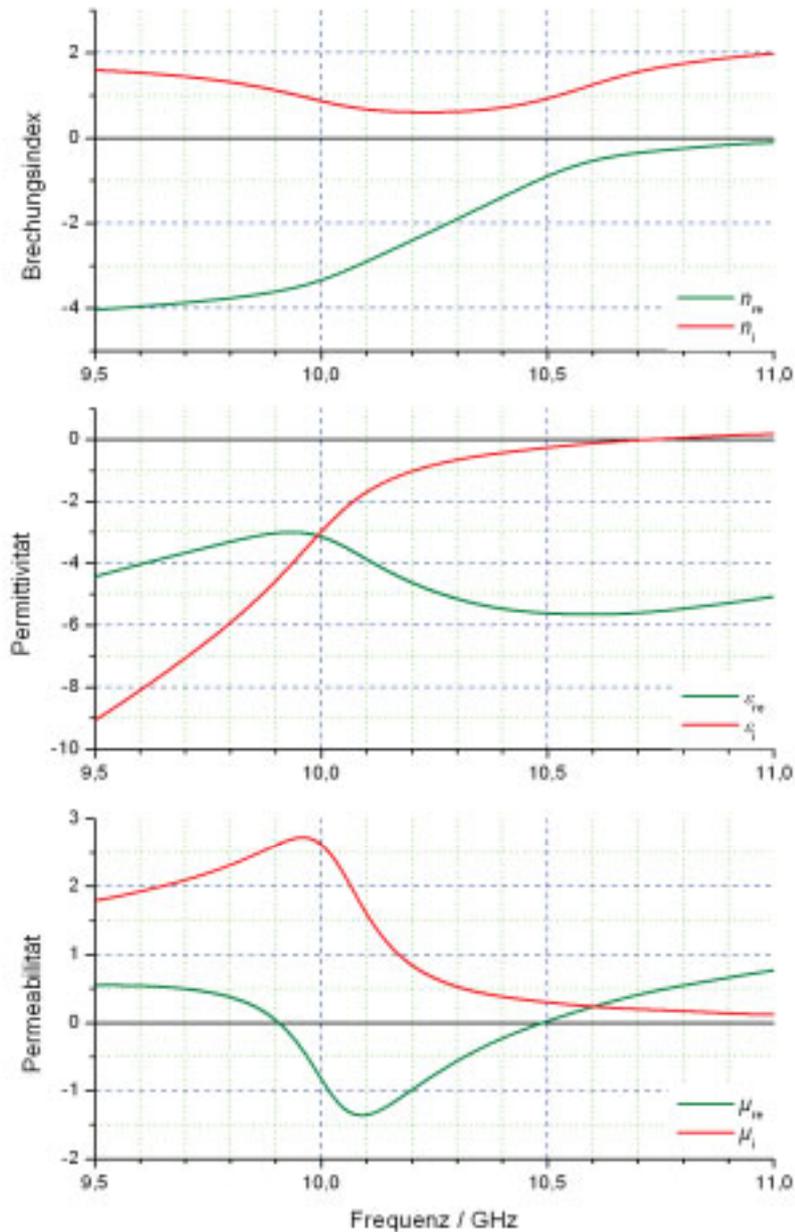
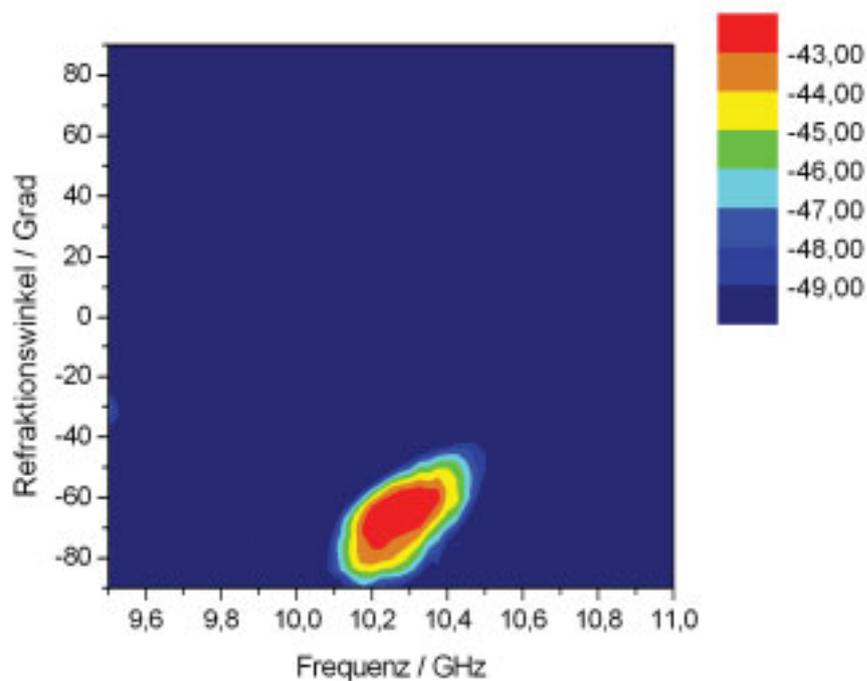


Abbildung 4.3.12 Effektive Materialparameter des Metamaterials in Abhängigkeit von der Frequenz [Imh09]

Neben der einfachen Geometrie und dem planaren Aufbau ist die Unabhängigkeit des Verhaltens von der Orientierung des elektrischen Feldes in der Ebene der Kreuze als einer der entscheidenden Vorteile der Kreuzstruktur angeführt worden. Um diesen Sachverhalt experimentell nachzuweisen, wird die Refraktionsmessung noch einmal wiederholt. Bei dieser

zweiten Messung werden jedoch die beiden Hornantennen um 45 Grad gedreht, um eine andere Orientierung des elektrischen Feldes zu erreichen. Das Ergebnis dieser Messung (siehe Abbildung 4.3.13) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der ersten Messung. Die leicht reduzierten Refraktionswinkel sowie die etwas schwächere Dispersion lassen sich durch kleine herstellungsbedingte Abweichungen der Geometrieparameter der beiden orthogonalen Kreuzstreben erklären. Wie in einem der kommenden Kapitel noch näher gezeigt wird, reicht schon eine geringe Veränderung um wenige Prozent aus, um die effektiven Parameter merklich zu beeinflussen.



**Abbildung 4.3.13** Winkelabhängige Verteilung der empfangenen Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz der elektromagnetischen Strahlung für den Metamaterial Keil mit um 45 Grad gedrehten Hornantennen [Imh09]

Die in den Experimenten festgestellten Transmissionsverluste des Metamaterials sind erheblich und für einen praktischen Einsatz des Materials deutlich zu hoch. Eine einfache Möglichkeit zur Verminderung der Absorption ist die Verwendung spezieller verlustarmer Lamine, die für den Einsatz bei Mikrowellen besonders geeignet sind. Im Gegensatz zum FR4 Material mit einem Verlusttangens von 0,01 weisen die besten Produkte der gängigen Hersteller lediglich noch einen Verlusttangens von 0,0009 auf. Des Weiteren ist bei diesen Materialien die Permittivität sehr streng spezifiziert und ist mit 2,2 deutlich kleiner als die der verwendeten FR4 Substrate. In Abbildung 4.3.14 sind die simulierten Transmissionspektren des Metamaterials realisiert mit FR4 als Trägermaterial und mit einem Dielektrikum mit den angegebenen Eigenschaften einander gegenübergestellt. Bei der Simulation mit dem

speziellen Material wurde die Länge der Kreuzstreben auf einen Wert von 9,2 mm angehoben, damit das Transmissionsband im gleichen Frequenzbereich liegt. In Abbildung 4.3.14 ist zu erkennen, dass sich die Dämpfung der Welle beim Durchlaufen des Metamaterials um über 10 dB verringert. Die Verluste sind jetzt so gering, dass sich die, durch die Kopplung zwischen den Resonatoren hervorgerufenen, Verschiebungen der Resonanzfrequenzen der einzelnen Kreuze über den zu beobachtenden Ripple im Transmissionsband bemerkbar machen. Wird ein geeignetes verlustarmes Trägermaterial benutzt, ist die vorgestellte Doppel-Kreuz Struktur in Hinblick auf die Dämpfung vergleichbar mit bekannten auf der SRR-Struktur basierenden Metamaterialien [Gre03, Ayd05]. In Kombination mit den genannten Vorteilen gegenüber den bekannten Metamaterialien ist die Doppel-Kreuz Struktur eine sinnvolle Alternative zur Konstruktion und Anwendung negativ brechender Metamaterialien.

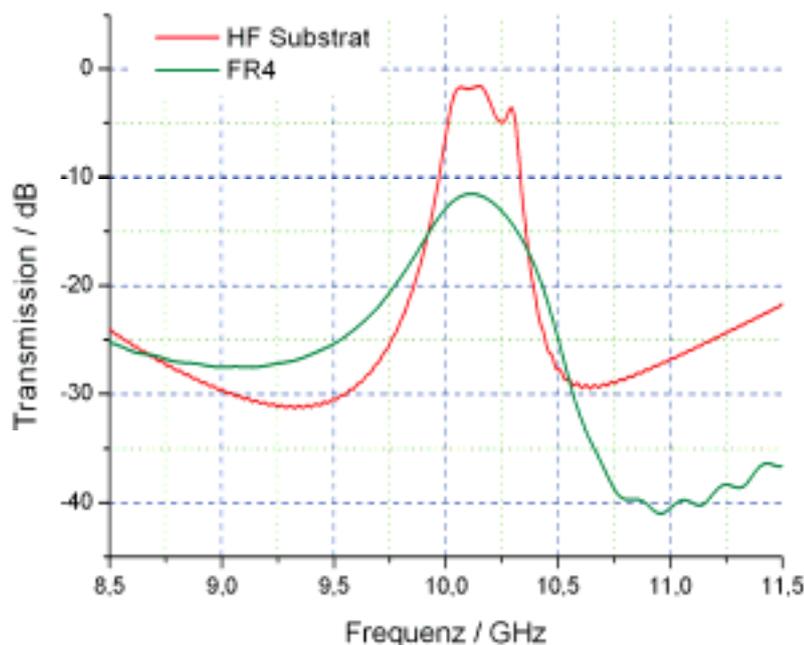


Abbildung 4.3.14 Vergleich der simulierten Transmissionspektren bei der Verwendung von FR4 Platinen und bei der Realisierung mit speziellen HF-Substraten

#### 4.4 Adaption der Geometrie für Wellen im Terahertz-Bereich

Die Aussage, dass die Kreuzstruktur großes Potential zum Einsatz bei Frequenzen oberhalb des zuvor untersuchten Mikrowellenbereiches besitzt, wird in den kommenden Abschnitten durch weitere Simulationen und Messungen im THz-Bereich (0,1 – 10 THz) bestätigt. Es wird sich zeigen, dass die Struktur nicht nur prinzipiell für diesen Frequenzbereich geeignet

ist, sondern einige signifikante Vorteile im Vergleich zu existierenden, auf SRR basierenden, Metamaterialien [Yen04, Mos05, Gok06, Cas07, Awa08] aufweist. Der erste Teil beschreibt die Herstellung der Doppel Kreuze für den Terahertz-Bereich. Danach werden die erzielten experimentellen Ergebnisse vorgestellt und zusammen mit den Simulationen genutzt, um die optischen Eigenschaften des hergestellten Metamaterials zu bestimmen und mit bestehenden Realisierungen zu vergleichen. Der Abschnitt wird durch eine Studie des Einfluss einer Variation der verschiedenen Materialparameter auf das Verhalten der Struktur abgeschlossen.

#### 4.4.1 Fabrikation der Doppel Kreuze

Die Verschiebung der Operationsfrequenz eines Metamaterials kann durch eine entsprechende Skalierung der Strukturabmessungen geschehen, was im THz-Bereich zu minimalen Strukturabmessungen von nur einigen Mikrometern führt. Für die Strukturierung der leitenden Teile des Metamaterials wird ein gewöhnliches UV-Lithographieverfahren verwendet. In der Regel dienen bei diesem Verfahren Siliziumscheiben als Trägermaterial, auf das die Strukturen aufgebracht werden. Für die angestrebte Implementierung des Metamaterials muss allerdings eine Alternative gefunden werden, da es in Verbindung mit dem Siliziumsubstrat zwei gravierende Nachteile gibt. Zum ersten hat Silizium einen relativ hohen Brechungsindex, was zu großen Reflexionsverlusten beim Übergang von Luft in das Substrat und umgekehrt führt. Das schwerwiegendere Problem geht mit dem zweiten Nachteil einher. Da, selbst wenn nur eine einzelne Elementarzelle hergestellt werden soll, immer mindestens zwei Schichten Metall aufgebracht werden müssen und Silizium nicht auf eine bereits strukturierte Metallschicht aufgebracht werden kann, besteht keine Möglichkeit mehr ein homogenes Hintergrundmaterial zu erreichen. Nach den Ergebnissen aus Abschnitt 4.3.1 ist ein gleichmäßiger Hintergrund für die korrekte Funktion des Metamaterials zwingend erforderlich. Eine Abhilfe für dieses Problem bietet der Einsatz von Benzocyclobuthen (BCB), einer Harzlösung, die für THz-Wellen vorteilhafte dielektrische Eigenschaften aufweist: Eine niedrige Dielektrizitätskonstante sowie einen geringen Verlusttangens in Verbindung mit einer sehr guten Planarisierung beim Aufschleudern. Die Herstellung einer einzelnen Schicht Elementarzellen geschieht in einem mehrstufigen Prozess, der in Abbildung 4.4.1 veranschaulicht ist. Das BCB wird in einer definierten Stärke auf die Siliziumscheibe aufgeschleudert. Bevor der, für die UV-Lithographie erforderliche Photoresist aufgebracht werden kann, muss das BCB in einem Vakuumofen für mehrere Stunden bei 300°C hart gebacken werden. Sobald das BCB ausgehärtet ist, besitzt es die notwendige chemische Stabilität für die folgenden Maßnahmen. Der Photoresist wird durch eine zuvor strukturierte Maske hindurch belichtet und anschließend entwickelt. Im folgenden Schritt wird eine 200

nm dicke Schicht Kupfer auf die Probe aufgedampft, aus der nach dem „Lift-Off“ die Kreuze entstehen. Auf die erste Kreuzebene wird wiederum eine Schicht BCB aufgeschleudert und ausgehärtet. Bei dieser Schicht ist es sehr wichtig, dass die vorgegebene Dicke sehr gut eingehalten wird, da diese direkt dem Parameter  $s$  entspricht. Die zweite Kreuzebene muss jetzt genau über die erste prozessiert werden. Zur Gewährleistung einer möglichst genauen Fertigung sind außerhalb des Bereichs der Kreuze noch Justiermarker auf der Maske enthalten, mit denen bei der Positionierung eine Genauigkeit von etwa einem Mikrometer erreicht werden kann. Die Elementarzelle wird durch eine weitere Schicht BCB abgeschlossen. Die metallischen Kreuze sind jetzt komplett in BCB eingebettet und können in einem letzten Schritt in einer 30% Kaliumhydroxid (KOH) Lösung vom Siliziumwafer abgelöst werden. Mit dieser Methode erhält man einen frei stehenden Metamaterial-Film. Die Entfernung des Siliziums ist vor allem bei der experimentellen Charakterisierung von Vorteil, da die, durch das Silizium hervorgerufenen, störenden Fresnel Reflexionen vermieden werden können.

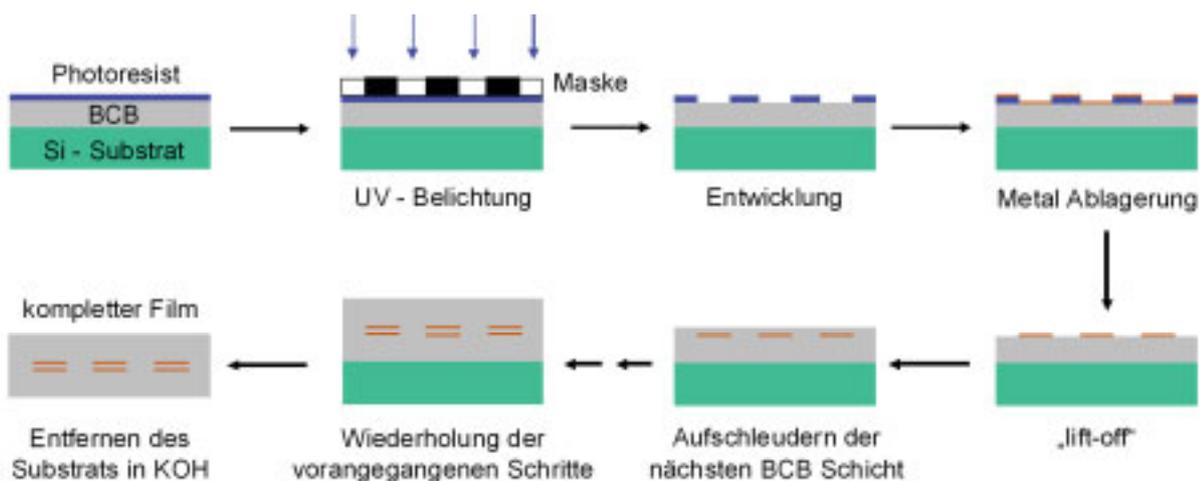
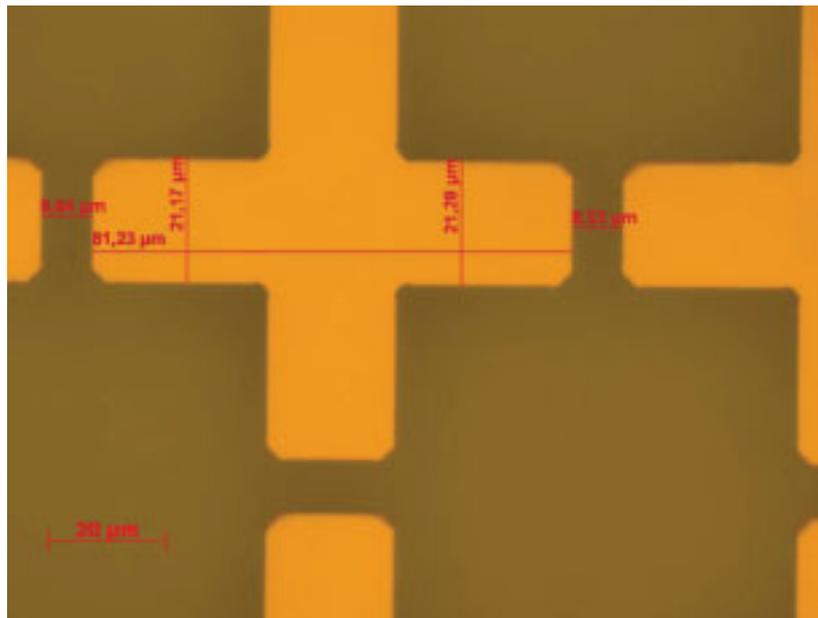


Abbildung 4.4.1 Schematische Veranschaulichung des mehrstufigen Fabrikationsprozesses einer Schicht Elementarzellen des Doppel-Kreuz Metamaterials [Pau08]

Die Kreuzstruktur wird mit folgenden Geometrieparametern hergestellt:  $l = 80 \mu\text{m}$ ,  $b = 20 \mu\text{m}$ ,  $d = 0,2 \mu\text{m}$ ,  $s = 10 \mu\text{m}$ ,  $a_x = a_y = 90 \mu\text{m}$ ,  $a_z = 60 \mu\text{m}$ . Mit diesen Werten zeigen die Simulationen ein Frequenzband mit effektivem negativen Brechungsindex bei etwa einem Terahertz. Das Mikroskopbild in Abbildung 4.4.2 zeigt die hergestellte Struktur bei hundertfacher Vergrößerung. Die letztlich realisierten Abmessungen der Kreuze sind im Bild angegeben und zeigen, dass die gewünschten Werte bis auf eine Genauigkeit von etwas mehr als einem Mikrometer erreicht werden konnten.



**Abbildung 4.4.2** Mikroskopbild der hergestellten Struktur mit den erreichten Abmessungen

Eines der großen Ziele, das es bei THz- und optischen Frequenzen zu erreichen gilt, ist die Realisierung eines dicken, mehrschichtigen Metamaterials sowie einer möglichst einfachen Methode zu dessen Herstellung. Bei optischen Frequenzen sind hierzu schon einige Ansätze bekannt, in denen mehrere strukturierte metallische Schichten übereinander gefertigt werden konnten [Dol07b, Liu08]. Allerdings ist in beiden Fällen die Abmessung des Metamaterials in der entsprechenden Richtung deutlich unterhalb einer Wellenlänge und die Herstellung ist zum Teil mit einem sehr hohen Aufwand verbunden. Im THz-Bereich existiert bisher lediglich ein prinzipieller Ansatz, der die Herstellung voluminöser Metamaterialien ermöglichen könnte [Cas07]. Bei der vorgestellten Herstellungsmethode für die Doppel-Kreuz Struktur ergeben sich prinzipiell zwei Möglichkeiten, um ein mehrschichtiges Material zu realisieren. Zum einen können die vorgestellten Prozessschritte vor dem Ablösen des Metamaterial-Films mehrmals wiederholt werden. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die relative Position der Elementarzellen zueinander durch die Justagemarken gut kontrolliert werden kann. Die Nachteile sind der sehr hohe Zeitaufwand, vor allem durch das langwierige Aushärten des BCB und ein generelles Problem bei immer dicker werdenden Proben. Bei jedem Aufschleudern des BCB entsteht an der Seite des Substrats ein Randwall, der mit steigender Schichtzahl immer ausgeprägter wird. Dieser Randwall sorgt dafür, dass die Maske bei der Belichtung nicht mehr komplett auf dem Photoresist aufliegt, was den Belichtungsprozess so stark beeinflusst, dass die angepeilten Abmessungen der Strukturen nicht mehr eingehalten werden können. Mit dieser Methode kann also nur eine begrenzte Anzahl von Schichten übereinander prozessiert werden. Die zweite Möglichkeit ein

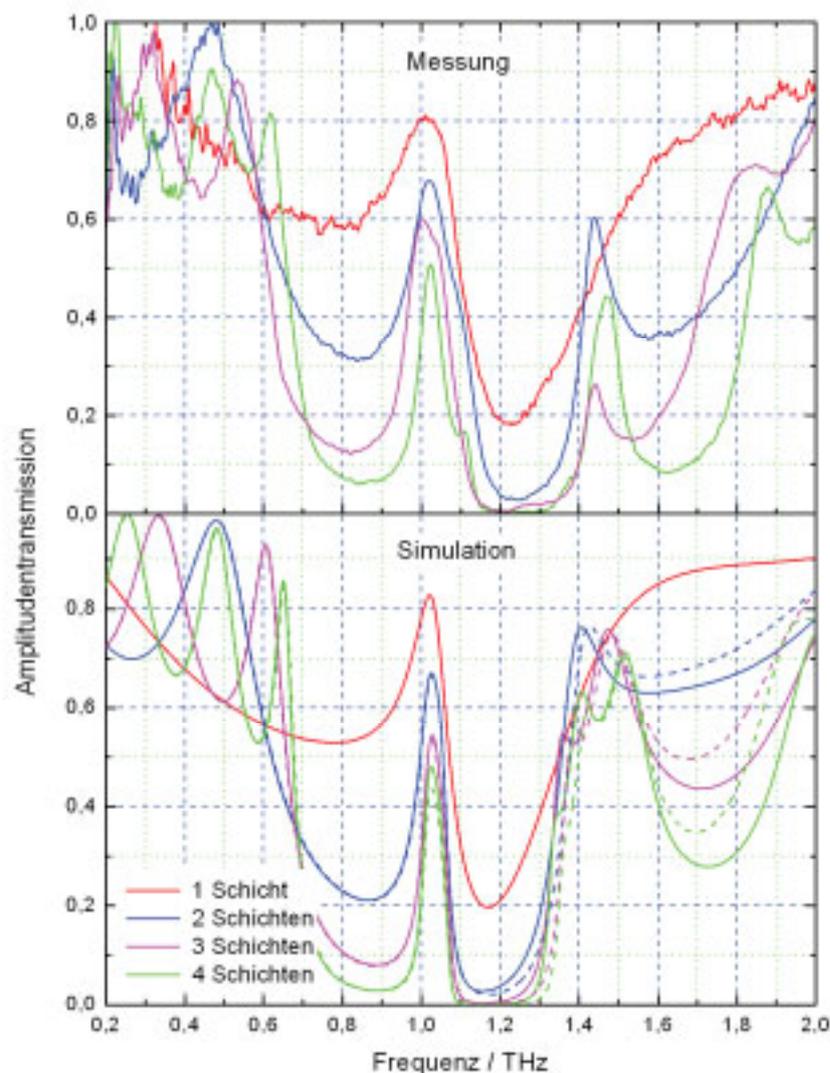
dreidimensionales Material bereitzustellen ist die mechanische Stapelung der verschiedenen vom Siliziumsubstrat abgelösten Metamaterialfilme. Bei dieser Methode ist der große Vorteil, dass es keinerlei prinzipielle Grenze für die Anzahl der gestapelten Schichten gibt. Ein großer Nachteil besteht darin, dass die exakte Positionierung der Schichten relativ zueinander nur sehr schwierig möglich ist. Für dieses Problem gibt es allerdings eine mögliche Abhilfe, die stark mit den besonderen Eigenschaften der Kreuz Struktur zu tun hat. Eine Grundbedingung ist die Unabhängigkeit der einzelnen Schichten voneinander, was bedeutet, dass die elektromagnetischen Kopplungen zwischen den resonanten Elementen in unterschiedlichen Schichten vernachlässigbar sind. Da die Kreuzstruktur unabhängig von der Orientierung des elektrischen Feldes in der Kreuzebene arbeitet, können in diesem besonderen Fall die Einzelschichten völlig ohne eine Kontrolle der relativen Lage zueinander gestapelt werden.

Für die folgenden Experimente werden mehrere Proben sowohl mit einzelnen, als auch mit zwei auf einem Substrat direkt übereinander gefertigten Elementarzellen produziert. Durch die mechanische Stapelung der verschiedenen Metamaterialfilme werden für die Messungen Proben mit bis zu vier Schichten bereitgestellt. Zum Vergleich der Transmissionseigenschaften sind auch Proben mit nur einem einzelnen Kreuz pro Elementarzelle hergestellt worden. In den folgenden Messungen und Simulationen wird gezeigt, dass die hergestellten Proben zu einem negativen effektiven Brechungsindex führen. Des Weiteren wird untersucht, ob durch die mechanische Stapelung der Filme ohne eine Kontrolle der relativen Position zueinander Auswirkungen auf die elektromagnetischen Eigenschaften des Metamaterials feststellbar sind.

#### **4.4.2 Numerische und experimentelle Ergebnisse**

Die Messungen der Transmissionscharakteristik des Metamaterials werden mit Hilfe eines Terahertz Zeitbereich Spektrometer („terahertz time-domain spectroscopy“, THz-TDS) durchgeführt. Bei der THz-TDS handelt es sich um eine kohärente Messmethode, was bedeutet, dass sowohl der Betrag als auch die Phase des erzeugten THz-Impulses im Zeitbereich gemessen werden können. Mit Hilfe der Fouriertransformation und einer Normierung des Spektrums des transmittierten Impulses auf eine Referenzmessung ohne Probe lässt sich der Betrags- und Phasengang des komplexen Transmissionsfaktors der Probe bestimmen. Die Vergleichbarkeit zwischen den Messungen und den Simulationen soll größtmöglich sein. Aus diesem Grund werden die, aus Abbildung 4.4.2 abzulesenden Materialparameter in den folgenden Rechnungen benutzt. Die dielektrischen Eigenschaften von BCB sind durch Messungen über den gesamten interessierenden Frequenzbereich bestimmt worden. Der Realteil der Permittivität von BCB hat einen Wert von 2,67 mit

vernachlässigbarer Dispersion. Die festgestellte Frequenzabhängigkeit des Imaginärteils kann in der Simulationssoftware über eine Dispersionsliste, in die die gemessenen Werte bei verschiedenen Frequenzen eingetragen werden, angenähert werden. Mit Hilfe dieser Dispersionsliste werden die Parameter eines Dispersionsmodells erster Ordnung bestimmt. Als weitere Veränderung gegenüber den Simulationen bei Mikrowellen, werden die metallischen Kreuze jetzt mit Hilfe des Drude Modells simuliert. Das bedeutet, dass sowohl dem Eindringen der Strahlung in das Metall als auch der Dispersion des Metalls Rechnung getragen wird. In Abbildung 4.4.3 sind die gemessenen und simulierten Transmissionskurven für ein bis zu vier Schichten dickes Metamaterial gezeigt.



**Abbildung 4.4.3** Gemessene und simulierte Amplitudentransmission des Metamaterials bei unterschiedlicher Schichtdicke; die gestrichelten Linien entsprechen den mit Hilfe der Transfermatrix ermittelten Kurven [Pau08]

Die Transmissionskurven zeigen einen sehr ausgeprägten Peak bei 1,02 THz, der in einem relativ breiten Stopband liegt. Mit steigender Anzahl an Schichten erhöht sich der Kontrast

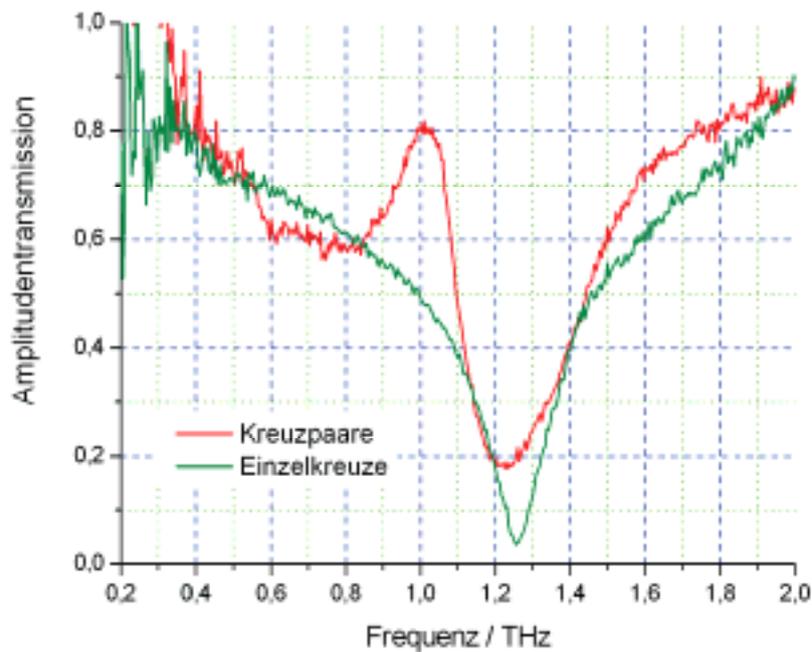
zwischen dem Durchlass- und dem Stoppbereich erheblich. Ein entscheidender Punkt ist, dass das Transmissionsband auch bei den Metamaterialien mit drei und vier Schichten, die durch mechanische Stapelung gefertigt worden sind, seine spektrale Position nicht verändert. Das ist ein klarer Hinweis dafür, dass die im vorangegangenen Abschnitt formulierten Vermutungen bezüglich der mechanischen Stapelung der Einzelschichten korrekt sind. Die Übereinstimmung der gemessenen Kurven mit den gemachten Simulationen, bei denen die Elementarzellen perfekt aufeinander ausgerichtet sind, ist sehr gut. Die Unabhängigkeit der einzelnen Schichten und damit die Möglichkeit einer Stapelung ohne Kontrolle der genauen Positionierung soll durch eine weitere theoretische Überlegung untermauert werden. Falls die Schichten tatsächlich unabhängig voneinander sind, kann man ein Metamaterial beliebiger Dicke als eine Kettenschaltung entsprechend vieler einzelner Filme begreifen. Das Metamaterial wird als ein Zweitor aufgefasst. Die entsprechende Streumatrix dieses Zweitors, die die Eingangs- und Ausgangsgrößen zueinander in Beziehung setzt, kann durch die Simulationen vollständig bestimmt werden. Die Stapelung mehrerer Schichten entspricht demnach einer Kettenschaltung mehrerer gleichartiger Zweitore. Zur Berechnung der Eigenschaften einer solchen Schaltung wird die so genannte Kettenstreumatrix bzw. Transfermatrix benutzt. Die Eigenschaften der gesamten Schaltung ergeben sich durch die Multiplikation der einzelnen Transfermatrizen, wobei hier die Unabhängigkeit der Zweipole voneinander impliziert ist. Im Fall des hergestellten Metamaterials muss die Transfermatrix mit der Anzahl der hergestellten Schichten potenziert werden. Zum Vergleich mit den Simulations- und Messdaten muss die ermittelte Transfermatrix des Gesamtsystems wieder in eine gewöhnliche Streumatrix umgerechnet werden. Die Überführung der beiden Beschreibungsformen eines Zweitors ineinander geschieht über [Gro01]

$$[\underline{K}] = \begin{bmatrix} -\frac{\underline{S}_{11}\underline{S}_{22} - \underline{S}_{12}\underline{S}_{21}}{\underline{S}_{21}} & \frac{\underline{S}_{11}}{\underline{S}_{21}} \\ -\frac{\underline{S}_{22}}{\underline{S}_{21}} & \frac{1}{\underline{S}_{21}} \end{bmatrix} \quad [\underline{S}] = \begin{bmatrix} \frac{\underline{K}_{12}}{\underline{K}_{22}} & \frac{\underline{K}_{11}\underline{K}_{22} - \underline{K}_{12}\underline{K}_{21}}{\underline{K}_{22}} \\ \frac{1}{\underline{K}_{22}} & -\frac{\underline{K}_{21}}{\underline{K}_{22}} \end{bmatrix}, \quad (4.4.1)$$

wobei  $\underline{K}_{ij}$  den Elementen der Kettenstreumatrix und  $\underline{S}_{ij}$  den Elementen der Streumatrix entsprechen. In Abbildung 4.4.3 sind die mit Hilfe der Transfermatrix ermittelten Amplitudentransmissionskurven im Simulationsteil als gestrichelte Linien eingezeichnet. Im Bereich des potentiellen linkshändigen Frequenzbandes lässt sich fast kein Unterschied zu den mit CST Microwave Studio<sup>®</sup> bestimmten Kurven erkennen. Diese Übereinstimmung ist ein eindeutiger Beweis dafür, dass die einzelnen Metamaterialschichten voneinander unabhängig

sind, da ansonsten die Ergebnisse der beiden Methoden nicht miteinander übereinstimmen würden.

Als nächstes werden die Materialeigenschaften im Bereich des Transmissionsbandes näher untersucht. Es soll gezeigt werden, dass es sich definitiv um einen Bereich mit einem negativen effektiven Brechungsindex handelt. Dazu wird in einem ersten Schritt die gemessene Transmissionskurve des Doppel-Kreuz Materials mit der einer Struktur, die nur ein einziges Kreuz enthält, verglichen.

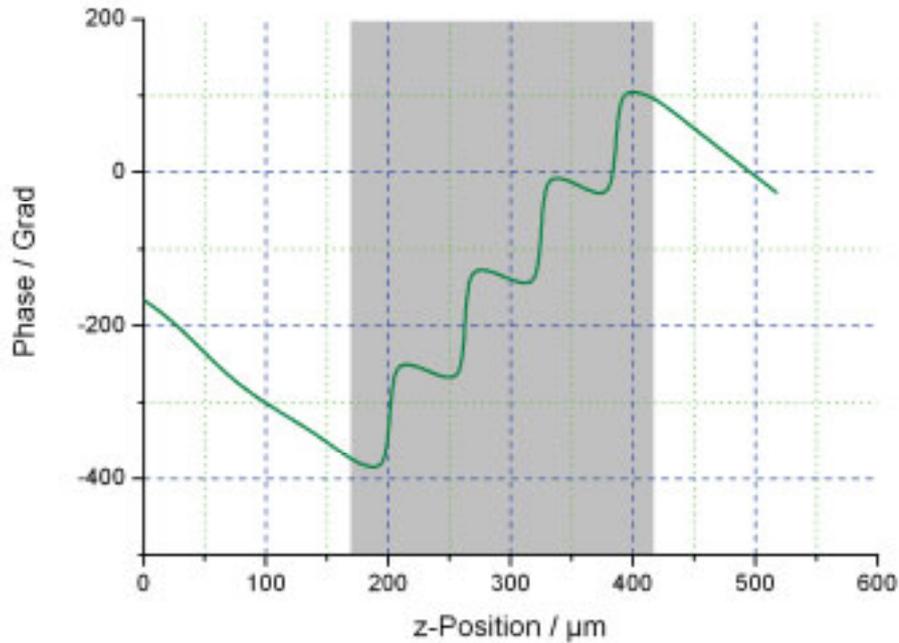


**Abbildung 4.4.4** Vergleich der gemessenen Amplitudentransmission des Doppel-Kreuz Metamaterials mit den Einzelkreuzen [Pau08]

Die Kurven in Abbildung 4.4.4 zeigen genau das zu erwartende Verhalten. Durch das Entfernen des zweiten Kreuzes in der Elementarzelle fällt auch der magnetische Resonator weg, mit der Konsequenz, dass es keinen Bereich mehr gibt, in dem die Permeabilität negativ ist. Das Resultat daraus ist eine rein elektrische Antwort des Materials, was aufgrund der negativen Permittivität zu dem reinen Stopband in Abbildung 4.4.4 führt.

Eine direkte experimentelle Bestätigung der negativen Refraktion ist mit den hergestellten Proben nicht möglich. Die gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und den Simulationen zeigt, dass das hergestellte Material durch das Simulationsmodell adäquat nachgebildet wird. Deshalb werden im weiteren Verlauf die Simulationen zur weiteren Analyse des Metamaterials sowie der Bestätigung des negativen Brechungsindex benutzt. Der Verlauf der örtlichen Phase des elektrischen Feldes auf einer Geraden parallel zur

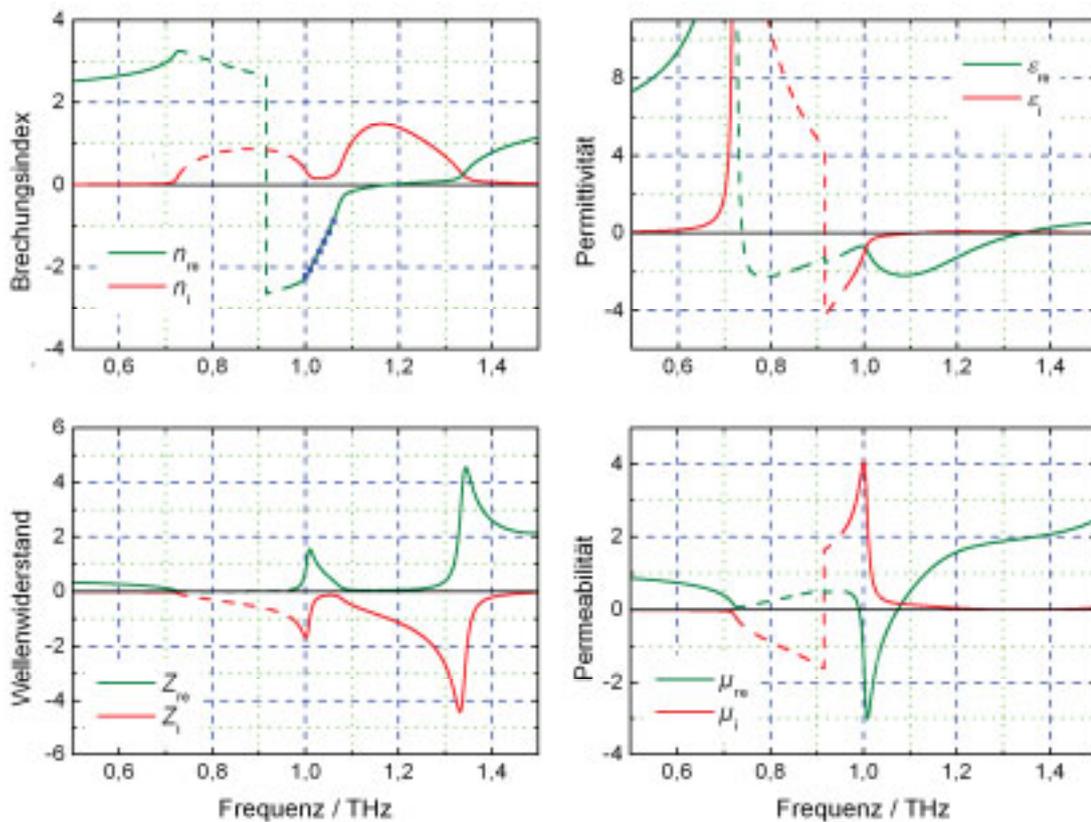
Ausbreitungsrichtung in Abbildung 4.4.5 zeigt eine eindeutige Umkehr der Steigung, was trotz des etwas inhomogenen Verlaufs der Phase innerhalb der Struktur noch eindeutig zu erkennen ist. Aus dem Phasenverlauf ergibt sich ein Wert des Brechungsindex von etwa -1,6.



**Abbildung 4.4.5** Phasenverlauf des elektrischen Feldes bei einer Frequenz von 1,03 THz; der Bereich des Metamaterials ist grau unterlegt [Pau08]

Als nächstes wird die in Abschnitt 3.5.3.2 eingeführte erweiterte Inversionsmethode dazu benutzt, die frequenzabhängigen effektiven Parameter des Metamaterials zu berechnen. Die resultierenden effektiven Materialparameter sind in Abbildung 4.4.6 zusammengefasst. Die korrekte Wahl des Astes ist vor allem innerhalb des linkshändigen Frequenzbandes überprüft worden. Die ermittelten Stützstellen sind im Verlauf des Brechungsindex als Quadrate mit eingezeichnet. Obwohl der Realteil des Brechungsindex über ein relativ breites Frequenzband negativ ist, entspricht der Frequenzbereich, in dem sowohl die Permittivität als auch die Permeabilität negativ sind dem beobachteten Transmissionspeak. Diese Beobachtung deckt sich mit den theoretischen Grundlagen aus Abschnitt 2.1.2, wo festgestellt wurde, dass in einem linkshändigen Material die Realteile beider Parameter nicht zwingend negativ sein müssen. Die Dämpfung ist jedoch im Bereich, in dem beide Parameter kleiner als Null sind mit Abstand am geringsten, wie bereits durch die Messungen im GHz-Bereich bestätigt worden ist. Zwischen 0,7 und 0,95 THz ist der Betrag des Realteils des Brechungsindex und damit die Wellenlänge im Medium so groß, dass die  $\lambda/2$ -Bedingung nicht mehr erfüllt wird, womit die Metastruktur nicht mehr als ein effektives Medium angesehen werden darf. Die, bei

den entsprechenden Frequenzen gestrichelt gezeichneten, Materialparameter müssen aus diesem Grund als nicht verlässlich eingestuft werden. Bei der Charakterisierung des Metamaterials spielt der angesprochene Frequenzbereich eine untergeordnete Rolle, da er mit einem der Stoppbänder zusammenfällt.



**Abbildung 4.4.6** Effektive Materialparameter des Metamaterials; in dem Frequenzbereich, in dem die Kurven gestrichelt gezeichnet sind, ist die Bedingung für ein effektives Medium verletzt, weshalb diese Parameter als unzulässig zu werten sind; die aus dem Phasenverlauf berechneten Werte des Realteils des Brechungsindex sind als blaue Quadrate eingezeichnet [Pau08]

In den Kurven aus Abbildung 4.4.4 ist die gemessene Transmission durch das Metamaterial im linkshändigen Band sehr hoch, was auf eine sehr geringe Dämpfung der Struktur schließen lässt. Zur quantitativen und objektiven Einschätzung der, in einem Metamaterial auftretenden, Verluste wird die, in Abschnitt 3.4.2.2 eingeführte, FOM nach Gleichung (3.4.1) benutzt. In Abbildung 4.4.7 ist der Verlauf dieses Qualitätsmerkmals für das untersuchte Material gezeigt. Im Maximum wird ein Wert von fast elf erreicht und beim wichtigen Wert von  $n_{re} = -1$  liegt die FOM noch bei 5,8. Dieser Wert ist im Vergleich zu anderen Metamaterialien in diesem Frequenzbereich sehr hoch. In einem SRR Draht Material bei 100 GHz ist ein Maximum von 6 berichtet worden [Gok06] und bei ebenfalls mit BCB realisierten

Drahtpaaren konnte lediglich ein Wert von 1,6 realisiert werden [Awa08]. Auch im Vergleich zu den, mit der Fischnetz Struktur erreichten Werten, ist die Doppel-Kreuz Struktur überlegen, wobei hier zu beachten ist, dass es bezüglich dieser Struktur noch keine Realisierung im betreffenden Frequenzbereich gibt. Das Fischnetz ist hauptsächlich bei höheren Frequenzen ab dem Infrarotbereich eingesetzt worden, wo die Verluste im Metall generell größer sind.

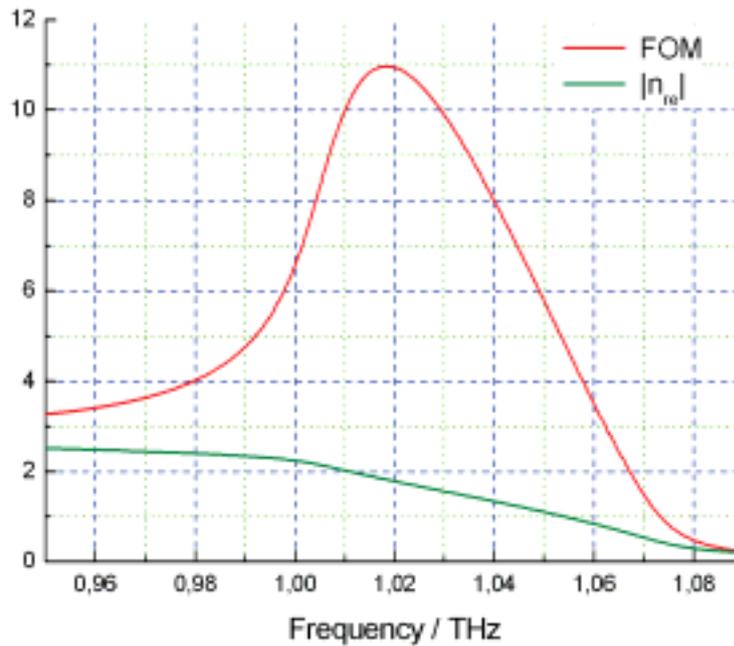


Abbildung 4.4.7 FOM und Betrag des Brechungsindex in Abhängigkeit der Frequenz im Bereich des linkshändigen Transmissionsbandes [Pau08]

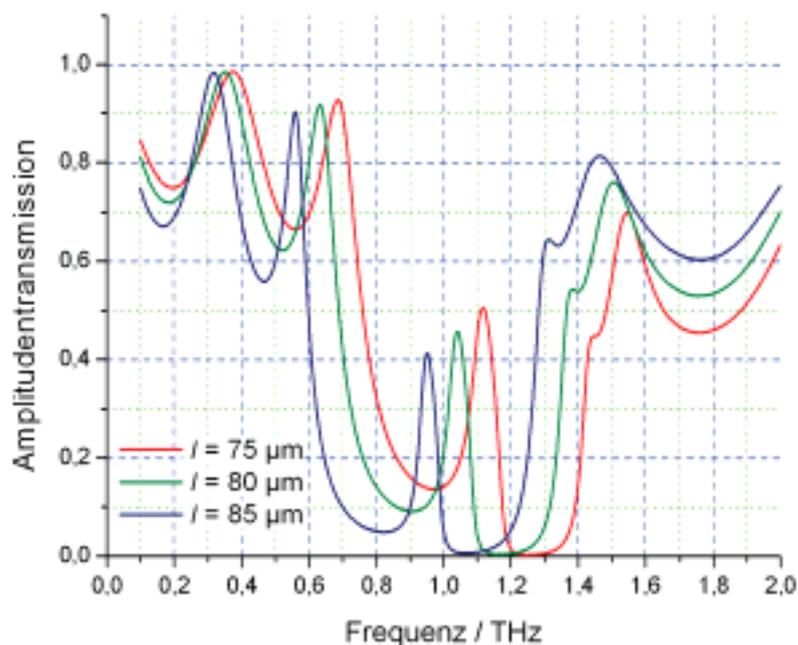
Es zeigt sich also, dass die Doppel-Kreuz Struktur für THz-Wellen sowohl bei der Herstellung, als auch bei den optischen Eigenschaften deutliche Vorteile gegenüber bisher bestehenden hauptsächlich auf SRR basierenden Metamaterialien aufweist. Darüber hinaus ist das hergestellte vierschichtige Metamaterial in diesem Frequenzbereich das einzige, das eine Dicke aufweist, die größer als die Wellenlänge bei der Operationsfrequenz ist. Durch die Möglichkeit der mechanischen Stapelung einzelner Schichten gibt es bei der Herstellung dreidimensionaler Strukturen keine prinzipielle Grenze.

#### 4.4.3 Parameterstudien

Im folgenden Abschnitt werden die Einflüsse einer Variation der verschiedenen geometrischen Parameter der Kreuze auf das entstehende Transmissionsverhalten und die effektiven Materialparameter untersucht. Eine Besonderheit bei der Doppel-Kreuz Struktur ist die Tatsache, dass die beiden erforderlichen Resonanzen in einem einzigen Element

hervorgerufen werden. Im Gegensatz zur Kombination von SRR mit dünnen Drähten ist hier davon auszugehen, dass eine unabhängige Beeinflussung der elektrischen und magnetischen Resonanzen nahezu unmöglich ist, was die Möglichkeiten einer gezielten Einflussnahme erschwert. Diese Feststellung hat sich während der Analyse der effektiven Materialparameter in den unterschiedlichen Konfigurationen bestätigt. Der charakteristische Verlauf der effektiven Materialparameter aus Abbildung 4.4.6 bleibt bei einer Variation des Layouts der Elementarzelle erhalten. Die einzigen wesentlichen Veränderungen können bereits aus den simulierten Transmissionskurven ermittelt werden. Es handelt sich dabei hauptsächlich um Frequenzverschiebungen sowie Schwankungen im Imaginärteil des Brechungsindex, die direkt aus der maximalen Transmission im linkshändigen Band abgelesen werden können. Aus diesem Grund wird in den folgenden Ausführungen weitestgehend auf die Analyse der verschiedenen Parameter verzichtet.

Als erstes werden die Einflüsse der Abmessungen der metallischen Kreuze auf das Verhalten der Struktur untersucht. Bei der Variation der Länge der Kreuzstreben lässt sich eine sehr starke Verschiebung der spektralen Position des linkshändigen Transmissionsbandes feststellen, wie in Abbildung 4.4.8 gezeigt.

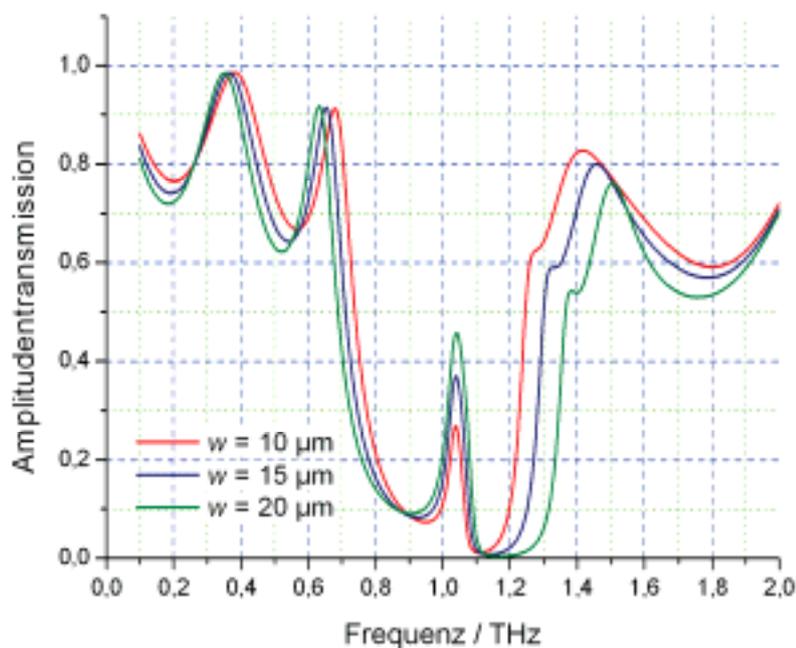


**Abbildung 4.4.8** Vergleich der Amplitudentransmission bei unterschiedlichen Längen der Kreuzstreben

Diese Beobachtung deckt sich ganz klar mit den Erwartungen, da die elektrische Dipolresonanz direkt mit der Länge der metallischen Einschlüsse verbunden ist. Die

gleichzeitige Verschiebung des Transmissionsbandes und damit der magnetischen Resonanzfrequenz kann über einen Anstieg der durchfluteten Fläche zwischen den Kreuzen erklärt werden. Die gleichzeitig ansteigende Induktivität im Schwingkreismodell führt zu der Rotverschiebung des Bereichs mit negativer Permeabilität. Es kommt weiterhin zu einer leichten Verringerung der maximalen Transmission, deren Ursache wahrscheinlich in einer Veränderung des Verhältnisses der Parameter relativ zueinander begründet ist.

Ein interessanter Parameter ist die Breite der implementierten Kreuzstreben. In den Kurven aus Abbildung 4.4.9 ist eine sehr starke Abhängigkeit der maximalen Transmission im Bereich des linkshändigen Frequenzbandes von diesem Parameter zu erkennen.



**Abbildung 4.4.9** Amplitudentransmission bei einer Variation der Breite der Kreuzstreben

Mit steigender Breite nimmt die Transmission deutlich zu, was durch den erhöhten Anteil an leitfähigem Material erklärt werden kann. Eine Hauptursache der Dämpfung ist die endliche Leitfähigkeit des Kupfers und die damit verbundenen ohmschen Verluste. Durch die Verbreiterung der Kreuzstreben nimmt die Querschnittsfläche der leitenden Teile zu, womit sich der elektrische Widerstand verkleinert. Auf die spektrale Position des linkshändigen Peaks hat die Breite der Kreuzstreben lediglich einen vernachlässigbaren Einfluss. Der durch die Inversion der Streuparameter gewonnene Realteil des Brechungsindex bleibt durch die vorgenommenen Variationen ebenfalls nahezu unverändert. Damit kann der untersuchte Parameter direkt zur Steuerung der Verluste im linkshändigen Frequenzband eingesetzt werden. Die Breite kann jedoch nicht beliebig vergrößert werden, da irgendwann der

Phasenverlauf bei Frequenzen innerhalb des Transmissionsbandes keine eindeutige Umkehr der Phasengeschwindigkeit, also keinen negativen Brechungsindex, mehr aufweist. Die Verluste könnten auch durch die Erhöhung der Dicke der Metallschichten etwas verringert werden. Die beim „Lift-Off“ auftretenden Schwierigkeiten mit dickeren Metallschichten stehen hier jedoch in keinem Verhältnis zur relativ geringen Verbesserung des Transmissionsverhaltens.

Bei einer Variation der lateralen Abmessungen der Elementarzelle, mit der gleichzeitig die Größe der Lücke zwischen den Enden der Kreuzstreben in benachbarten Zellen eingestellt wird, stellt sich auf den ersten Blick ein unerwartetes Verhalten ein. Im Gegensatz zu den üblichen Annahmen bei der Skalierung der Geometrie verschiebt sich das Transmissionsband in Abbildung 4.4.10 bei einer Verkleinerung der Parameter  $a_x$  und  $a_y$  zu kleineren Frequenzen. Die beiden Parameter werden bei dieser Studie immer beide variiert, um die symmetrische Elementarzelle zu erhalten.

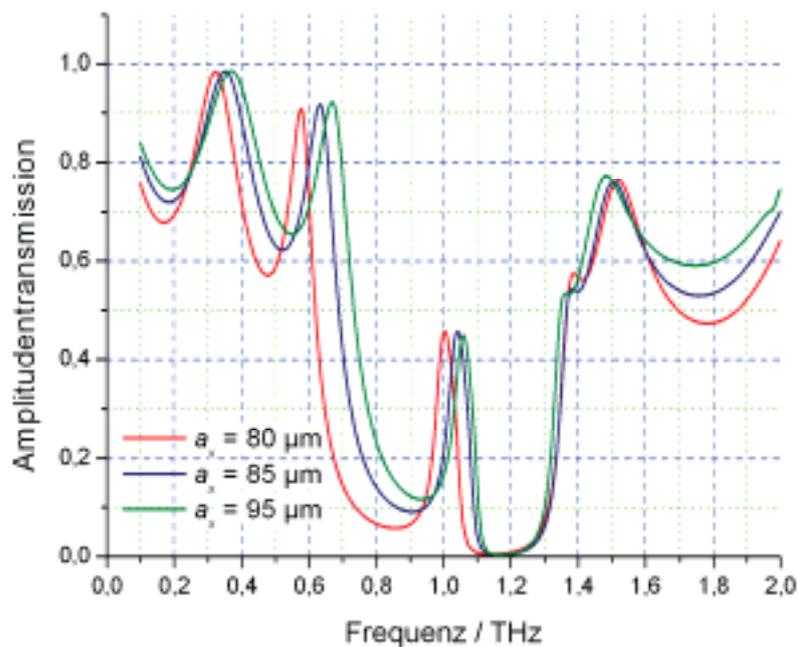
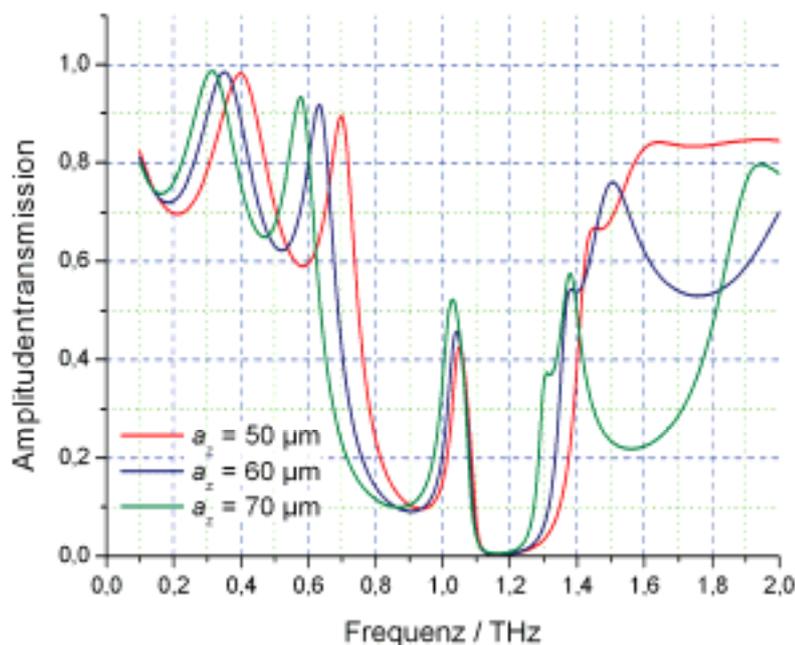


Abbildung 4.4.10 Amplitudentransmission für verschiedene Werte des Parameters  $a_x$

Dieses Verhalten lässt sich anschaulich wiederum mit Hilfe des einfachen Modells eines LC-Schwingkreises erklären. Durch die Verringerung des Abstandes zwischen den Kreuzenden in benachbarten Zellen steigt die Kapazität an, womit sich eine Verschiebung der Frequenz zu kleineren Werten ergibt. Auch bei gewöhnlichen Dipolen ist bekannt, dass die Resonanzfrequenz durch das Einbringen einer Endkapazität verkleinert werden kann [Mun00]. Der Betrag des effektiven Brechungsindex im Transmissionsband bleibt, genau wie

die Dämpfung, gleich. Somit kann durch eine Verkleinerung der lateralen Abmessungen der Elementarzelle das für die Einstufung als effektives Medium sehr wichtige Verhältnis zwischen Wellenlänge und Strukturabmessungen leicht vergrößert werden.

Die Gitterkonstante in Ausbreitungsrichtung  $a_z$  ist ein Parameter, dessen genauer Einfluss auf die Eigenschaften des Materials sehr schwierig zu beurteilen ist. Ein großes Manko bei der Variation dieses Parameters ist, dass alle Methoden zur Berechnung der effektiven Materialparameter direkt von der Dicke des betrachteten Metamaterial abhängen. Da die Dicke der künstlichen Struktur direkt durch  $a_z$  bestimmt wird, ist nicht klar, ob etwaige Veränderungen der effektiven Parameter wirklich aus veränderten elektromagnetischen Eigenschaften resultieren oder als eine direkte Folge der Manipulation der Dicke der Gesamtstruktur gesehen werden müssen. Des Weiteren ist zu beachten, dass die periodische Anordnung der Strukturen, obwohl eine Betrachtung als effektives Medium erlaubt ist, immer noch einen Einfluss auf das Verhalten der Struktur hat, wie in Abschnitt 3.5.3.1 festgestellt worden ist. In den Transmissionskurven aus Abbildung 4.4.11 ist zu sehen, dass die Transmission bei steigender Gitterkonstante zunimmt und der Peak dabei eine leichte Rotverschiebung erfährt.



**Abbildung 4.4.11** Amplitudentransmission in Abhängigkeit von der Gitterkonstanten in Ausbreitungsrichtung der Welle

Der Einfluss auf die effektiven Materialparameter lässt sich in diesem Fall am besten anhand der Phasenverläufe des elektrischen Feldes innerhalb des Metamaterials beobachten. In

Abbildung 4.4.12 sind die Verläufe bei einer Frequenz von 1,07 THz in Abhängigkeit der Gitterkonstanten dargestellt. Die gesamte innerhalb des Metamaterials akkumulierte Phase nimmt bei einer Erhöhung des Parameters  $a_z$  deutlich ab. Im Hinblick auf den Brechungsindex eines homogenen Ersatzmaterials ist diese Tatsache gleichbedeutend mit einem vom Betrag her ebenfalls deutlich geringeren Wert für  $n_{re}$ . Bei der Berechnung der effektiven Materialparameter mit Hilfe der Inversionsmethode ergeben sich die gleichen Beobachtungen. In den Phasenverläufen ist der periodische Aufbau des Metamaterials noch zu erkennen, weshalb die Kurven nicht perfekt homogen und monoton verlaufen. Die pro Elementarzelle akkumulierte Phase bleibt unabhängig von der Wahl der Gitterkonstanten in etwa gleich, was ein weiteres Argument für die Unabhängigkeit der einzelnen Schichten voneinander darstellt. Die einzige Veränderung ist der mit steigender Größe der Elementarzelle immer breiter werdende Bereich, in dem die Phase wieder fällt. Somit ist der geringere Phasenunterschied beim Durchlaufen des Metamaterials keine Ursache einer Veränderung der effektiven Parameter der Struktur sondern ganz klar eine Folge der periodischen Anordnung. Im Allgemeinen ist also eine möglichst kleine Gitterkonstante  $a_z$  anzustreben, wobei immer ein Mittelweg zwischen möglichst homogenem Phasenverlauf und einer ausreichend hohen Transmission gefunden werden muss.

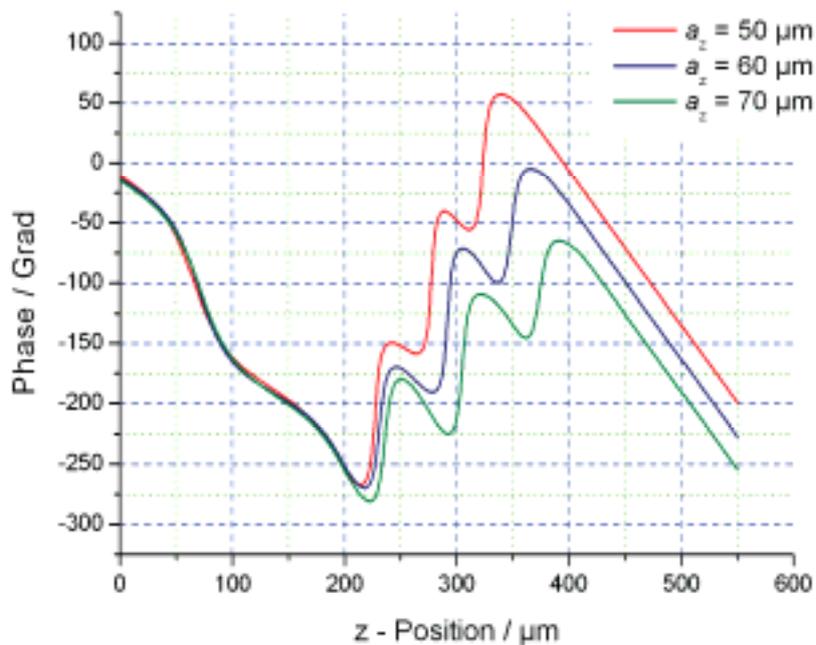


Abbildung 4.4.12 Phasenverlauf des elektrischen Feldes entlang einer Geraden parallel zur Ausbreitungsrichtung bei einer Frequenz von 1,07 THz in Abhängigkeit von  $a_z$

Der letzte verbleibende Parameter ist der Abstand der beiden Kreuze innerhalb einer Elementarzelle voneinander. Da durch die beiden Kreuze der magnetische Resonator gebildet wird, ist in diesem Fall ein primärer Effekt auf die magnetische Antwort zu erwarten. In Abbildung 4.4.13 sind die Amplitudentransmissionskurven für verschiedene Werte von  $s$  dargestellt. Das breite Stopband und damit der Bereich mit negativer Permittivität bleiben von der vorgenommenen Veränderung nahezu unbeeinflusst, wohingegen sich die Position des linkshändigen Bandes mit kleiner werdendem Abstand zu höheren Frequenzen verschiebt. Diese Beobachtung deckt sich mit der Vermutung, dass durch die Modifikation des Abstandes primär Einfluss auf die magnetische Antwort des Metamaterials genommen werden kann. Die Realteile der effektiven Parameter  $\epsilon_r$  und  $\mu_r$  behalten innerhalb des Transmissionsbandes jedoch ihren prinzipiellen Verlauf bei. Die Verluste wachsen mit sinkendem Abstand merklich an, was an der deutlich reduzierten maximalen Transmission für  $s = 8 \mu\text{m}$  zu sehen ist.

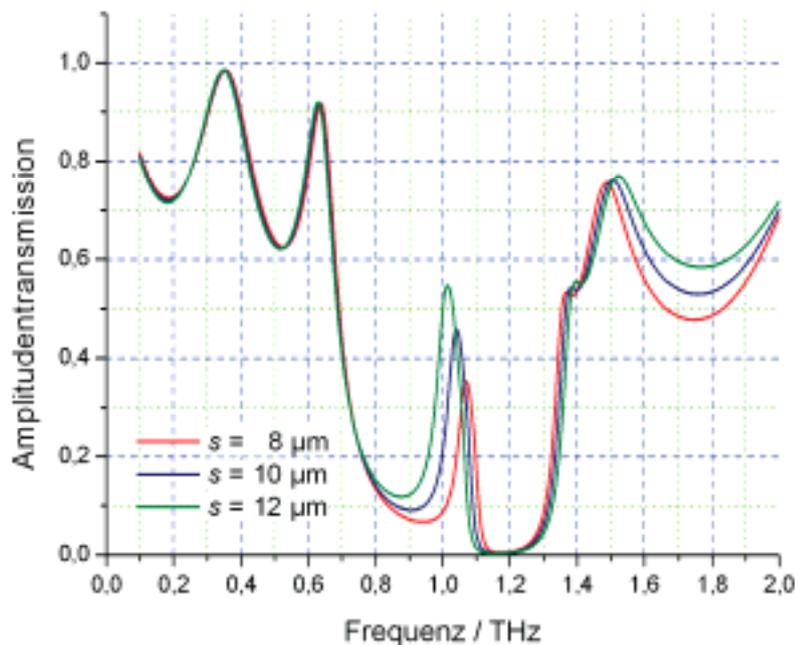
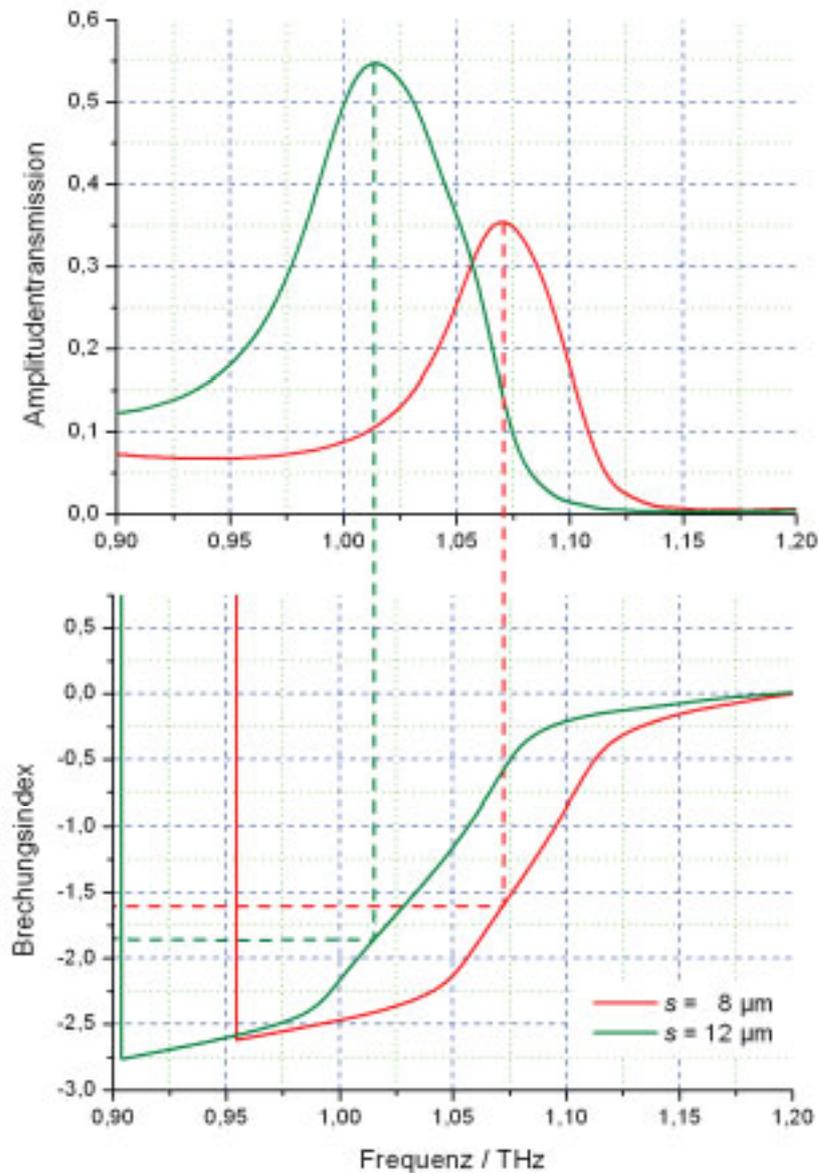


Abbildung 4.4.13 Amplitudentransmission in Abhängigkeit des Parameters  $s$

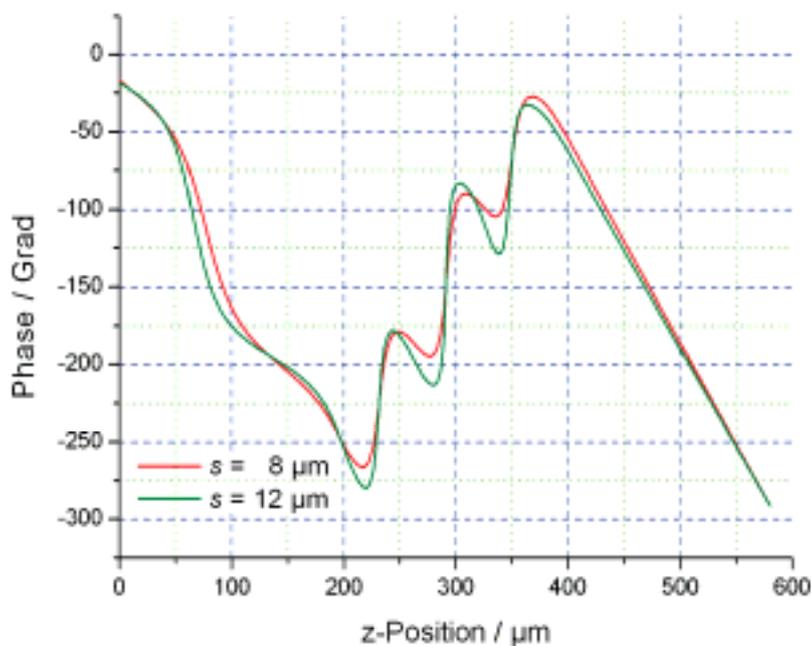
Obwohl die einzelnen Parameter keine charakteristischen Veränderungen aufweisen, lässt sich dennoch ein Einfluss des Abstandes der Kreuze auf den Realteil des effektiven Brechungsindex erkennen. Der Betrag der Brechzahl kann durch die Verringerung des Parameters  $s$  im Bereich des Transmissionsmaximums ebenfalls verringert werden. In Abbildung 4.4.14 ist der Verlauf des Realteils des effektiven Brechungsindex sowie die dazugehörige Transmissionskurve für zwei verschiedene Abstände gezeigt. Es ist deutlich zu

erkennen, dass der effektive Brechungsindex im Transmissionsbereich durch die vorgenommene Modifikation der Struktur um etwa 0,3 größer wird. Der Abstand der Kreuze bietet jedoch kein echtes Instrument zur Einstellung des Realteils des effektiven Brechungsindex. Wie in Abbildung 4.4.14 ebenfalls zu sehen ist, ist bei  $s=12\ \mu\text{m}$  die Transmission bei gleichem Wert von  $n_{\text{re}}$  im Vergleich zu der anderen Einstellung größer, was an der insgesamt erhöhten Dämpfung im Metamaterial mit dem geringeren Abstand liegt.



**Abbildung 4.4.14** Vergleich des Realteils des effektiven Brechungsindex innerhalb der beobachteten Transmissionsbänder in Abhängigkeit vom Abstand  $s$  der Kreuze innerhalb der Elementarzelle

Dennoch ist der Abstand der Kreuze eine der kritischsten Größen, wenn es um die Realisierung eines eindeutigen linkshändigen Verhaltens geht. In Abbildung 4.4.15 sind die Phasenverläufe für zwei Werte von  $s$  dargestellt, wobei die Phase jeweils bei der Frequenz aufgezeichnet wurde, bei der der Realteil des effektiven Brechungsindex den Wert -1 hat. Anhand der gezeigten Kurven ist klar zu erkennen, dass sich der Phasenverlauf im Modell mit dem geringeren Abstand sehr viel homogener präsentiert als im Falle eines großen Abstandes. Dieses Verhalten geht so weit, dass sich bei einer zu starken Erhöhung des Parameters  $s$  die Steigung der Phase nicht mehr eindeutig umkehrt, womit nicht mehr von einem effektiven Material mit negativem Brechungsindex gesprochen werden darf. Auch an dieser Stelle verhält es sich so, wie bereits bei der Gitterkonstanten in Ausbreitungsrichtung festgestellt worden ist: Es muss ein Mittelweg zwischen ausreichend hoher Transmission und einem möglichst glatten Phasenverlauf gefunden werden.



**Abbildung 4.4.15** Vergleich der örtlichen Phase bei einem Brechungsindex von -1 in Abhängigkeit vom Abstand der Kreuze innerhalb der Elementarzelle

## 5 Funktionselemente für Terahertz-Strahlung

Der THz-Bereich bietet eine Vielzahl an prinzipiell möglichen und sehr interessanten praktischen Anwendungen, wie bereits in der Einleitung festgestellt wurde. Allerdings steht dem, zur effizienten Erschließung der THz-Lücke, erforderlichen Bedarf an quasioptischen Bauelementen ein Mangel geeigneter Materialien zur Realisierung der Bauteile gegenüber. Da die elektromagnetischen Eigenschaften von Metamaterialien und künstlichen Strukturen alleine durch die Geometrie der metallischen Einschlüsse bestimmt ist, sind sie potentielle Kandidaten, um diesen Mangel zu beseitigen. In den folgenden Abschnitten wird gezeigt, wie mit Hilfe von Metamaterialien Verzögerungsplatten und Modulatoren entworfen und realisiert werden können.

### 5.1 Doppelbrechende Metamaterialien

In doppelbrechenden Materialien spielt die Inhomogenität der Brechzahl eine entscheidende Rolle. Über die Brechzahldifferenz zwischen zwei orthogonalen Orientierungen des elektrischen Feldes kann die Phasenverschiebung zwischen den Feldkomponenten und damit der Polarisationszustand der Welle beim Durchlaufen eines doppelbrechenden Mediums beeinflusst werden. Während beim Design der linkshändigen Metamaterialien noch eine möglichst homogene Elementarzelle im Vordergrund gestanden hat, wird die Symmetrie jetzt gezielt gestört bzw. bestehende Asymmetrien werden entsprechend ausgenutzt, um Doppelbrechung zu verursachen.

#### 5.1.1 Inhomogene Kreuze

Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, wie durch die gezielte Variation der Abmessungen der Doppel Kreuze ein Metamaterial mit linkshändigem doppelbrechendem Verhalten entworfen werden kann. Nach der Besprechung und Bestätigung der erwarteten Wirkung der Struktur auf die einfallende Welle wird mit Hilfe des Metamaterials eine sehr kompakte  $\lambda/4$ -Platte entworfen.

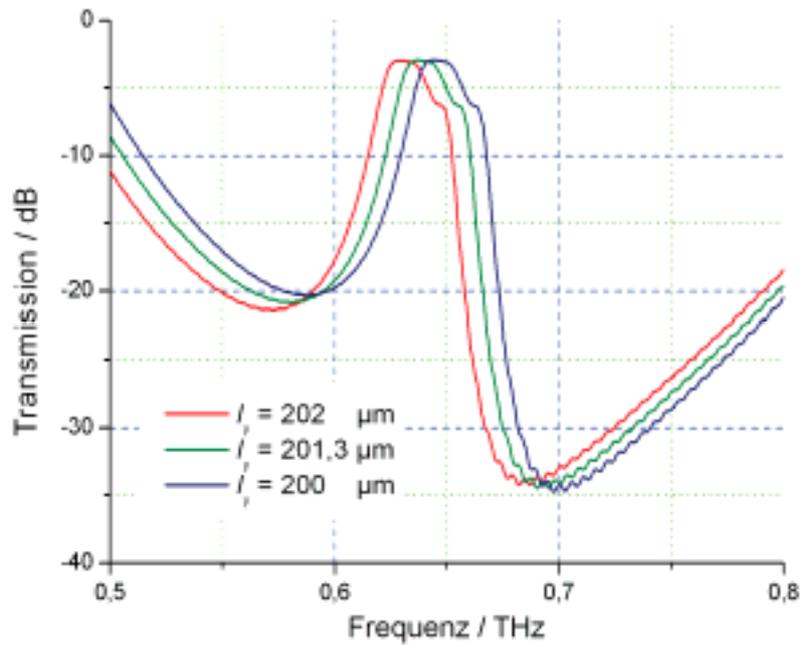
##### 5.1.1.1 Vorstellung und Bestätigung der prinzipiellen Funktionalität

Einer der zentralen Gedanken beim Entwurf der Kreuzstruktur in Abschnitt 4.1 war, dass die beiden senkrecht zueinander stehenden Drahtpaare in ihrer Funktionalität unabhängig voneinander sind. Mit dieser Unabhängigkeit geht die Möglichkeit zur freien Beeinflussung der Eigenschaften der einzelnen Kreuzstreben einher. Nach den Ergebnissen aus Kapitel 4.4.3

ist die Hauptfolge einer Variation der Geometrieparameter eine Verschiebung des linkshändigen Transmissionsbands. Werden die geometrischen Parameter nur leicht variiert, kommt es beim Transmissionsverhalten des elektrischen Feldes zu einem spektralen Bereich, in dem beide Polarisationsrichtungen durch das Metamaterial transmittiert werden. Aufgrund der starken Dispersion des effektiven Brechungsindex der Kreuzstruktur werden die effektiven Brechzahlen der ordentlichen und außerordentlichen Welle einen relativ starken Unterschied aufweisen. In den folgenden Simulationen wird gezeigt, dass es zu der angesprochenen Doppelbrechung kommt und dass diese darüber hinaus mit Hilfe der Abmessungen der beiden Kreuzstreben kontrolliert werden kann.

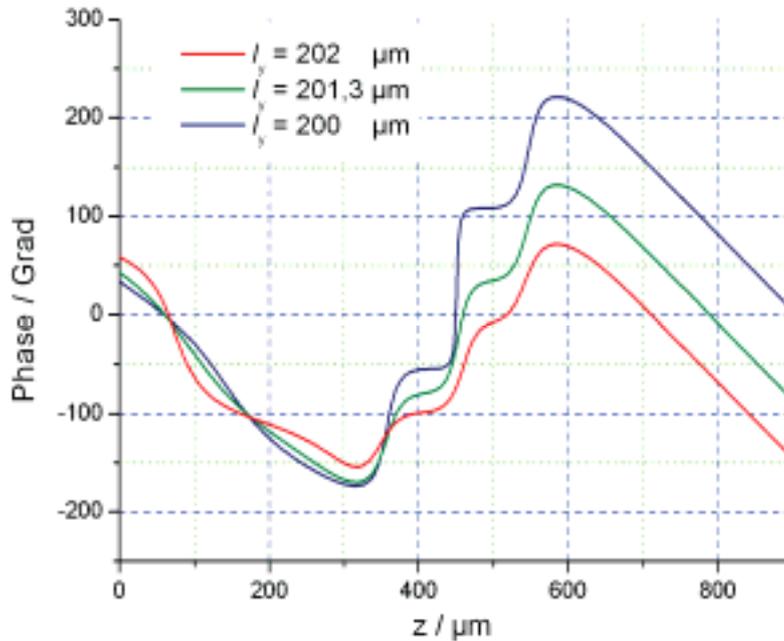
Zur Bestätigung der getroffenen Annahmen wird die metallische Struktur zunächst in Vakuum eingebettet. In den Simulationen wird die Länge der beiden Kreuzstreben relativ zueinander variiert, wobei die Abmessungen der quadratischen Elementarzelle konstant bleiben. Die geometrischen Parameter werden wie folgt gewählt, wobei der Index  $x$  für die parallel zur  $x$ -Richtung orientierte Kreuzstrebe und entsprechend der Index  $y$  für die entlang der  $y$ -Richtung orientierte Strebe steht:  $l_x = 200 \mu\text{m}$ ,  $a_x = a_y = 210 \mu\text{m}$ ,  $a_z = 100 \mu\text{m}$ ,  $s = 25 \mu\text{m}$ ,  $b = 25 \mu\text{m}$ ,  $t = 2 \mu\text{m}$ . Zur Untersuchung der postulierten Doppelbrechung wird die Länge der zweiten Kreuzstrebe variiert. Zur Modellierung der metallischen Teile wird in diesem Fall nicht das Drude Modell benutzt, da die Ergebnisse sich nur marginal von den mit idealisiertem verlustbehaftetem Metall gewonnenen unterscheiden.

Die Struktur wird durch eine linear polarisierte ebene Welle angeregt und enthält drei Elementarzellen in Ausbreitungsrichtung ( $z$ -Richtung). Der elektrische Feldstärkevektor hat eine Orientierung von 45 Grad in der  $x$ - $y$ -Ebene. Die Transmissionseigenschaften der Struktur werden für die beiden Hauptachsen der Struktur aufgezeichnet. In Abbildung 5.1.1 sind die simulierten Transmissionskurven der beiden Feldkomponenten für verschiedene Werte des Parameters  $l_y$  gezeigt. Die Transmissionskurve für die  $x$ -Komponente entspricht der Kurve der  $y$ -Komponente bei  $l_y = 200 \mu\text{m}$  und bleibt auch bei der Veränderung des Parameters konstant. Damit ist eindeutig gezeigt, dass die beiden senkrechten Drahtpaare unabhängig voneinander operieren. Wie bereits durch die Parameterstudien aus Abschnitt 4.4.3 gezeigt, verschiebt sich das Transmissionsband für den in  $y$ -Richtung polarisierten Anteil mit steigender Länge der zugehörigen Kreuzstrebe zu kleineren Frequenzen. Es zeigt sich eindrucksvoll, dass bereits die kleinen eingeführten Variationen in einem Bereich von 2% zu einer großen Verschiebung des Transmissionsbandes relativ zur Bandbreite führen.



**Abbildung 5.1.1** Simulierte Transmissionseigenschaften der y-Komponente des elektrischen Feldes für verschiedene Längen der Kreuzstrebe in y-Richtung; die Transmission für die x-Komponente entspricht der Kurve für  $l_y = 200 \mu\text{m}$  und bleibt bei der Variation des Parameters unverändert [Imh07]

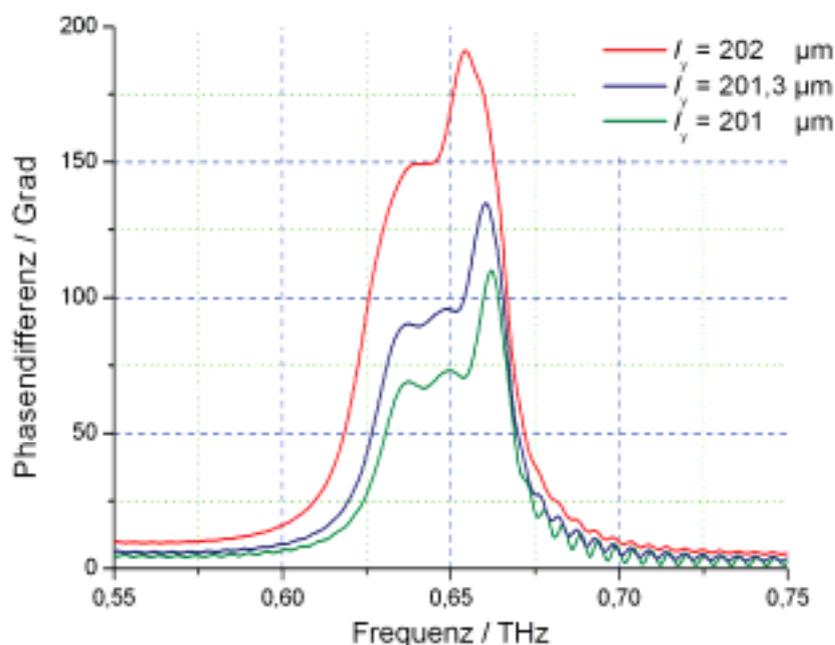
Zur Bestätigung des doppelbrechenden Verhaltens der Metastruktur werden die Phasenverläufe der beiden Feldkomponenten aufgezeichnet. Durch die unterschiedlichen effektiven Brechungsindizes für ordentliche und außerordentliche Polarisation haben die entsprechenden Verläufe eine stark unterschiedliche Steigung, wie aus Abbildung 5.1.2 zu entnehmen ist. Es zeigt sich weiterhin, dass der festgestellte Unterschied im Phasenverlauf durch den Parameter  $l_y$  kontrolliert werden kann. Der Feldverlauf weist bei allen simulierten Längen der y-Kreuzstreben die zu erwartende Umkehr der Steigung des Phasenverlaufs auf, wie sie mit einem negativen Brechungsindex einhergeht. Der sehr homogene Verlauf der Kurven zeigt zusätzlich, dass die Struktur trotz der lateral relativ großen Abmessungen der Elementarzelle als ein effektives Medium angesehen werden kann. Damit ist auch die Beschreibung des Verhaltens über einen effektiven Brechungsindex zulässig. Mit Hilfe der Phasenverläufe und der Methode nach Abschnitt 3.5.2.2 ergibt sich ein maximaler Unterschied zwischen den Brechzahlen der ordentlichen ( $n_x = -2,34$ ) und außerordentlichen ( $n_y = -1,61$ ) Welle von  $\Delta n = 0,727$ . Der Indexkontrast ist sehr groß und ist vergleichbar mit der starken Doppelbrechung, die in Systemen dünner, aus Halbleitern gefertigter, Nanodrähte beobachtet werden konnte [Mus06].



**Abbildung 5.1.2** Vergleich der ortsabhängigen Phase der x- und der y-Komponente des elektrischen Feldes bei einer Frequenz von 0,641 THz für verschiedene Parameter; auch hier entspricht die Kurve für die x-Richtung der Kurve mit dem Parameter  $l_y = 200 \mu\text{m}$  [Imh07]

Im Hinblick auf die Realisierung von Verzögerungsplatten ist der sehr hohe festgestellte Unterschied der effektiven Brechzahlen von großem Vorteil. Zur Erzielung einer definierten Phasenverschiebung zwischen den beiden Feldkomponenten hinter dem Metamaterial werden bei größerem Kontrast dünnere Schichten benötigt. Damit lassen sich äußerst kompakte Verzögerungsplatten mit Hilfe von Metamaterialien konstruieren. Diese Tatsache hat neben der reinen Platzersparnis noch einen weiteren sehr viel bedeutsameren Vorteil. Aufgrund der relativ starken Absorption in den vorgestellten Metamaterialien kommt die Minimierung der Schichtdicke eines realisierten Bauelements der Minimierung der auftretenden Verluste gleich.

Beim Entwurf von Bauteilen, die den Polarisationszustand der Welle manipulieren, ist die, nach dem Passieren des Bauteils erreichte Phasendifferenz zwischen den beiden Polarisationsrichtungen entscheidend. In Abbildung 5.1.3 sind die Phasendifferenzen bei drei Elementarzellen in z-Richtung für mehrere Fälle in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt. Die Maximale Phasendifferenz im Bereich, in dem die Transmission für beide Richtungen etwa gleich groß ist, beträgt ungefähr 150 Grad. Für die Konstruktion einer  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte mit einer Phasenverschiebung von 90 Grad reichen demnach drei Elementarzellen aus. Die Realisierung einer  $\lambda/2$ -Platte mit Hilfe der inhomogenen Kreuze erfordert hingegen eine Stapelung von mindestens vier Schichten zur Verwirklichung der geforderten Phasendrehung von 180 Grad.



**Abbildung 5.1.3** Phasendifferenz zwischen ordentlicher und außerordentlicher Polarisation nach der Passage des Metamaterials

In den bisher vorgenommenen Simulationen sind die Kreuze in Vakuum eingebettet worden. Die Realisierung der Struktur zur Konstruktion einer  $\lambda/4$ -Platte mit BCB, das sich aufgrund der hervorragenden Erfahrungen bei der Herstellung der Kreuz-Struktur anbietet, ist Bestandteil des folgenden Kapitels.

### 5.1.1.2 Entwurf einer kompakten $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte

Eine  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte muss zwei grundlegende Kriterien erfüllen: Der Transmissionskoeffizient muss für beide Orientierungen in etwa gleich sein und die Phasenverschiebung zwischen den Komponenten muss in diesem Frequenzbereich 90 Grad betragen. Die Ergebnisse aus Abbildung 5.1.3 zeigen deutlich, dass mit Hilfe der inhomogenen Doppel Kreuze die Möglichkeit zur Konstruktion einer sehr kompakten  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte mit nur drei Elementarzellen in Ausbreitungsrichtung besteht. Die hier vorgestellten Geometrieparameter der Struktur können direkt als Vorlage für eine praktische Realisierung verwendet werden. Die Realisierung mit BCB als Hintergrund erfordert aus den bekannten Gründen aus Abschnitt 4.3.1 eine Anpassung der Geometrie auf die folgenden Werte:  $l_x = 120 \mu\text{m}$ ,  $l_y = 121,2 \mu\text{m}$ ,  $a_x = a_y = 130 \mu\text{m}$ ,  $a_z = 70 \mu\text{m}$ ,  $s = 15 \mu\text{m}$ ,  $b = 20 \mu\text{m}$  und  $t = 0,2 \mu\text{m}$ . Die simulierten Transmissionskurven der Struktur sind in Abbildung 5.1.4 dargestellt und sind in einem Spektralbereich um 0,71 THz in etwa gleich

groß. Die Phasenverschiebung zwischen den beiden Feldkomponenten nach dem Durchlaufen der Struktur im simulierten Frequenzband ist in Abbildung 5.1.5 zusammen mit dem Verhältnis des Betrags der beiden Transmissionskoeffizienten gezeigt.

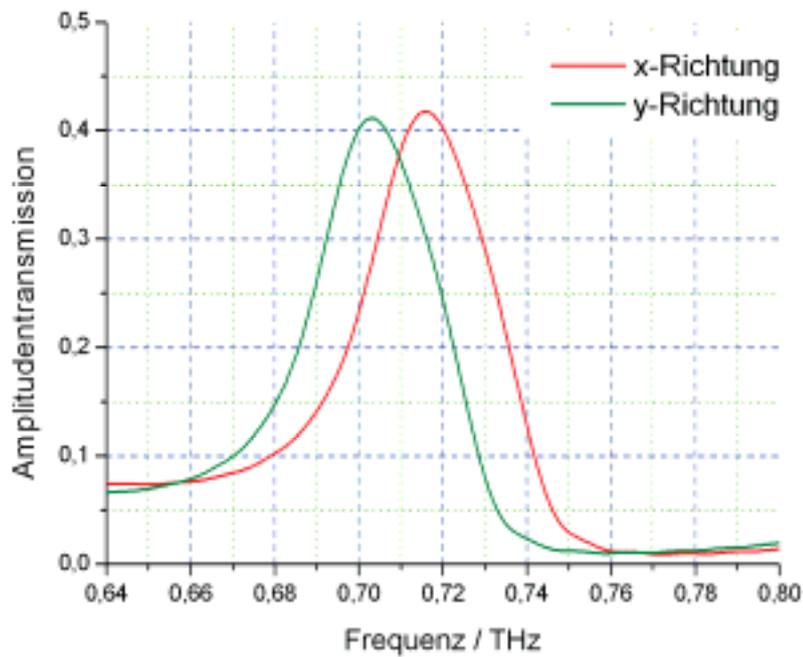


Abbildung 5.1.4 Amplitudentransmission für den in x- und den in y-Richtung polarisierten Anteil der einfallenden Welle

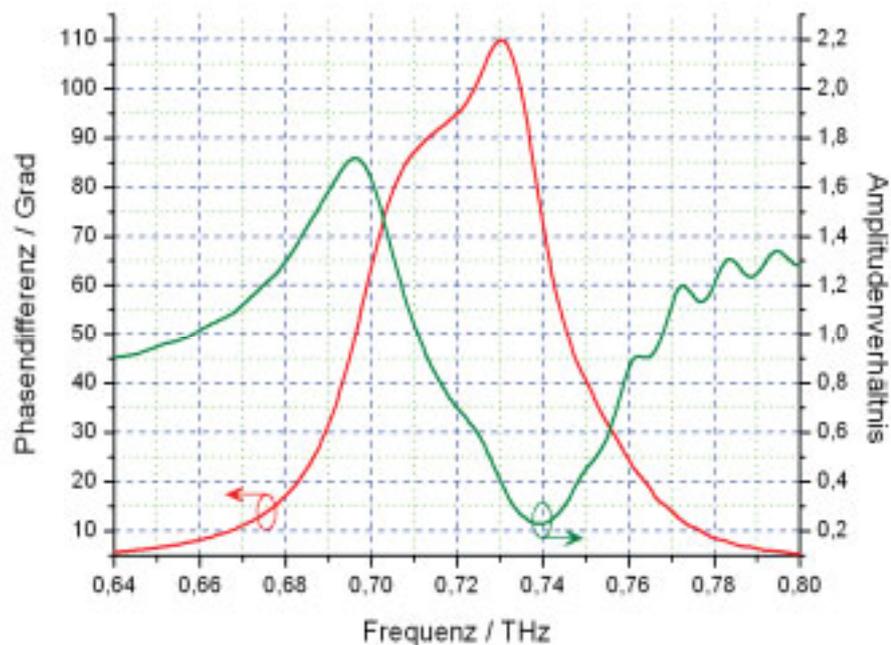


Abbildung 5.1.5 Phasendifferenz und Amplitudenrate der komplexen Transmissionsfaktoren der ordentlichen und außerordentlichen Welle

Die Phasenverschiebung zwischen der ordentlichen und außerordentlichen Welle nimmt im Bereich um 0,71 THz, bei dem das Verhältnis zwischen den Transmissionskoeffizienten gleich Eins ist, den angestrebten Wert von 90 Grad an. Bemerkenswert dabei sind die sehr geringen Abmessungen der Verzögerungsplatte. In Ausbreitungsrichtung misst das Metamaterial gerade einmal 210  $\mu\text{m}$ , was lediglich ungefähr einer halben Wellenlänge bei der Operationsfrequenz entspricht. Zur Bestimmung der nutzbaren Bandbreite der Verzögerungsplatte werden für die beiden, in Abbildung 5.1.5 dargestellten Parameter Grenzen eingeführt, in denen sich die Werte für eine korrekte Funktionalität bewegen sollten. Beim Phasenunterschied wird eine Abweichung von 10 Grad zugelassen und beim Verhältnis der Amplituden hinter der Verzögerungsplatte soll eine maximale Abweichung von 0,1 erlaubt sein. Die sich daraus ergebende Bandbreite ist mit ungefähr 0,01 THz äußerst gering. Die Bandbreite ist im vorgeschlagenen Design generell begrenzt, da es sich um ein linkshändiges Metamaterial handelt, dessen Funktionsprinzip auf Resonanzen aufbaut. Eine breitbandige Nutzung der Effekte ist mit negativ brechenden Strukturen nicht möglich. Dennoch bietet die hier vorgestellte Struktur einige Vorteile im Vergleich zu anderen, auf Flüssigkristallen beruhenden, doppelbrechenden Materialien für den THz-Bereich [Hsi06]. Der Hauptvorteil des hier präsentierten Ansatzes liegt ganz klar bei der hohen Indextdifferenz und den damit verbundenen sehr kompakten Abmessungen der Komponente. Des Weiteren wird bei dem hier vorgestellten Metamaterial keine externe Spannung zur Gewährleistung der Funktionalität benötigt. Auf der anderen Seite kann die Betriebsfrequenz der Flüssigkristall-Bauteile über die angelegte Spannung gesteuert werden, was eine vielseitigere Nutzung dieses Ansatzes zulässt. Die Bandbreite ist bei den Verzögerungsplatten auf Flüssigkristall-Basis ebenfalls größer, da dort Resonanzen keine Rolle spielen.

### 5.1.2 Drahtpaare

Durch die Simulationen im vorangegangenen Abschnitt hat sich gezeigt, dass mittels der gezielt eingeführten Inhomogenität in die Doppel-Kreuz Struktur ein effektives Material mit einer starken Doppelbrechung entsteht. Die erreichbare Indextdifferenz ist mit dem bestehenden Ansatz jedoch nicht weiter zu steigern, da bei einer weiteren Vergrößerung der Inhomogenität die beiden Transmissionsspektren der senkrecht zueinander stehenden Drahtpaare kein gemeinsames Passband mehr aufweisen. Es hat sich dennoch klar gezeigt, dass in einer Struktur auftretende Asymmetrien ausgenutzt werden können, womit alle der bereits vorgestellten inhomogenen Metamaterialien potentielle Kandidaten für die Realisierung doppelbrechender Eigenschaften sind. Bei den folgenden Entwürfen steht als eine der zentralen Anforderungen eine möglichst einfache Realisierung der Struktur im

THz-Bereich im Vordergrund. Sämtliche auf dem SRR basierenden Metamaterialien fallen aufgrund der genannten Forderung und den bereits im vierten Abschnitt ausführlich besprochenen Nachteile heraus. Auch die Fischnetz Struktur ist für die gewünschte Funktionalität weniger gut geeignet, da es bei einer Orientierung des elektrischen Feldstärkevektors senkrecht zur vorgestellten Operationsrichtung zu einem Stopband aufgrund der Drähte kommt. Ein sehr viel versprechendes Metamaterial sind Paare von Drähten, die in Abbildung 5.1.6 mit den entsprechenden Geometrieparametern nochmals gezeigt sind. Die praktische Implementierung dieser Struktur kann analog zu dem in Abschnitt 4.4.1 vorgestellten Verfahren geschehen, womit auch ein voluminöses Material gefertigt werden kann. In den nächsten Abschnitten wird die Doppelbrechung der Drahtpaare untersucht und der Einsatz zur Konstruktion von Verzögerungsplatten diskutiert.

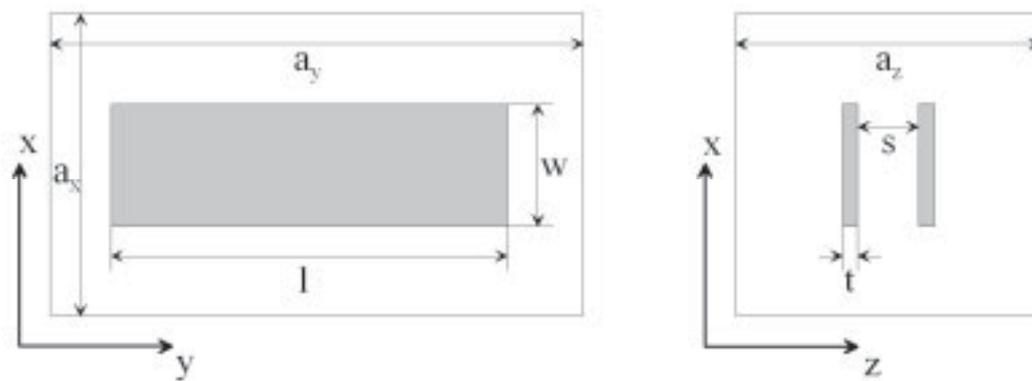
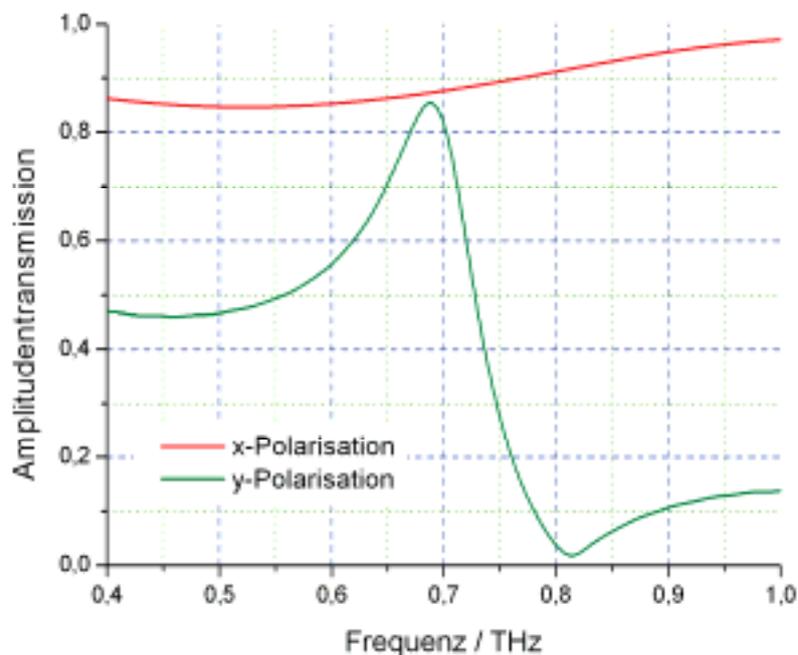


Abbildung 5.1.6 Aufbau und geometrische Parameter der Elementarzelle der CWP

### 5.1.2.1 Untersuchung der doppelbrechenden Eigenschaften

Die effektiven Eigenschaften der Drahtpaare für eine entlang der Drahtachse polarisierte Welle sind aus Abschnitt 3.4.2.1 und den Kapiteln über die Doppel-Kreuz Struktur bekannt. Es kommt zur Ausbildung eines Frequenzbereichs mit negativer effektiver Brechzahl. Für eine einfallende Welle, die senkrecht zu den Drahtachsen polarisiert ist, ist neben einer leicht erhöhten Dämpfung nur ein sehr geringer Einfluss des Metalls auf das Transmissionsverhalten zu erwarten. Das bedeutet vor allem, dass die effektiven Materialparameter in etwa den Eigenschaften des, als Hintergrundmaterial verwendeten, BCB entsprechen sollten. In Kombination mit dem wirksamen effektiven negativen Brechungsindex für die andere Polarisationsrichtung handelt es sich um ein Material mit einer extrem hohen Indexdifferenz, da die Brechzahlen für ordentliche und außerordentliche Polarisierung sogar unterschiedliche Vorzeichen aufweisen.

Die Parameter der Drahtpaare werden zunächst auf folgende Werte eingestellt:  $l = 110 \mu\text{m}$ ,  $b = 19 \mu\text{m}$ ,  $t = 0,2 \mu\text{m}$ ,  $s = 12 \mu\text{m}$ ,  $a_x = 50 \mu\text{m}$ ,  $a_y = 118 \mu\text{m}$ ,  $a_z = 90 \mu\text{m}$ . Die Transmissionskurven für die beiden Polarisationsrichtungen durch eine Elementarzelle der CWP sind in Abbildung 5.1.7 gezeigt. Der Verlauf für die in x-Richtung polarisierte Welle hat über den gesamten untersuchten Frequenzbereich eine Transmission von mindestens 85% und weist keine besonderen spektralen Charakteristika auf. Die Kurve für die orthogonale Polarisation liefert den bereits bekannten Verlauf eines linkshändigen Metamaterials mit dem von zwei Stoppbändern eingeschlossenen Transmissionsband. Im Bereich der maximalen Transmission für die y-Polarisation besteht noch ein Unterschied zwischen den beiden Polarisationsrichtungen, was in einem doppelbrechenden Medium eigentlich nicht unbedingt erwünscht ist.



**Abbildung 5.1.7** Vergleich der Amplitudentransmission für die beiden Polarisationsrichtungen der einfallenden Welle

Zur quantitativen Charakterisierung der erwarteten Doppelbrechung werden die effektiven Brechungsindizes für beide Orientierungen des elektrischen Feldstärkevektors im Bereich um den Transmissionspeak zwischen 0,6 und 0,85 THz berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.1.8 dargestellt und bestätigen die über das Verhalten gemachten Behauptungen. Der Brechungsindex der zur Drahtachse senkrechten Polarisationsrichtung weist mit 1,74 gegenüber reinem BCB ( $n \approx 1,63$ ) einen leicht erhöhten Brechungsindex auf, der im untersuchten Intervall fast keine Dispersion erkennen lässt. Das Verhalten für die

y-Polarisation zeigt den typischen Verlauf mit negativem Brechungsindex, der mit der Frequenz stark ansteigt. Im Bereich der Operationsfrequenz der Drahtpaare bei 0,69 THz ergibt sich ein effektiver Brechungsindex von -1,88. In Summe wirkt eine Indexdifferenz zwischen den beiden Polarisationen von 3,62. Die mit Hilfe der Drahtpaare erzielte Doppelbrechung übertrifft damit den in [Mus06] angegebenen Wert um einen Faktor von mehr als Vier. Mit dem erreichten Indexkontrast ergibt sich bereits bei einem Metamaterialfilm, der lediglich aus einer einzigen Elementarzelle besteht, eine Phasenverschiebung zwischen den Feldkomponenten von mehr als 180 Grad. Diese Beobachtungen bestätigen, dass sich die Drahtpaare zur Konstruktion noch dünnerer Verzögerungsplatten anbieten, deren Eigenschaften im folgenden Kapitel behandelt werden.

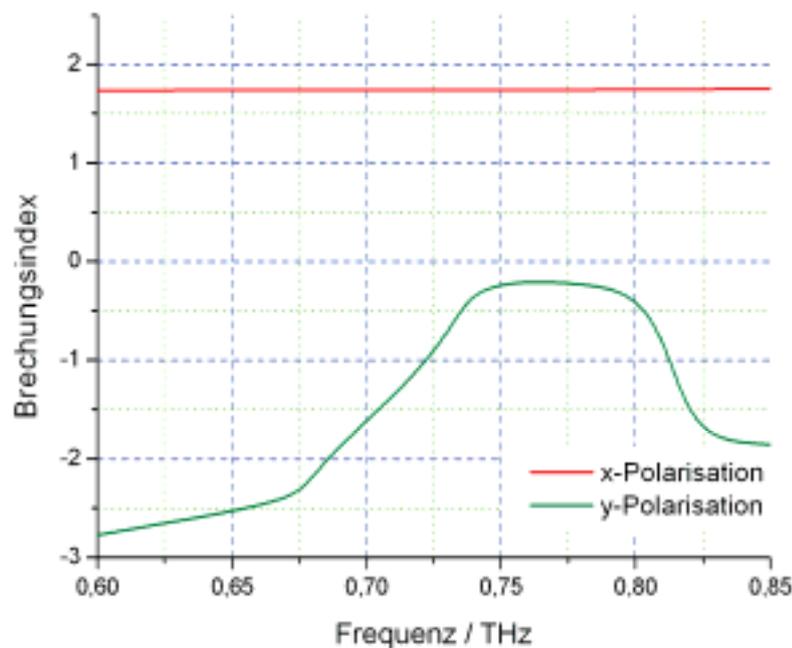
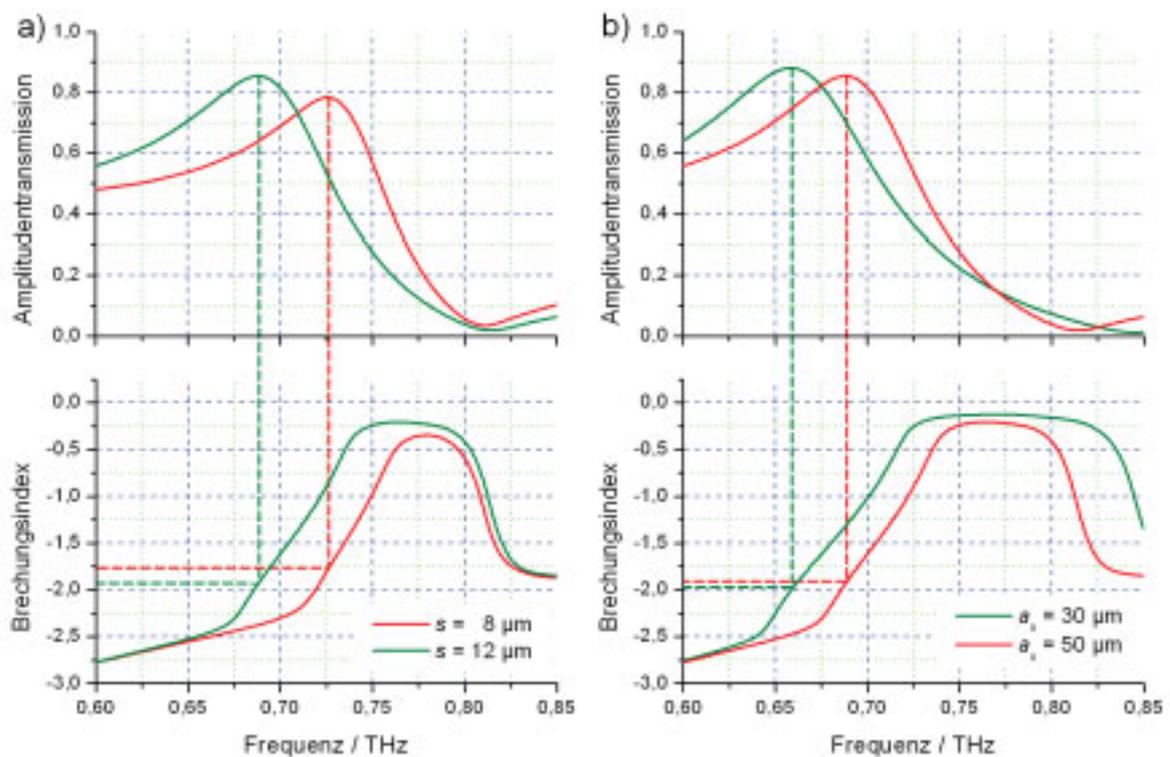


Abbildung 5.1.8 Effektive Brechungsindizes für die beiden orthogonalen Polarisationsrichtungen

### 5.1.2.2 Konstruktion ultrakompakter Verzögerungsplatten

Im vorangegangenen Abschnitt ist ganz allgemein die in den Drahtpaaren auftretende Doppelbrechung quantitativ untersucht worden. Für die Konstruktion effektiver Verzögerungsplatten müssen allerdings noch einige weitere Aspekte Beachtung finden. Es ist wichtig, eine Möglichkeit zur unabhängigen Kontrolle der, hinter dem Bauteil entstehenden, Phasendifferenz und der Transmissionskoeffizienten der beiden Polarisationsrichtungen zu besitzen. Bei dieser Aufgabe spielen der Abstand der Drähte innerhalb einer Elementarzelle, sowie der relative Anteil an Metall innerhalb der Elementarzelle eine entscheidende Rolle.

Die zuletzt genannte Größe kann entweder über die Breite der Drähte oder über die Gitterkonstante  $a_x$  eingestellt werden. Die Variation des Abstandes der Drähte voneinander hat nach den Ergebnissen aus Abschnitt 4.4.3 einen relativ großen Einfluss auf den Betrag des negativen Brechungsindex im Bereich des Transmissionsmaximums. In Abbildung 5.1.9a ist die Transmission für den in y-Richtung polarisierten Anteil der Welle sowie der zugehörige Realteil der effektiven Brechzahl für zwei verschiedene Werte des Abstands gezeigt. Alle anderen Parameter sind entsprechend den Angaben im vorherigen Abschnitt eingestellt.

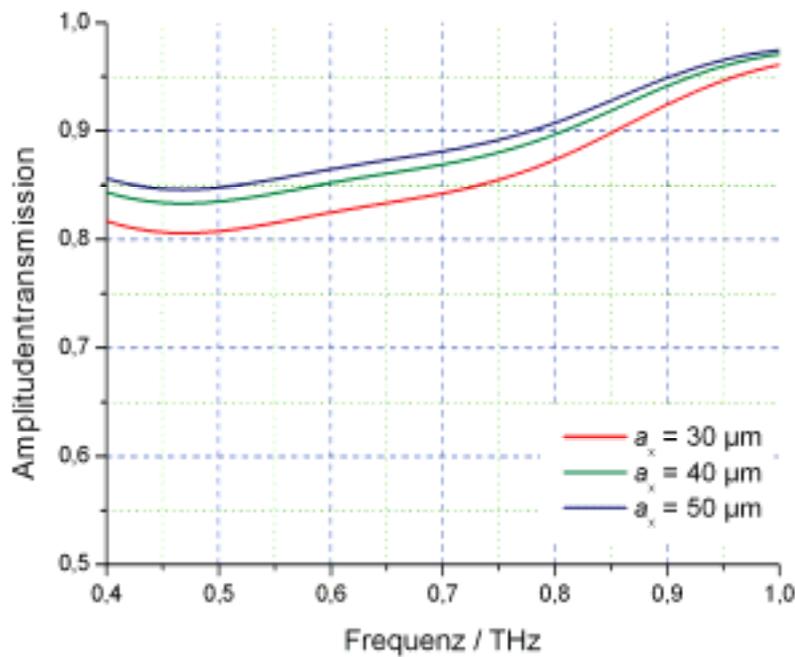


**Abbildung 5.1.9** a) Amplitudentransmission und effektiver Brechungsindex für  $s = 8 \mu\text{m}$  und  $s = 12 \mu\text{m}$   
 b) Amplitudentransmission und effektiver Brechungsindex für  $a_x = 30 \mu\text{m}$  und  $a_x = 50 \mu\text{m}$

Es ist deutlich zu erkennen, dass der Brechungsindex im Bereich der maximalen Transmission mit kleiner werdendem Abstand ansteigt, womit sich ein Instrument zur Steuerung des Indexkontrastes und damit der Phasendifferenz zwischen den orthogonalen Komponenten ergibt. Die Variation dieses Parameters hat auf das Verhalten der anderen Polarisationsrichtung keinen nennenswerten Einfluss. Ein Aspekt, der eher negative Auswirkungen hat, ist die merklich geringere maximale Transmission beim Modell mit verringertem Abstand. Das hat zur Folge, dass der in Abbildung 5.1.7 beobachtete Unterschied zwischen den Transmissionskoeffizienten weiter vergrößert wird. Diesem Effekt kann jedoch über den zweiten oben genannten Parameter entgegengewirkt werden. Wie aus Abbildung 5.1.9b zu entnehmen ist, kann die Transmission für die y-Polarisation durch

Verringern der Gitterkonstante  $a_x$  leicht gesteigert werden, wobei der effektive Brechungsindex im Transmissionsband fast unverändert bleibt. Für die Anpassung der beiden Transmissionskoeffizienten ist ein weiterer Effekt ganz entscheidend. Im Gegensatz zur Variation des Abstandes führt die Verringerung der Gitterkonstante in x-Richtung auch zu deutlichen Veränderungen des Verhaltens der entsprechenden Polarisationsrichtung.

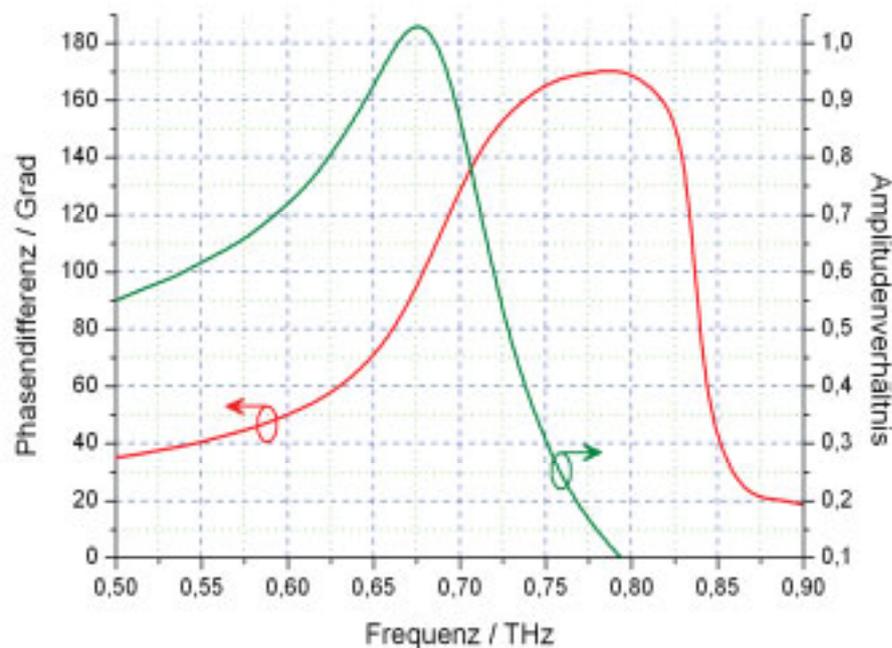
Durch den stark erhöhten Anteil an Metall in der Elementarzelle des Metamaterials sinkt die Transmission für die x-Komponente des elektrischen Feldes ab, wie aus Abbildung 5.1.10 zu entnehmen ist. Auf diese Weise können bei einer definierten, über den Abstand der Drähte eingestellten, Indexdifferenz die Transmissionsfaktoren der beiden orthogonalen Feldkomponenten angeglichen werden, wie es bei der Konstruktion von Verzögerungsplatten erforderlich ist. Dabei ist es im Hinblick auf die maximal erreichbare Bandbreite des Bauteils wichtig, dass der Betrag der Transmissionskoeffizienten im Bereich des Maximums des linkshändigen Bandes übereinstimmt, da sich dort der Koeffizient für die y-Richtung am schwächsten ändert.



**Abbildung 5.1.10** Vergleich der Amplitudentransmission der in x-Richtung polarisierten Welle für verschiedene Werte des Parameters  $a_x$

Mit einer Phasenverschiebung von 270 Grad, die mit einer Elementarzelle der Drahtpaare ohne weiteres erzielt werden kann, können die Bedingungen für eine  $\lambda/4$ -Platte erfüllt werden. Das bedeutet, dass die Abmessungen des Bauteils noch einmal um  $110 \mu\text{m}$  auf  $90 \mu\text{m}$  verkleinert werden können. Es handelt sich also, wie bereits im Kapitelnamen angekündigt

um eine ultrakompakte Verzögerungsplatte. Die Parameter für das Bauteil entsprechen den im vorangegangenen Abschnitt angegebenen, mit den einzigen Ausnahmen, dass  $s = 10,5 \mu\text{m}$  und  $a_x = 30 \mu\text{m}$  gewählt werden muss. In Abbildung 5.1.11 sind die erreichte Phasendifferenz und das Verhältnis der beiden Transmissionskoeffizienten gezeigt. Die eigentliche Phasendifferenz zwischen den Komponenten ist um 180 Grad größer als der im Diagramm gezeigte Wert. Für die Charakterisierung der Verzögerungsplatte spielen Verschiebungen um ganzzahlige Vielfache von 180 Grad keine Rolle.



**Abbildung 5.1.11** Phasendifferenz und Amplitudenverhältnis zwischen den komplexen Transmissionsfaktoren bei der  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte

Es ist gut zu erkennen, dass im Bereich, in dem die Phasenverschiebung zwischen 80 und 100 Grad beträgt, auch die Transmission für beide Polarisierungen fast gleich ist, was durch das Verhältnis von Eins gekennzeichnet ist. Die absolute Amplitudentransmission durch die  $\lambda/4$ -Platte liegt im angesprochenen Frequenzband bei 85 Prozent. Im Vergleich zu den inhomogenen Kreuzen sind die Leistungsverluste der Drahtpaare um einen Faktor von über Vier verringert. Die Bandbreite des Bauteils ist vergleichbar mit dem, bei den inhomogenen Kreuzen, beobachteten Wert. Trotz der genannten Möglichkeiten zur Einflussnahme ist es nicht gelungen, mit einer einzelnen Elementarzelle die Bedingungen einer  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte zu erreichen. Selbst nach einer starken Reduktion des Abstandes der beiden Drähte voneinander war die Indexdifferenz zwischen den beiden Feldkomponenten noch deutlich größer als die geforderten 180 Grad. Die Realisierung ist jedoch mit den bereits

vorgestellten Parametern und einer Schicht von zwei Elementarzellen in Ausbreitungsrichtung möglich. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abbildung 5.1.12 zusammengestellt.

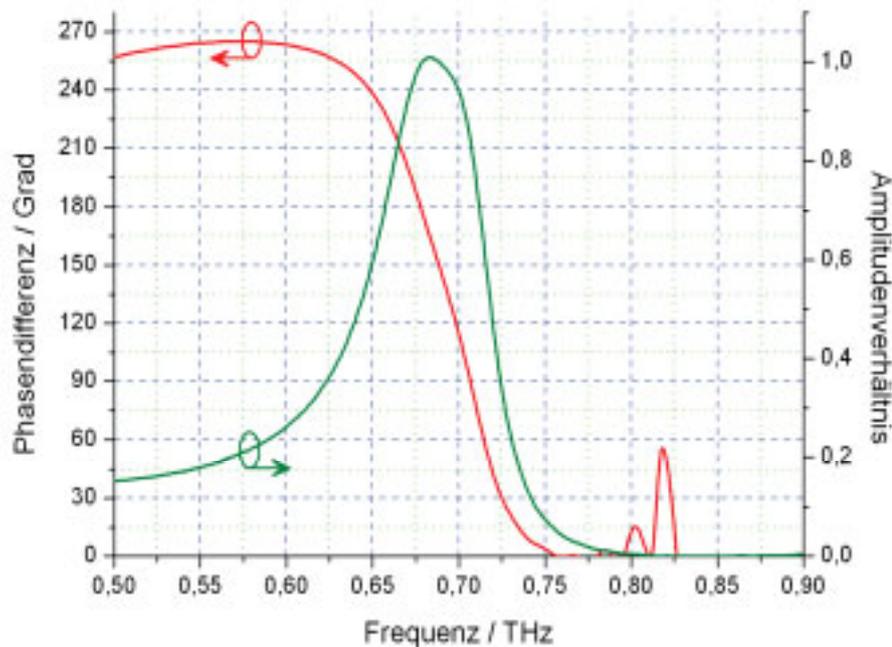


Abbildung 5.1.12 Phasendifferenz und Amplitudenverhältnis zwischen den komplexen Transmissionsfaktoren bei der  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte

Auch hier ist die eigentliche Phasenverschiebung zwischen den beiden Komponenten höher als im Diagramm dargestellt, in diesem Fall um 360 Grad. Bei der Operationsfrequenz von 0,675 THz wird eine Leistungstransmission von etwas mehr als 50 % erreicht. Der größte Nachteil ist wiederum die mit etwa 0,02 THz sehr geringe Bandbreite des Bauteils.

### 5.1.3 Mäander Verzögerungsplatten im THz-Bereich

Trotz der großen erreichbaren Indextdifferenzen mit den beiden vorgestellten Strukturen gibt es noch einige signifikante Nachteile zu beseitigen. Allem voran ist die Bandbreite der simulierten Bauteile sehr gering, was ein systematisches Problem der implementierten linkshändigen Metamaterialien ist. Aufgrund der erforderlichen Resonanzen ist die Operationsbandbreite der Strukturen immer begrenzt. Für eine entscheidende Verbesserung der Leistungsfähigkeit der Komponenten müssen alternative Strukturen gefunden werden. Eine Möglichkeit bietet eine aus dem Mikrowellenbereich bekannte FSS-Struktur, die aus mäanderförmigen Leitungen, wie in Abbildung 5.1.13 dargestellt, aufgebaut ist. Das zugrunde liegende Funktionsprinzip setzt auf eine stark inhomogene Oberflächenimpedanz der Struktur, die nach den Fresnel Gleichungen (2.3.14) bis (2.3.17) auch zu einer entsprechenden

Inhomogenität bei den Transmissionsfaktoren führt. Auf eine in x-Richtung polarisierte Welle wirkt aufgrund des geschwungenen durchgängigen Leiterverlaufs hauptsächlich eine induktive Impedanz, während die Struktur auf ein in y-Richtung orientiertes Feld durch die Lücken eine kapazitive Wirkung entfaltet [Mun00, Mun03]. Diese Tatsache führt zu einer starken Phasendifferenz der beiden Komponenten nach dem Durchlaufen der Struktur. Die Ergebnisse aus dem Mikrowellenbereich sind sehr viel versprechend, da dort über einen relativ breiten Frequenzbereich eine nahezu konstante Phasendifferenz von 90 Grad bei gleichzeitig sehr hoher Transmission für beide Polarisationsrichtungen erreicht werden konnte.

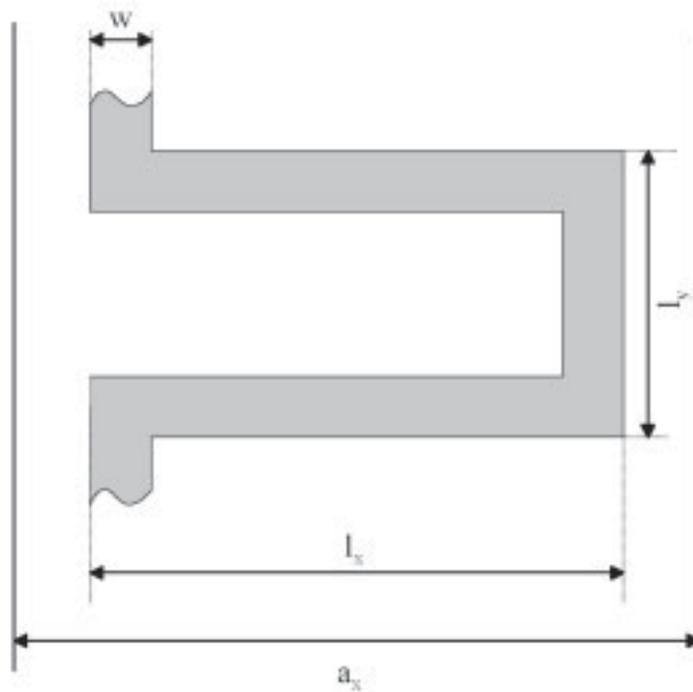
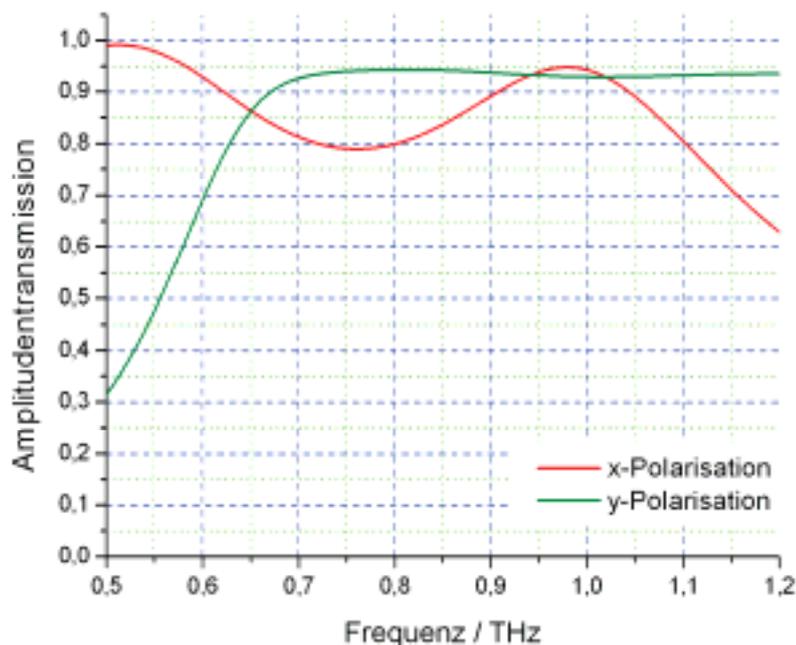


Abbildung 5.1.13 Geometrischer Aufbau der Mäanderstruktur

Eine direkte Adaption der optimierten Geometrie aus dem GHz-Bereich für Wellen im THz-Bereich ist nicht möglich, da bei der mehrschichtigen Struktur die Dielektrizitätskonstante der Platinen von Schicht zu Schicht variiert wurde. Mit der vorgestellten Herstellungsmethode aus Kapitel 4.4.1 kann lediglich ein homogener Hintergrund realisiert werden, weshalb die Geometrie entsprechend angepasst werden muss. Die gefundenen Parameter lauten:  $l_x = 35 \mu\text{m}$ ,  $l_y = 30 \mu\text{m}$ ,  $w = 8 \mu\text{m}$ ,  $a_x = 85 \mu\text{m}$  und  $a_z = 55 \mu\text{m}$ , wobei der letzte Parameter die Gitterkonstante in z-Richtung beschreibt. Die Metallschicht ist  $0,2 \mu\text{m}$  dick und wird, wie in den vorangegangenen Abschnitten, als quasi perfekter Leiter mit der Leitfähigkeit von Kupfer modelliert. Die simulierte Struktur besteht

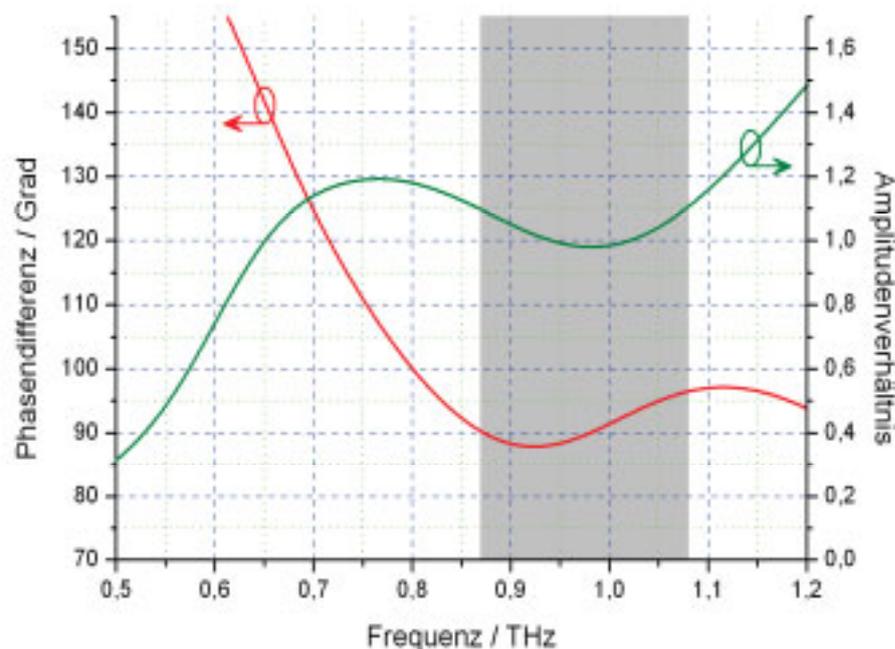
aus drei Elementarzellen in Ausbreitungsrichtung. Die Transmissionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Orientierung des elektrischen Feldstärkevektors sind in Abbildung 5.1.14 gezeigt. Der Transmissionsverlauf in y-Richtung weist eine deutliche Ähnlichkeit mit dem prinzipiellen Verlauf bei dünnen Drähten auf: Oberhalb einer bestimmten Frequenz bleibt die Transmission auf einem konstant hohen Wert. Diese Feststellung ist aufgrund der in y-Richtung nicht unterbrochenen Leiterbahnen keine große Überraschung. Die mäanderförmige Anordnung hat dabei keinen großen Einfluss, da bei der Herleitung der Eigenschaften der Drahtstruktur vorausgesetzt wurde, dass sich die Elektronen nur um sehr kleine Wegstrecken bewegen. Der Verlauf der orthogonalen Polarisation zeigt im untersuchten Frequenzbereich neben einer leichten Schwankung keine bemerkenswerten Charakteristika. Es ist auch klar zu erkennen, dass es einen relativ breiten Frequenzbereich zwischen 0,9 und 1,05 THz gibt, in dem beide Polarisationsrichtungen in etwa gleich gut durch die Struktur transmittiert werden.



**Abbildung 5.1.14** Amplitudentransmission für die beiden orthogonalen Feldkomponenten der Mäander  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte

Die quantitative Untersuchung der Leistungsfähigkeit der Mäander Verzögerungsplatte wird wiederum mit Hilfe der erreichten Phasendifferenz zwischen den Komponenten und dem Verhältnis der Amplituden der Transmissionskoeffizienten durchgeführt. Die Ergebnisse in Abbildung 5.1.15 zeigen über einen sehr großen Frequenzbereich hinweg eine Phasendifferenz von  $90 \pm 10$  Grad. Im vorliegenden Fall ist die Bandbreite des Bauteils nicht

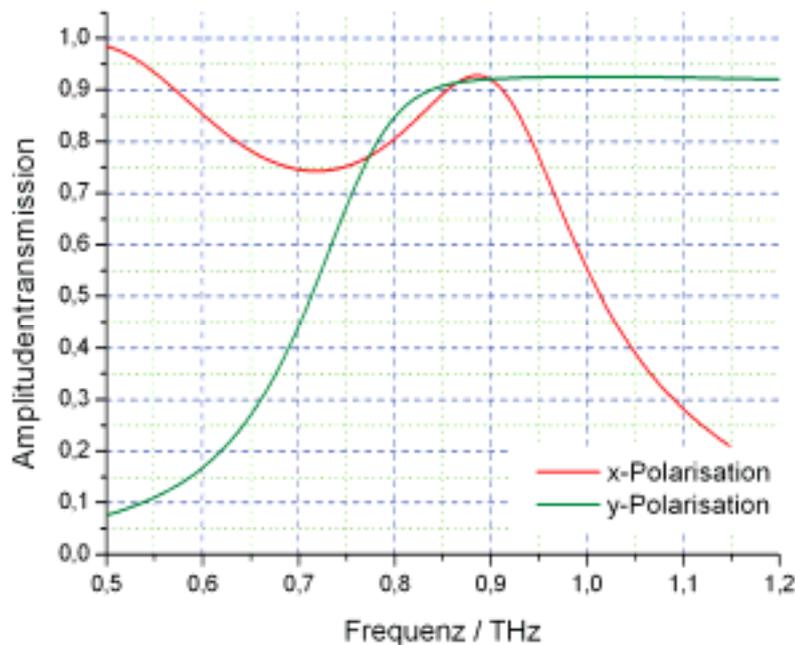
durch den schmalen Bereich mit der korrekten Phasendifferenz begrenzt, sondern durch die Amplitudentransmission. Es stellt sich eine nutzbare Bandbreite von mehr als 0,2 THz zwischen 0,87 und 1,08 THz ein. Das nutzbare Frequenzband der Struktur ist in Abbildung 5.1.15 grau hinterlegt. Im Vergleich zu den bisher vorgestellten Verzögerungsplatten bietet die Mäander Struktur Vorteile in allen Belangen. Sowohl die nutzbare Bandbreite, als auch die absolute Transmission des Bauteils sind gegenüber den linkshändigen Verzögerungsplatten deutlich erhöht. Lediglich die Abmessungen in z-Richtung sind mit 165  $\mu\text{m}$  in etwa doppelt so groß wie bei der CWP-Struktur, jedoch immer noch deutlich unterhalb der Wellenlänge der Strahlung bei der höchsten Betriebsfrequenz.



**Abbildung 5.1.15** Phasendifferenz und Amplitudenverhältnis zwischen den orthogonalen Feldkomponenten der Mäander  $\lambda/4$ -Platte

Im Mikrowellenbereich ist der Mäander lediglich zur Konstruktion von  $\lambda/4$ -Platten benutzt worden. Für den THz-Bereich soll jetzt allerdings auch ein möglicher Einsatz als  $\lambda/2$ -Platte geprüft werden. Wie aus Abbildung 5.1.15 zu entnehmen ist, kann die Phasendifferenz deutlich größere Werte als die in diesem Fall angestrebten 90 Grad annehmen. Bei den verschiedenen Parameterstudien mit der Mäanderstruktur hat sich zudem gezeigt, dass die Phasendifferenz sehr stark von den Parametern  $l_y$ ,  $a_x$  und  $w$  abhängt und erheblich zu steigern ist. Damit wird ein Einsatz der präsentierten Struktur mit angepassten Geometrieparametern als  $\lambda/2$ -Platte ermöglicht, ohne die Zahl der Elementarzellen in Ausbreitungsrichtung zu erhöhen. Die neuen Parameterwerte sind:  $l_x = 35 \mu\text{m}$ ,  $l_y = 50 \mu\text{m}$ ,  $a_x = 46 \mu\text{m}$ ,  $w = 5 \mu\text{m}$ . Die

Transmissionskoeffizienten der beiden Polarisationsrichtungen in Abbildung 5.1.16 zeigen, dass sich die gemachten Veränderungen vor allem auf die in y-Richtung polarisierte Welle auswirken. Die Reduktion der entsprechenden Gitterkonstante führt zu einer Erhöhung der Plasmafrequenz, was an der erst bei höheren Frequenzen einsetzenden Transmission zu erkennen ist. Die absolute Transmission ist mit über 90 % im Bereich um 0,9 THz sehr groß und für beide Feldkomponenten etwa gleich. Die festgestellte Erhöhung der Phasendifferenz lässt sich auch mit Hilfe des Modells eines effektiven Plasmas erklären. Der Bereich in dem die beiden Transmissionskoeffizienten übereinstimmen liegt in Abbildung 5.1.16 deutlich näher an der Plasmafrequenz, die im Bereich der ansteigenden Transmission liegt. In diesem Bereich ist eine deutlich geringere Permittivität zu erwarten, was den Indexkontrast und damit die Phasenverschiebung erhöht.



**Abbildung 5.1.16** Amplitudentransmission der Mäanderstruktur zur Realisierung einer  $\lambda/2$ -Platte

In Abbildung 5.1.17 ist die Phasendifferenz sowie das Verhältnis der Amplituden nach dem Durchlaufen des Bauteils angegeben. Im zuvor schon angesprochenen Frequenzbereich, in dem die beiden Transmissionskoeffizienten etwa gleich groß sind, kann eine Phasendifferenz von 180 Grad erreicht werden, womit die Anforderungen an eine  $\lambda/2$ -Platte erfüllt sind. Die Bandbreite des simulierten Bauteils ist auch in Abbildung 5.1.17 wieder grau unterlegt und ist mit 0,15 THz deutlich geringer als die der  $\lambda/4$ -Platte. Im Vergleich zu der mit Hilfe der CWP realisierten  $\lambda/2$ -Platte sind alle relevanten Charakteristika besser. Die Bandbreite sowie die Transmission sind deutlich höher und selbst die Abmessungen des Bauteils sind bei der hier vorgestellten Mäanderstruktur kleiner als bei der CWP-Struktur.

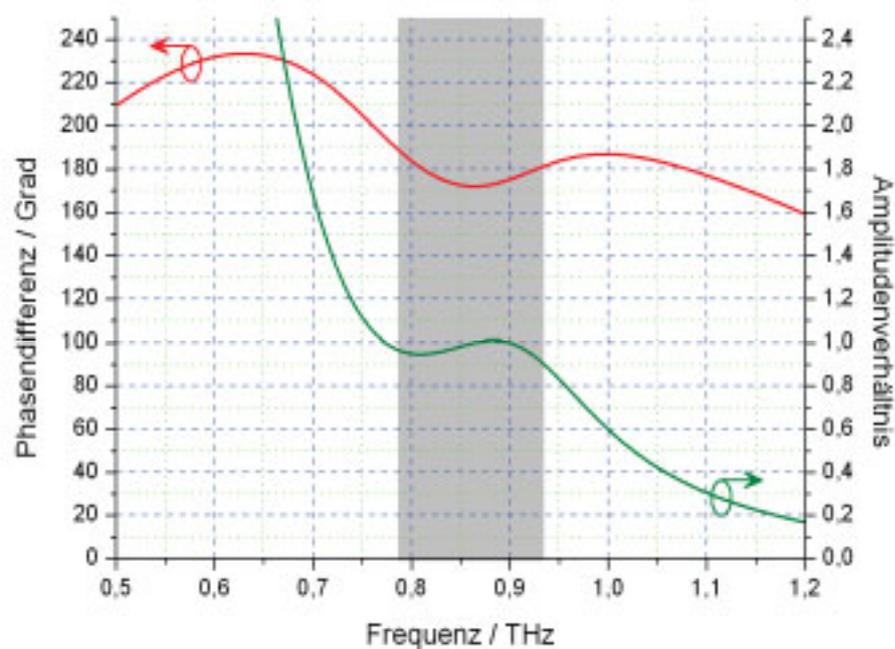


Abbildung 5.1.17 Phasendifferenz und Amplitudenverhältnis zwischen den orthogonalen Feldkomponenten der  $\lambda/2$ -Platte

Durch die, in den letzten Abschnitten vorgestellten Untersuchungen hat sich gezeigt, dass Metamaterialien und künstliche Strukturen ein hohes Potential zur Konstruktion quasioptischer Bauteile aufweisen. Allem voran die Mäander Struktur zeigt ein außerordentlich gutes Verhalten, das für die Konstruktion effizienter Bauteile schon jetzt nahezu ausreichend ist. Es bleibt ebenfalls festzuhalten, dass die vorgestellten Strukturen nicht vollends optimiert wurden, so dass eine weitere Steigerung der Leistungsfähigkeit zu erwarten sein dürfte. Des Weiteren könnten die inhomogenen Geometrien ebenfalls zum Aufbau weiterer Bauteile, wie Polarisationsstrahlteiler oder Polarisationsprismen herangezogen werden. Allerdings wird die Herstellung dieser Bauelemente mit einem deutlich erhöhten Aufwand verbunden sein.

## 5.2 Schaltbare Metamaterialien

In den ausführlichen Messungen und Simulationen der vorangegangenen Abschnitte hat sich ganz klar gezeigt, dass die spektralen Transmissionseigenschaften von Metamaterialien sehr empfindlich auf etwaige Veränderungen der Geometrie reagieren. Neben den geometrischen Abmessungen der metallischen Strukturen beeinflussen vor allem auch die elektromagnetischen Eigenschaften des Hintergrundmaterials die Antwort der Metamaterialien auf eine einfallende Welle. Diese Empfindlichkeit gegenüber Modifikationen kann zur Konstruktion schaltbarer Metamaterialien ausgenutzt werden. Dabei geht es darum, die sehr charakteristischen Transmissionsspektren der Strukturen mit Hilfe verschiedener

externer Einflüsse gezielt zu beeinflussen und zu steuern. Die am häufigsten realisierten Methoden setzen auf eine Beeinflussung der spezifischen Leitfähigkeit des Substrates, auf das die metallischen Strukturen aufgebracht werden, was sowohl mit Hilfe externer Laserstrahlung [Pad06, Deg07, Che08a] als auch durch eine elektrische Vorspannung [Che06, Che08b, Che08c] möglich ist. Auch die Steuerung der Materialeigenschaften mit einem magnetostatischen Feld ist prinzipiell möglich [Han08].

Das größte Anwendungspotential von schaltbaren Strukturen liegt wiederum im Bereich der THz-Technik, da es dort aufgrund der schon angesprochenen Problematik an geeigneten Bauteilen zur Steuerung und Modulation der Strahlung fehlt. In den nächsten Abschnitten werden experimentelle Ergebnisse einer auf den Kreuzen basierenden elektrisch schaltbaren Struktur vorgestellt. Das Kapitel wird durch Simulationen einer für die Modulation mit Laserlicht sehr gut geeigneten Struktur abgeschlossen.

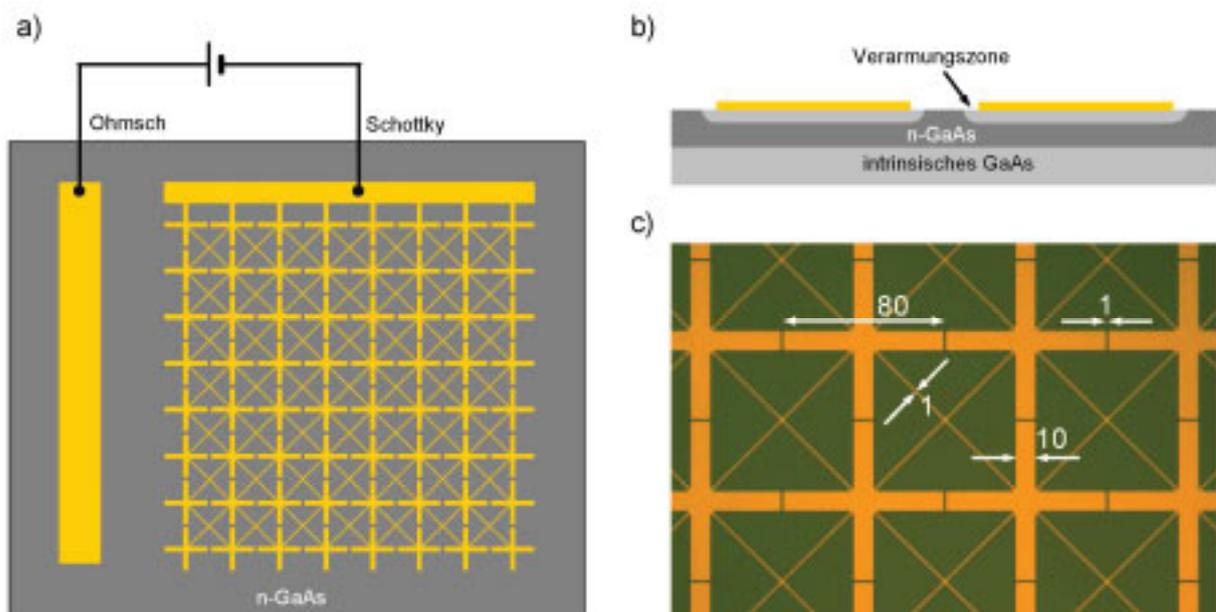
## 5.2.1 Elektrisch schaltbare Kreuze

Genau wie bei den linkshändigen Metamaterialien sind auch im Fall der schaltbaren Strukturen alle bisher bekannten Realisierungen nur für eine bestimmte Polarisationsrichtung der einfallenden Welle verwendbar. In vielen Anwendungen werden jedoch zirkular oder elliptisch polarisierte Wellen benötigt, weshalb mit Hilfe der Kreuz Struktur ein schaltbares Metamaterial für beliebige Polarisierungen entworfen werden soll. Auf die Vorstellung der angestrebten Funktionalität und des verwendeten Designs folgt eine ausführliche Diskussion der rein elektrischen und der elektromagnetischen Eigenschaften des hergestellten Modulators.

### 5.2.1.1 Layout und Funktionsprinzip

Der zentrale Aspekt bei elektrisch schaltbaren Metamaterialien ist die Formierung eines Schottky-Kontaktes zwischen den funktionalen Strukturen und dem Substrat [Che06]. Dazu wird hier eine n-dotierte GaAs Mehrfachsicht verwendet. Die dotierte Schichtfolge wird mittels Molekularstrahlepitaxie auf ein halbleitendes GaAs Substrat aufgebracht. Die Sequenz beginnt mit einer Si dotierten GaAs Schicht mit einer Stärke von 1,5  $\mu\text{m}$  mit einer Störstellenkonzentration von  $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Darauf folgt eine 250 nm starke Schicht, in der die Elektronenkonzentration linear von  $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  nach  $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  erhöht wird. Den Abschluss bildet eine stark dotierte 100 nm dicke Schicht mit  $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Bei der Herstellung wird im ersten Schritt ein ohmscher Kontakt auf das Substrat aufgebracht. Die Strukturierung erfolgt bei den schaltbaren Strukturen nicht mehr mit UV-Lithographie

sondern mit Elektronenstrahlolithographie, da sich mit dieser Methode genauere und feinere Strukturen fertigen lassen. Zur Herstellung des ohmschen Kontaktes müssen nacheinander 20 nm Nickel, 20 nm Germanium und 150 nm Gold aufgebracht werden. Direkt nach der Fabrikation der Metallschicht folgt eine schnelle thermische Behandlung der Struktur für eine Minute bei 350 °C in einer Stickstoff Atmosphäre, wodurch der ohmsche Kontakt erst ermöglicht wird. Die eigentlichen funktionalen metallischen Strukturen in Form von Kreuzen werden anschließend ebenfalls durch Elektronenstrahlolithographie strukturiert und aus einer Schicht von 150 nm Gold auf einer 5 nm dicken Adhäsionsschicht aus Chrom gefertigt. Zwischen den Kreuzen und dem Substrat entsteht ein Schottky-Kontakt. Der prinzipielle Aufbau der Struktur ist in Abbildung 5.2.1a abgebildet.



**Abbildung 5.2.1** a) Prinzipieller Aufbau der schaltbaren Kreuz Struktur  
 b) Schematische Darstellung der Entstehung der Verarmungszone bei angelegter Vorspannung in Sperrrichtung  
 c) Mikroskopaufnahme der hergestellten Struktur mit den Abmessungen in  $\mu\text{m}$  [Pau09]

Die hergestellten Kreuzstreben haben eine Länge von 80  $\mu\text{m}$  und eine Breite von 10  $\mu\text{m}$ . Die laterale Gitterkonstante beträgt 81  $\mu\text{m}$ . Die einzelnen Kreuze sind über 1  $\mu\text{m}$  dicke Drähte miteinander verbunden, damit die Spannung an allen Kreuzen gleichzeitig angelegt werden kann. In der Mikroskopaufnahme aus Abbildung 5.2.1c ist zu erkennen, dass die angestrebte Geometrie durch die Elektronenstrahlolithographie nahezu perfekt hergestellt werden konnte. Im Anschluss an die Mikrostrukturierung wird das Metamaterial auf eine Platine zur Ansteuerung geklebt und mit Bonddrähten versehen. Im Foto des fertigen Bauteils (Abbildung 5.2.2) ist zu erkennen, dass die Fläche des Modulators in vier Bereiche eingeteilt worden ist, bei denen jeweils die Geometrieparameter der Kreuze leicht variiert worden sind.

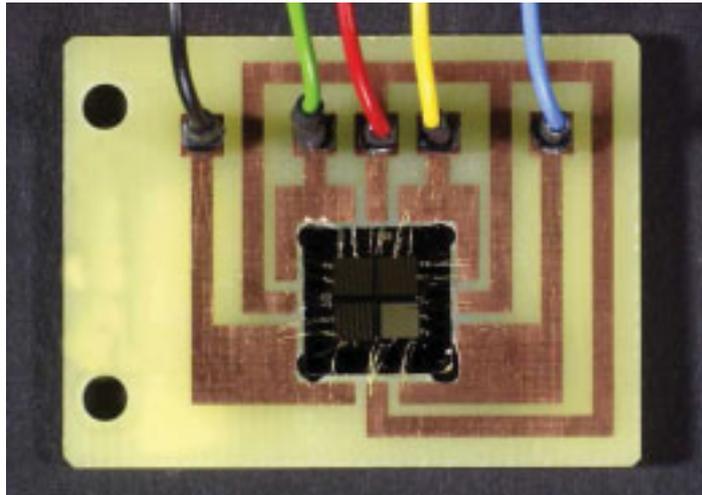


Abbildung 5.2.2 Foto des hergestellten THz-Modulators

Alle folgenden Messungen und Simulationen beziehen sich auf die Struktur mit den in Abbildung 5.2.1c angegebenen Abmessungen, da damit die besten Werte erzielt werden konnten. Die Transmissionseigenschaften der Struktur können jetzt mit einer zwischen dem ohmschen und dem Schottky-Kontakt angelegten Spannung in Sperrrichtung gesteuert werden. Prinzipiell wird zwischen zwei unterschiedlichen Betriebszuständen hin- und hergeschaltet. Ist keine Spannung angelegt, so sorgt das hoch dotierte Substrat dafür, dass die Kreuze quasi kurzgeschlossen werden. In Summe entsteht also eine den dünnen Drähten sehr ähnliche Struktur deren Plasmafrequenz bei der gewählten Geometrie unterhalb der Betriebsfrequenz des Metamaterials liegt. In diesem Zustand kann die elektromagnetische Welle recht gut durch das Bauteil transmittiert werden. Durch das Anlegen einer Vorspannung in Sperrrichtung kommt es in der unmittelbaren Umgebung der Schottky-Kontakte zur Ausbildung einer Verarmungsschicht, wie in Abbildung 5.2.1b angedeutet ist. Die Hauptfolge dieser Verarmungsschicht ist eine starke Reduzierung der Leitfähigkeit zwischen den Enden der Kreuzstreben. Die, jetzt nicht mehr kurzgeschlossenen Kreuze, wirken als resonante Dipole, was bei der Betriebsfrequenz ein ausgeprägtes Stoppband aufgrund der effektiven negativen Permittivität (vgl. Abbildung 4.2.1) zur Folge hat. Es kann also durch die Variation der Spannung die Stärke der Transmission im Bereich um die Resonanzfrequenz der Kreuzstruktur eingestellt werden.

### 5.2.1.2 Elektrische Charakterisierung des Bauteils

Vor der Analyse der Transmissionseigenschaften der Struktur werden die rein elektrischen Eigenschaften untersucht, da sich anhand dieser Charakteristika bereits eine erste Einschätzung über das zu erwartende Verhalten gewinnen lässt. Ein entscheidender Punkt ist die Strom-Spannungs Kennlinie des Bauteils. Mit Hilfe dieser Kurve kann getestet werden, ob

sich der erwünschte Schottky-Kontakt zwischen den Kreuzen und dem dotierten Substrat ausgebildet hat. Die Kennlinie der hergestellten Struktur ist in Abbildung 5.2.3 gezeigt und weist genau den zu erwartenden Verlauf einer Schottky-Diode auf. Bei einer positiven Vorspannung steigt der Strom durch den Kontakt sehr rasch an, wohingegen in Sperrrichtung bis hin zur maximalen Spannung von -15 V kein nennenswerter Stromfluss entsteht. Damit ist davon auszugehen, dass bei einer Sperrspannung von über -10 V bereits eine ausreichend große Verarmungsschicht entsteht, um das oben beschriebene Schaltverhalten der Metastruktur hervorzurufen.

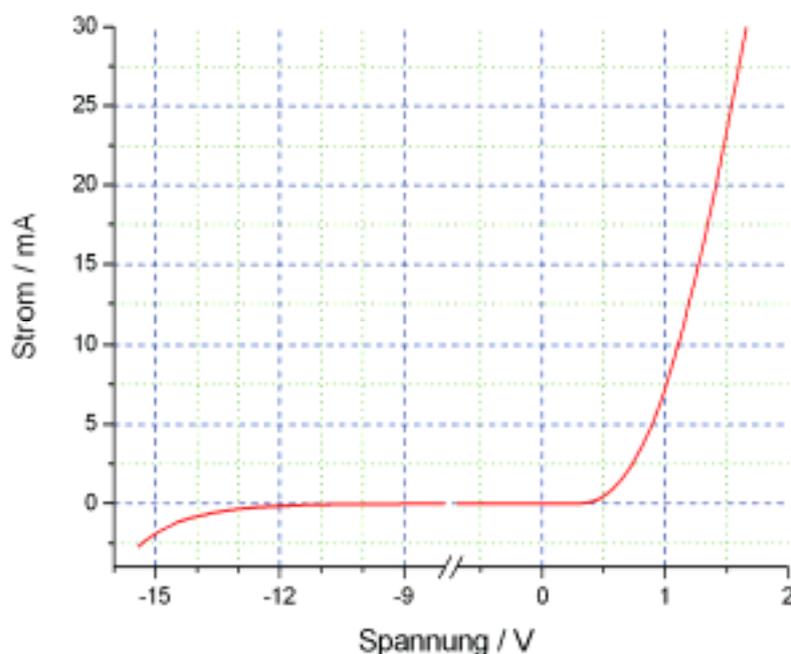


Abbildung 5.2.3 Strom-Spannungs Kennlinie des schaltbaren Metamaterials [Pau09]

Der Modulator soll nicht auf die Operation mit Gleichgrößen beschränkt sein, sondern auch im Hinblick auf eine mögliche schnelle Amplitudenmodulation eines THz-Signales hin untersucht werden. Dazu wird jetzt eine Rechteckspannung in einem Bereich zwischen 0 V und -13,3 V zur Ansteuerung des Metamaterials verwendet. Der sich einstellende Zeitverlauf des Sperrstromes wird nach einer Vorverstärkung um einen Faktor von  $10^3$  mit Hilfe eines digitalen Oszilloskops aufgezeichnet. Der Verlauf des Spannungspulses am Eingang sowie die sich einstellende Stromantwort sind für verschiedene Modulationsfrequenzen in Abbildung 5.2.4 dargestellt. Der Stromverlauf weist ein gedämpftes resonantes Verhalten auf, das in den verschiedenen Kapazitäten zwischen der Struktur und dem halbleitenden Substrat, den primär durch die Zuleitungen und Bonddrähte verursachten Induktivitäten und dem Widerstand der dotierten Halbleiterschicht seine Ursache

hat. Unabhängig von der Modulationsfrequenz ist der Einschwingvorgang und damit die Ausbildung der Verarmungszone nach einer Zeit von  $t_s = 2,7\mu\text{s}$  abgeschlossen. Diese Zeit kann dazu verwendet werden, eine Abschätzung für die Grenzfrequenz der Modulation zu gewinnen.

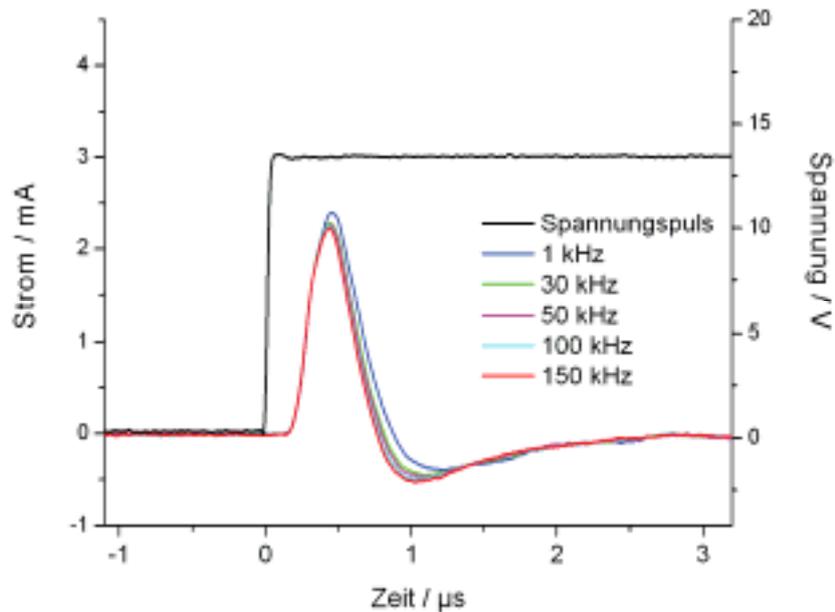


Abbildung 5.2.4 Stromantwort des Metamaterials auf eine Rechteckspannung mit verschiedenen Frequenzen [Pau09]

Für die angesprochene Abschätzung wird das Verhältnis zwischen der halben Periode der Rechteckspannung  $T_H$  und der Zeit, in der das Metamaterial vollständig sperrt, benötigt:

$$F = \frac{T_H - t_s}{T_H} = 1 - 2t_s f, \quad (5.2.1)$$

wobei

$$f = \frac{1}{2T_H} \quad (5.2.2)$$

gilt. Aufgrund des mit steigender Frequenz immer kleiner werdenden Zeitintervalls, in dem das Metamaterial sperrt, wird die relative Modulationsstärke des Bauteils mit steigender Frequenz ebenfalls abnehmen und irgendwann ganz zusammenbrechen. Unter der einfachen Annahme, dass sich die relative Modulationsstärke proportional zur Größe  $F$  verhält, ergibt sich eine Grenzfrequenz, bei der die Modulationstiefe um 50% abgefallen ist, zu:

$$f_G \approx \frac{1}{4t_s} = 93 \text{ kHz}. \quad (5.2.3)$$

### 5.2.1.3 Transmissionsverhalten des schaltbaren Metamaterials

Zur Charakterisierung der Transmissionseigenschaften des Metamaterials wird ein gewöhnliches THz-TDS System mit dem prinzipiellen Aufbau nach Abbildung 5.2.5 genutzt. Die Kernkomponenten der Messapparatur sind das Kurzimpuls-Lasersystem mit dem der THz-Impuls sowohl erzeugt als auch wieder abgetastet wird, der eigentliche THz Aufbau mit dem Metamaterial im Fokus und die elektronischen Geräte zur Signalverarbeitung und -erfassung. Der erzeugende Laserstrahl wird durch ein Chopperrad zerhackt und im Anschluss an die Detektion mit Hilfe eines „Lock-In“ Verstärkers schmalbandig verstärkt. Mit Hilfe der variabel einstellbaren Verzögerungsstrecke kann das THz-Signal am Empfänger abgetastet werden. Durch diese kohärente Messmethode können sowohl der Betrag als auch die Phase des THz-Impulses zeitaufgelöst bestimmt werden.

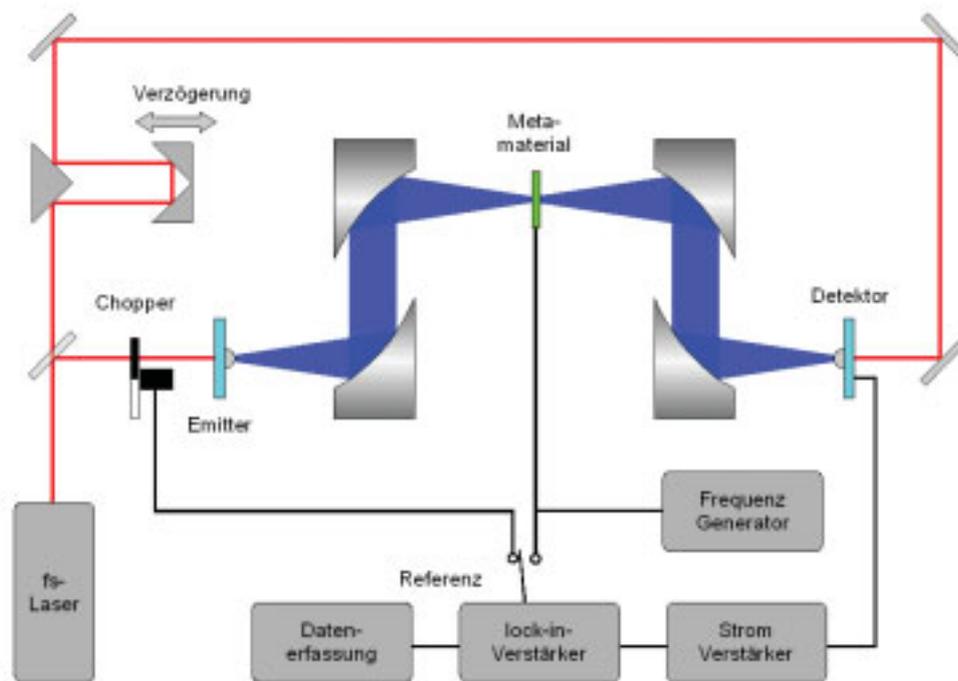


Abbildung 5.2.5 Schematischer Aufbau des verwendeten Messplatzes [Pau09]

In einer ersten Messreihe wird der Einfluss der Sperrspannung auf das Amplitudentransmissionsspektrum der Metastruktur untersucht. Dabei wird das Spektrum für verschiedene Spannungswerte aufgenommen. Ähnlich wie bei den Messungen mit dem Doppel-Kreuz Metamaterial werden auch hier alle Messungen auf eine Referenzmessung ohne Metamaterial bezogen. Es ist zu beachten, dass die Spektren der Signale noch durch eine Fourier Filterung geglättet worden sind, um die durch das Substrat hervorgerufenen Fresnel Reflexionen zu unterdrücken. In Abbildung 5.2.6a ist das Zeitsignal des THz-Pulses für 0 V

und für 15 V Vorspannung abgebildet. Im Zeitsignal selbst ist bis auf eine leichte Reduktion der Amplitude nicht viel zu erkennen. Der Abfall der Amplitude deckt sich allerdings mit der Erwartung, dass durch das Anlegen der Sperrspannung die spektralen Anteile des Signals im Bereich der Resonanzfrequenz der Kreuze nicht mehr durch das Metamaterial hindurch kommen können. Dieses Verhalten wird durch die Transmissionspektren in Abbildung 5.2.6b deutlich untermauert.

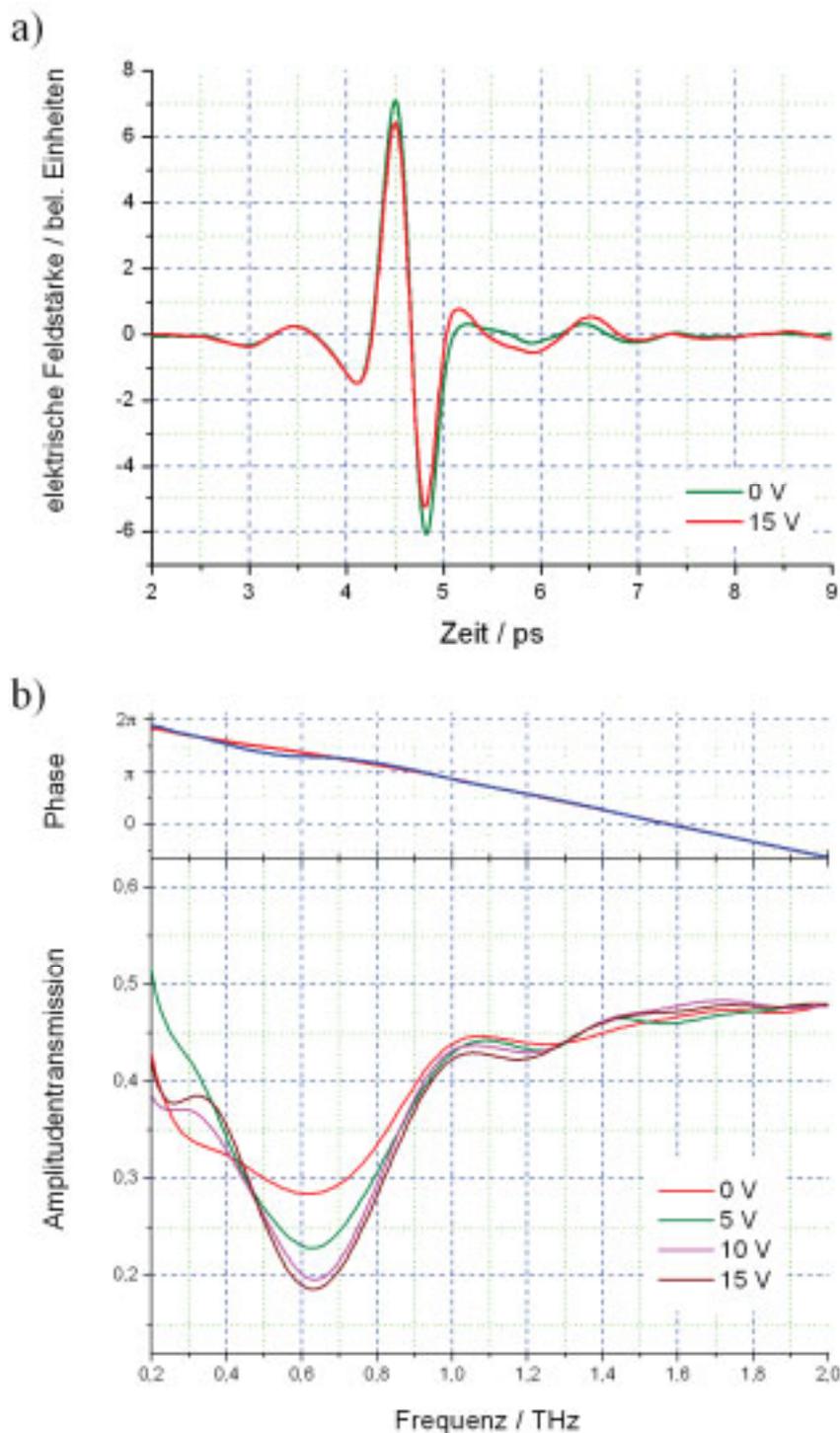


Abbildung 5.2.6 a) Zeitsignal des THz-Pulses in Abhängigkeit von der Vorspannung  
 b) Phase und Betrag des Amplitudentransmissionskoeffizienten für verschiedene Werte der Sperrspannung [Pau09]

Bei der Resonanzfrequenz der Kreuzstreben bildet sich mit steigender Vorspannung ein Stoppband aus. Die Amplitudentransmission verringert sich von einem Wert von 28% ohne angelegte Spannung auf etwa 18% bei 15 V Sperrspannung. Ab einer Vorspannung von 10 V ist ein Sättigungseffekt zu beobachten, die Transmission nimmt bei einer weiteren Erhöhung der Spannung nur noch relativ schwach ab. Auf das Verhalten außerhalb des Resonanzbandes der Kreuze hat die Variation der Sperrspannung nur einen marginalen Effekt. Auch die Phase des Transmissionskoeffizienten wird nur minimal durch die Spannung verändert. Es ist anzumerken, dass die gemessenen Kurven der tatsächlichen Transmission entsprechen, da auf Luft normiert wurde. In den meisten Berichten [Pad06, Che06, Che07] wird ein unstrukturiertes Stück des Trägersubstrates als Referenz benutzt. Die erreichbare Amplitudenmodulationstiefe kann über

$$M_{\text{DC}} = \frac{T(0\text{V}) - T(U_{\text{max}})}{T(0\text{V})} \quad (5.2.4)$$

berechnet werden, wobei  $U_{\text{max}}$  der maximalen angelegten Sperrspannung entspricht. Im optimalen Bereich des realisierten Bauteils bei 0,63 THz ergibt sich eine maximale Modulationstiefe für die Amplitude von  $M_{\text{DC}} = 36\%$ , was im Vergleich zu anderen elektrisch schaltbaren Strukturen [Che06, Che08c] einer leichten Steigerung entspricht. Wird die transmittierte Leistung zur Bestimmung der Modulationstiefe herangezogen, so ergibt sich nach

$$M_{\text{DC}}^{\text{int}} = \frac{[T(0\text{V})]^2 - [T(U_{\text{max}})]^2}{[T(0\text{V})]^2} \quad (5.2.5)$$

ein Wert von  $M_{\text{DC}}^{\text{int}} = 59\%$ .

Bei der Untersuchung der Leistungsfähigkeit des Metamaterials für eine schnelle Amplitudenmodulation muss das Messverfahren angepasst werden. Dazu wird auf den mechanischen Chopper verzichtet und das über einen Signalgenerator mit einem Rechtecksignal angesteuerte Metamaterial selbst als eine Art elektronischer Chopper verwendet. Das Rechtecksignal wird als Referenz auf den „Lock-In“ Verstärker gegeben, wie in Abbildung 5.2.5 angedeutet. Damit entsteht am Ausgang das zeitliche Differenzsignal zwischen den Signalen mit und ohne Vorspannung, das als direktes Maß für den relativen Abfall der Modulationstiefe verwendet werden soll. Ein wichtiger Aspekt dabei ist, dass die entstehende Signalform des Messsignals unabhängig von der Frequenz des angelegten Rechtecksignals ist. In Abbildung 5.2.7a ist das aufgenommene Differenzsignal bei einer

Frequenz von 0,5 kHz dem, aus zwei separaten Messungen bei den entsprechenden DC-Spannungen von 0 V und -13,3 V gewonnenen, Differenzsignal gegenübergestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich bis auf einen geringen Abfall der Amplitude des gemessenen Signalverlaufs nichts ändert. Wie aus Abbildung 5.2.7b zu entnehmen ist, führt auch eine weitere Steigerung der Modulationsfrequenz lediglich zu dem aus der Diskussion des vorangegangenen Abschnitts bereits erwarteten Abfall in der Amplitude, nicht aber zu einer Veränderung der prinzipiellen Signalform. Der Einfluss der steigenden Modulationsfrequenz kann also in guter Näherung durch einen frequenzabhängigen multiplikativen Faktor  $\chi(f_{\text{Mod}})$  beschrieben werden.

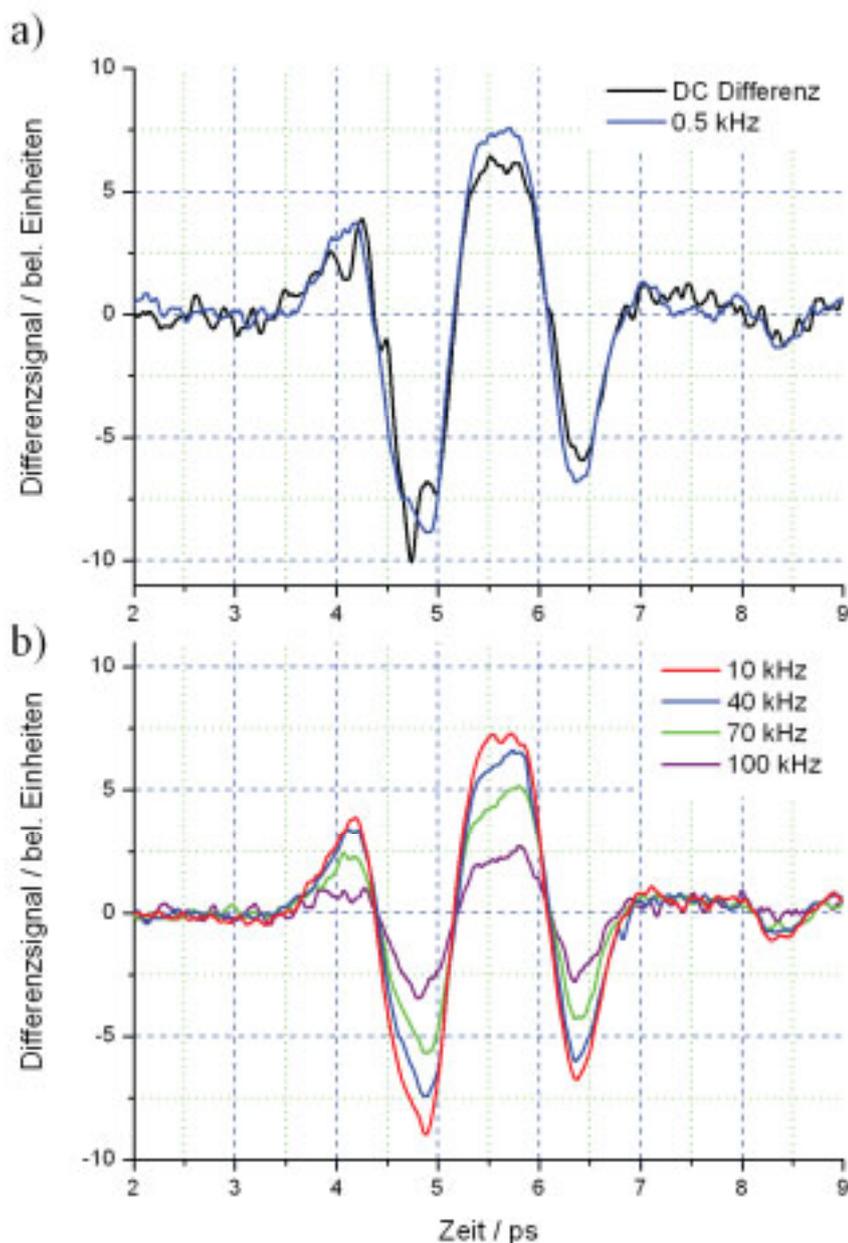


Abbildung 5.2.7 a) Vergleich des Differenzsignals bei Gleichgrößen mit dem entstehenden Signal bei einer Modulationsfrequenz von 0,5 kHz  
b) Differenzsignale bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen [Pau09]

Der angesprochene Faktor entspricht dem Verhältnis des Spitzenwerts der gemessenen Differenzspannung bei der entsprechenden Modulationsfrequenz zum maximalen Differenzsignal, das durch die DC-Messungen bestimmt wird. Die Messergebnisse bis zu einer maximalen Frequenz von 100 kHz, was der maximalen mit dem verwendeten „Lock-In“ Verstärker (SR830) detektierbaren Frequenz entspricht, sind in Abbildung 5.2.8 zusammengetragen.

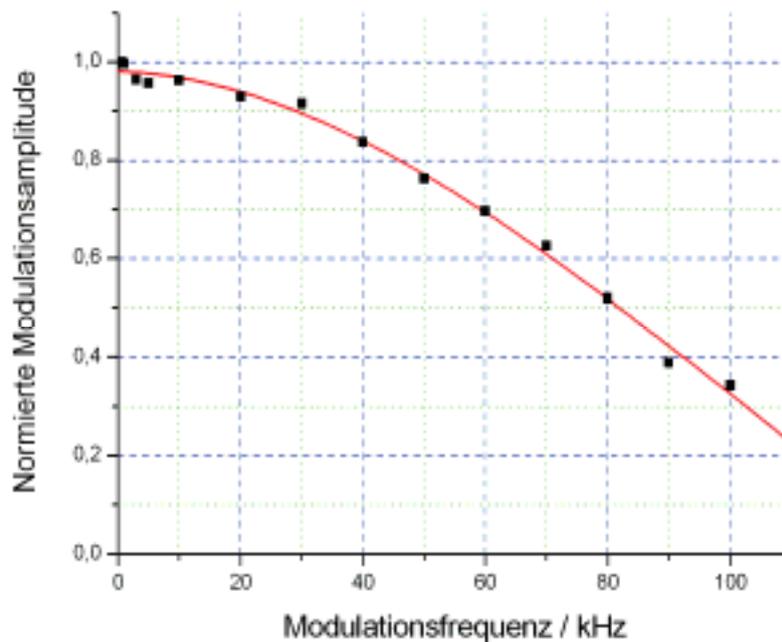


Abbildung 5.2.8 Verlauf der normierten Modulationsamplitude in Abhängigkeit von der Frequenz [Pau09]

Der prognostizierte Abfall der Modulationstiefe mit steigender Frequenz ist sehr gut zu erkennen und liefert eine Grenzfrequenz, bei der die Modulationstiefe um 50 % abgefallen ist, von ungefähr 80 kHz. Dieser Wert deckt sich relativ gut mit der, aus der Stromantwort der Struktur gewonnenen, Abschätzung für die Grenzfrequenz in (5.2.3). Die maximale Schaltgeschwindigkeit ist damit um eine Größenordnung höher als in reinen Halbleitermodulatoren [Ost04] und vergleichbar mit der erreichten Geschwindigkeit in anderen elektrisch schaltbaren Metamaterialien [Che06, Che08c].

Bei den vorangegangenen Untersuchungen der zeitlichen Signalverläufe ist lediglich das breitbandige Verhalten des Metamaterials bei schneller Modulation behandelt worden. Der auf diese Weise gewonnene Verlauf des Faktors  $\chi(f_{\text{Mod}})$  kann zusammen mit den Ergebnissen der DC-Messungen dazu benutzt werden, die Eigenschaften der Struktur für eine mit der Frequenz  $f_{\text{Mod}}$  modulierte monochromatische Welle der Frequenz  $f$  zu berechnen. Die Voraussetzung dafür liegt in der Tatsache, dass die Dauer der verwendeten THz-Impulse

deutlich geringer als die Zeitkonstante des Verarmungsprozesses ist, der die Grundlage des Modulators bildet. Unter dieser Voraussetzung ist davon auszugehen, dass jeder einzelne Impuls einen quasi statischen Zustand des Metamaterials abtastet. Diese Tatsache hat als direkte Konsequenz, dass die entsprechenden Spektren der Impulse nicht verzerrt werden. Somit entsprechen die Spektren bei schneller Modulation den in Abbildung 5.2.6b gezeigten Spektren, für den jeweiligen Zustand der angetroffen wird. Damit lässt sich die Amplitudenmodulationstiefe einer eintreffenden Welle in Abhängigkeit von der Frequenz der Welle und der Modulationsfrequenz berechnen [Pau09]:

$$M(f, f_{\text{Mod}}) = \chi(f_{\text{Mod}}) \frac{T_{\text{max}}(f) - T_{\text{min}}(f)}{T_{\text{max}}(f)}. \quad (5.2.6)$$

Die frequenzabhängigen Größen  $T_{\text{max}}(f)$  und  $T_{\text{min}}(f)$  entsprechen der maximalen und der minimalen Amplitudentransmission bei der entsprechenden Frequenz, die aus den jeweiligen DC-Spektren bei 0 V und der verwendeten Sperrspannung ermittelt werden können.

Zur Verbesserung des beobachteten Schaltverhaltens bieten sich noch einige Möglichkeiten. Die Impedanzanpassung der Struktur an die Umgebung ist beim bisherigen Design nicht berücksichtigt worden, da der prinzipielle Nachweis der Funktionalität im Vordergrund stand. Aufgrund der Fehlanpassung wird schon ein sehr großer Anteil der einfallenden elektromagnetischen Strahlung an der Grenzfläche reflektiert, womit sich die maximal erreichbare Transmission unabhängig vom jeweiligen Schaltzustand verringert. Aus diesem Grund ist damit zu rechnen, dass eine weitere Anpassung des Designs unter diesem Gesichtspunkt zu einer deutlichen Verbesserung der Modulationstiefe führen kann. Des Weiteren ist eine lokale Dotierung der entscheidenden Stellen zwischen den Enden der Kreuzstreben vorstellbar, wodurch sich wiederum die maximal mögliche Transmission durch das Bauteil erhöhen ließe. Der Grund dafür ist die starke Dämpfung der Welle innerhalb der dotierten GaAs-Schicht aufgrund der erhöhten Leitfähigkeit in diesem Bereich. Zur weiteren Steigerung der maximalen Modulationsfrequenz ist es erforderlich die Kapazität des Bauteils zu verringern. Einige Lösungsansätze, wie die Verkleinerung der Kontaktflächen für die Bonddrähte und die Herstellung des Metamaterials auf einer kleineren Gesamtfläche sind bereits in [Che08c] erfolgreich getestet worden.

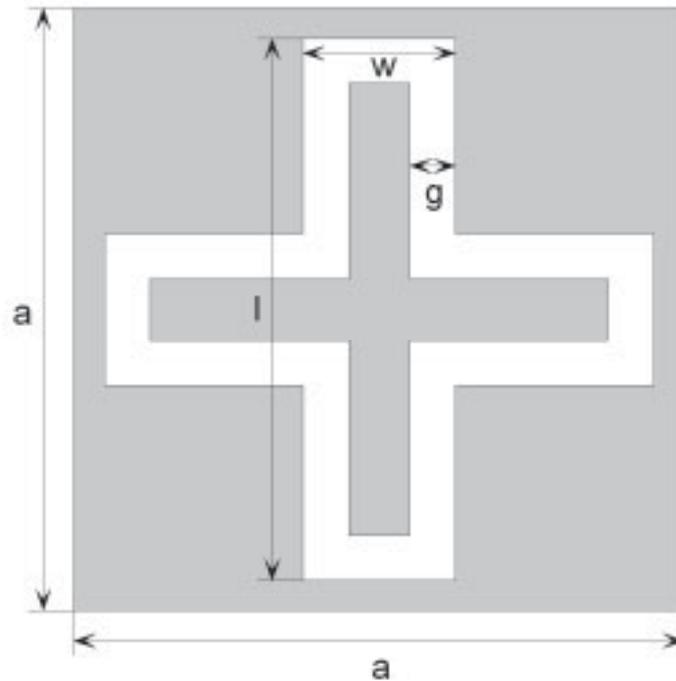
## 5.2.2 Optisch schaltbare Metamaterialien

Das allgemeine Funktionsprinzip der hier betrachteten optisch schaltbaren Metamaterialien ist dem der elektrisch schaltbaren Strukturen sehr ähnlich. Auch in diesem Fall werden durch eine Variation der Leitfähigkeit des Substrates die Transmissionseigenschaften der Struktur

beeinflusst. Dabei ist bei optisch schaltbaren Strukturen keine Dotierung des Halbleitermaterials erforderlich, was eine erhebliche Erleichterung im Herstellungsprozess darstellt. Es können einfache Halbleitersubstrate für die Fabrikation der Strukturen benutzt werden. Durch die Einstrahlung von Laserstrahlung mit einer geeigneten Wellenlänge, die kleiner als die Bandlücke des verwendeten Halbleiters sein muss, werden die Elektronen in ins Leitungsband gehoben. Dies kommt einer Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit des Substrates gleich, wodurch sich die Eigenschaften der Metastrukturen stark beeinflussen lassen. Ein genereller Vorteil der optischen Modulation ist die theoretisch erreichbare Geschwindigkeit, die lediglich durch die durchschnittliche Lebensdauer eines Elektrons im Leitungsband beschränkt wird. Bei den gängigen Halbleitern wie GaAs oder Silizium liegt diese Zeit im Bereich von etwa 100 ps, womit eine Modulationsfrequenz von einigen GHz ohne weiteres vorstellbar ist. Durch spezielle Strukturierung und die Kombination verschiedener Halbleiter miteinander kann die Rekombinationszeit der Elektronen bis auf einen Wert von 20 ps verkürzt werden [Che07]. Die kurze Lebensdauer der Elektronen bietet jedoch auch einen Nachteil. Das Erreichen einer ausreichend hohen Leitfähigkeit ist praktisch nur mit Hilfe eines gepulsten Lasers möglich. Beim Einsatz des Modulators in einem System mit breitbandigen THz-Impulsen muss die Synchronisation zwischen den Signalpulsen und den optischen Steuerpulsen beim Betrieb des Schalters gewährleistet werden, was die Anforderungen für den Betrieb und den experimentellen Aufbau steigert.

Die Anforderungen an die Strukturen zum Aufbau optischer Modulatoren sind recht einfach zu definieren. Es wird ein bestimmter Frequenzbereich benötigt, in dem wahlweise eine sehr hohe bzw. eine sehr niedrige Transmission vorkommt. Mit anderen Worten, es werden Strukturen benötigt, die als Bandpass bzw. –sperrung fungieren. Das zweite und noch wichtigere Kriterium ist eine starke Abhängigkeit des angesprochenen Transmissionsverhaltens von der Leitfähigkeit des Substrates, die durch die Einstrahlung von Laserlicht der entsprechenden Wellenlänge variiert werden kann. Aus dem Bereich der FSS ist eine Vielzahl möglicher Geometrien zur Realisierung von Bandfiltern bekannt. Generell bietet sich die Implementierung einer Bandpasscharakteristik an, da diese durch eine periodische Anordnung speziell strukturierter Lücken in einem Metallfilm realisiert wird. [Mun00]. Bei diesen speziellen Strukturen führt eine Anhebung der Leitfähigkeit des Substrates dazu, dass die Lücken im Metall quasi geschlossen werden. Da die einfallende Welle dann auf einen Metallfilm ohne Lücken auftrifft, ist ein sehr deutlicher Abfall der Transmission im gesamten Spektralbereich schon bei einer relativ geringen Anhebung der Leitfähigkeit zu erwarten. Zur Realisierung des optisch schaltbaren Bandpasses wird die so genannte „four legged loaded

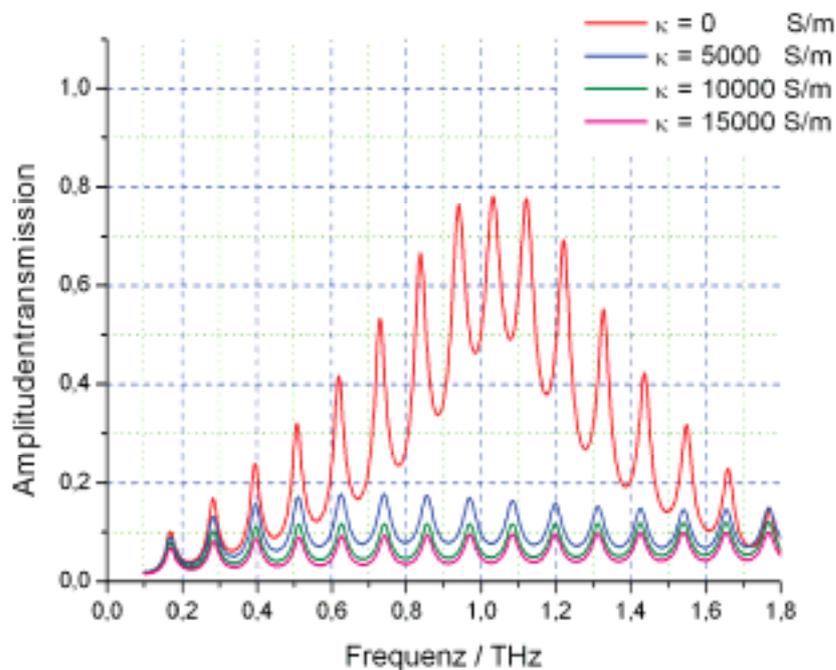
slot“ Struktur (FLLS) [Mun00], wie sie in Abbildung 5.2.9 dargestellt ist, verwendet. Bei der Auswahl der Struktur für den Bandpass ist gezielt auf einen symmetrischen Aufbau der Elementarzelle geachtet worden, um den Betrieb des Bauteils unabhängig von der Polarisation der einfallenden Welle zu gewährleisten.



**Abbildung 5.2.9 Geometrischer Aufbau der simulierten FLLS-Struktur**

In den Simulationen wird die gezeigte Struktur auf ein Si Substrat mit einer Dicke von  $380\ \mu\text{m}$  aufgebracht, was der Standarddicke eines 3-Zoll Wafers entspricht. Die dargestellten Parameter werden wie folgt eingestellt:  $a = 41\ \mu\text{m}$ ,  $l = 37\ \mu\text{m}$ ,  $w = 10\ \mu\text{m}$ ,  $g = 2\ \mu\text{m}$ . Die optische Modulation wird durch die Variation der Leitfähigkeit einer  $500\ \text{nm}$  dicken Schicht auf dem Si direkt unterhalb des Metalls modelliert. Mit Hilfe der Laserstrahlung können natürlich nicht beliebig hohe spezifische Leitfähigkeiten erreicht werden. Durch den direkten Vergleich von gemessenen Daten mit Simulationsergebnissen ist in [Che08a] gezeigt worden, dass durch die Einstrahlung von Laserpulsen mit einer ungefähren Dauer von  $30\ \text{fs}$  eine Erhöhung der Leitfähigkeit des Halbleitersubstrates auf einen Wert von bis zu  $50000\ \text{S/m}$  möglich ist. Die mittlere Laserleistung, um den genannten Wert zu erreichen liegt bei etwa  $500\ \text{mW}$ . In den folgenden Simulationen wird dieser Wert als eine Obergrenze für die Leitfähigkeit der dynamischen Schicht angesehen. Beim Entwurf der optisch schaltbaren Strukturen ist neben einer möglichst hohen Modulationstiefe und Bandbreite auch die Schaltung mit einer möglichst geringen Laserleistung ein wichtiges Auswahlkriterium.

Die Simulationsergebnisse für verschiedene Werte der spezifischen Leitfähigkeit der eingebrachten dynamischen Schicht sind in Abbildung 5.2.10 dargestellt. Dabei entspricht die Kurve für eine verschwindende Leitfähigkeit der Transmissionscharakteristik der implementierten Struktur. Aufgrund der starken Fresnel Reflexionen an den Rändern des Halbleitersubstrats kommt es zu sehr ausgeprägten Fabry-Perot Peaks in den Transmissionskurven. Die angestrebte Bandpasscharakteristik der implementierten Struktur mit maximaler Transmission bei etwa einem THz ist dennoch klar zu erkennen. Die Transmission ist über einen relativ breiten Frequenzbereich deutlich höher als die, im elektrischen Modulator aus dem vorangegangenen Abschnitt erreichte, maximale Transmission.

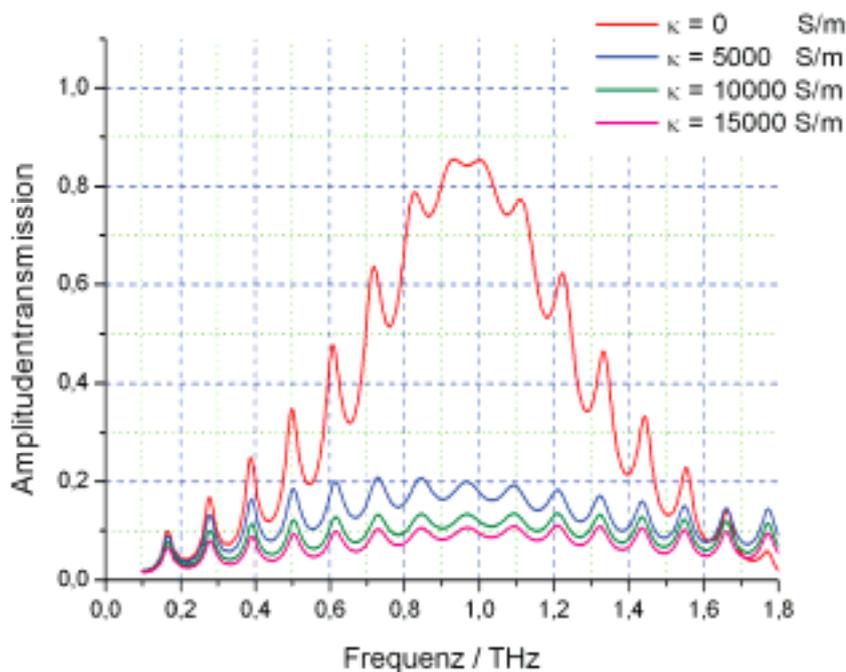


**Abbildung 5.2.10** Amplitudentransmission der FLLS-Struktur mit der Leitfähigkeit des Substrates als Parameter

Viel wichtiger als die Realisierung eines möglichst idealen Bandpasses ist das zu beobachtende Verhalten der Struktur bei der Variation der spezifischen Leitfähigkeit des Substrates. Die Transmission fällt mit steigender Leitfähigkeit der dünnen dynamischen Schicht deutlich ab, was genau dem zu erwartenden Verhalten entspricht. Durch die Steigerung der Leitfähigkeit des Halbleitersubstrates werden die Lücken im Metallfilm, die für die spektrale Transmissionscharakteristik verantwortlich sind, geschlossen, was den zu beobachtenden Einbruch der Transmission zur Folge hat. Bemerkenswert ist die Tatsache, dass die Transmission schon bei einer relativ geringen Leitfähigkeit deutlich verändert werden

kann. Ab einer Leitfähigkeit von 10000 S/m verringert sich die Transmission nur noch sehr geringfügig. Entsprechend den Ergebnissen in [Che08a] ist demnach für den Schaltvorgang eine Laserleistung zwischen 50 mW/cm und 100 mW/cm erforderlich.

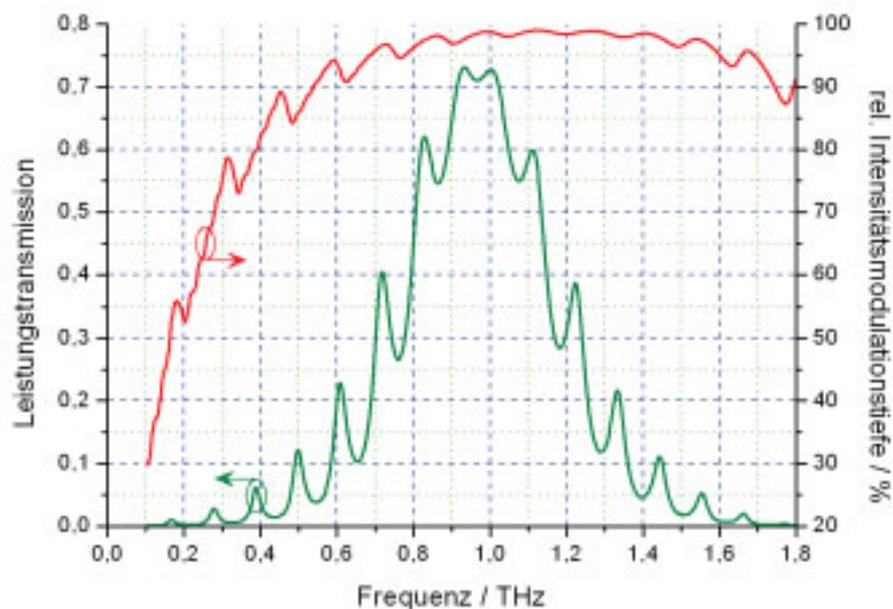
Zur Verminderung der starken Modulation des Transmissionsspektrums muss für eine bessere Anpassung der Wellenimpedanz des Siliziumsubstrats an das umgebende Vakuum gesorgt werden. Bei der Auswahl eines geeigneten Dielektrikums, mit dem eine Art Anpassungsschicht für die Struktur realisiert werden soll, ist der wichtigste Aspekt eine sehr geringe Dämpfung des Materials sowohl im THz-Bereich als auch bei der Wellenlänge der Laserstrahlung. Das schon früher zur Herstellung der Kreuze eingesetzte BCB ist hierfür sehr gut geeignet. Die Dielektrizitätskonstante von BCB erfüllt zwar nicht die übliche Anforderung an eine  $\lambda/4$ -Antireflexschicht, führt dennoch zu einer erheblichen Verbesserung der Leistungsfähigkeit des Bauteils, wie aus den simulierten Transmissionskurven in Abbildung 5.2.11 im Vergleich zu Abbildung 5.1.10 erkennbar ist.



**Abbildung 5.2.11** Amplitudentransmission in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit der dynamischen Schicht für die FLLS-Struktur mit einer zusätzlichen 47  $\mu\text{m}$  dicken BCB-Schicht

Bei verschwindender Leitfähigkeit des Substrats wird der beobachtete Ripple deutlich abgedämpft. Des Weiteren hat die Anpassungsschicht eine über den gesamten untersuchten Bereich gesteigerte Transmission zur Folge. Als Leistungsmerkmal des Bauteils wird eine minimale Amplitudentransmission von 71 %, was einer Leistungstransmission von 50 % entspricht, als minimale Anforderung an das Bauteil gestellt. Diese Schwelle wird im

unbeschichteten Modell lediglich in drei sehr schmalen Frequenzbändern überschritten. Im Gegensatz dazu kann durch die Beschichtung mit BCB ein sehr breiter Bereich zwischen 0,8 und 1,12 THz, in dem die Bedingung erfüllt wird, erschlossen werden. Das Schaltverhalten der Struktur bleibt auch mit der durchgeführten Modifikation noch bestehen, wobei die Transmission bei vergleichbaren Leitfähigkeiten auch im Stopband im Vergleich zum einfachen Modell etwas angehoben wird. Der Einfluss dieser Veränderung auf die Modulationstiefe des optisch schaltbaren Metamaterials ist allerdings nur marginal. In Abbildung 5.2.12 ist die relative Intensitätsmodulationstiefe und die Leistungstransmission des vorgestellten Modulators angegeben. Es ist klar zu erkennen, dass über den kompletten Frequenzbereich mit hoher Transmission eine Intensitätsmodulationstiefe von mehr als 95 % erzielt wird. Damit ergibt sich die Bandbreite des Bauteils durch die Forderung nach 50 % Leistungstransmission zu über 0,3 THz. Die Modulationstiefe ist über einen deutlich breiteren Bereich oberhalb 90 %, womit bei einer gelockerten Bedingung an die Transmission eine Steigerung der Bandbreite auf 0,4 bis 0,5 THz möglich ist.



**Abbildung 5.2.12** Vergleich der Amplitudentransmission bei  $\kappa = 0$  S/m und der erreichbaren Amplitudenmodulationstiefe bei einer Variation der Leitfähigkeit zwischen 0 S/m und 15000 S/m bei der beschichteten Struktur

Die präsentierte Geometrie bietet sich direkt für eine praktische Realisierung an, da der Aufbau und die Abmessungen der metallischen Strukturen ohne Probleme mit gängigen Methoden wie der Elektronenstrahlolithographie zu fertigen sind. Bei der experimentellen Charakterisierung sind jedoch noch einige weitere Punkte zu beachten, die bisher keine

Erwähnung gefunden haben. Die in den Simulationen eingestellten Variationen der Leitfähigkeit des Substrates können, wie bereits erwähnt, durch den Einsatz von gepulsten Lasern erreicht werden. Allerdings können sich die hier angegebenen nach [Che08a] abgeschätzten Leistungen der Laserstrahlung durch die Dämpfung in der BCB Anpassungsschicht geringfügig erhöhen. Ob die Schaltung des optischen Modulators mit dem zusätzlichen BCB mit einer akzeptablen Laserleistung vorzunehmen ist, kann erst durch experimentelle Messungen bestätigt werden. Allerdings haben die Simulationen auch schon bei einer einzelnen Anpassungsschicht eine merkliche Verbesserung der Leistungsfähigkeit des Modulators gezeigt. Zur weiteren Minimierung der internen Reflexionen könnte ein Substrat verwendet werden, das auf einer Seite mit Hilfe einer speziellen Mikrostrukturierung entspiegelt ist [YChe09]. Ein weiterer Ansatzpunkt zur Beeinflussung des negativen Einflusses der stark brechenden Halbleiter bietet die so genannte „Silicon on Sapphire“ (SOS) Technik, mit der schon optisch schaltbare Metamaterialien realisiert wurden [Che08a]. Dort ist eine sehr dünne Siliziumschicht von etwa 500 nm auf einen Saphirkristall aufgebracht. Bei dieser sehr dünnen Schicht spielen die Einflüsse des Fabry-Perot Resonators keine Rolle mehr.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Entwurf und der Analyse künstlicher metallischer Strukturen, deren Abmessungen kleiner als die Wellenlänge der einfallenden Strahlung sind, so genannten Metamaterialien. Aufgrund der geringen Abmessungen der metallischen Einschlüsse können Metamaterialien mittels effektiver Parameter wie Permittivität, Permeabilität oder einem effektiven Brechungsindex beschrieben werden. Da die entsprechenden Eigenschaften lediglich von der Art der verwendeten Strukturen abhängig sind, können die elektromagnetischen Eigenschaften eines Materials mit dieser Methode quasi maßgeschneidert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit werden unterschiedliche Metastrukturen entworfen und analysiert. Dabei liegt der Fokus, neben der klassischen Zielsetzung der Konstruktion eines Metamaterials mit negativem Brechungsindex, auf der Realisierung funktionaler Bauelemente für den THz-Bereich. In der Entwurfsphase werden detaillierte numerische Simulationen mit der Software CST Microwave Studio<sup>®</sup> zur Charakterisierung der entstehenden Eigenschaften verwendet. Darüber hinaus werden die berechneten Eigenschaften von ausgewählten Modellen durch Experimente bestätigt.

Für den Einsatz als negativ brechendes Metamaterial wird die Doppel-Kreuz Struktur vorgestellt, die gegenüber bekannten Strukturen einige Vorteile bietet. Der wichtigste Punkt ist der symmetrische Aufbau der Elementarzelle und die damit verbundene Unabhängigkeit der Funktionalität von der Orientierung des elektrischen Feldes in der Ebene der Kreuze. Als weiterer vorteilhafter Aspekt ist der planare Aufbau, der eine optimale Kopplung des Feldes bei senkrechtem Einfall auf die Kreuzebenen aufweist, und die geometrisch sehr einfach aufgebaute Elementarzelle zu nennen. Mit Hilfe ausführlicher Simulationen der Streuparameter und der internen Feldverteilung beim schrägen Einfall einer ebenen Welle auf das Metamaterial wird der wirksame negative Brechungsindex der Struktur bei Mikrowellen eindeutig bestätigt. Der experimentelle Nachweis der negativen Refraktion der vorgestellten Struktur im Mikrowellen-Bereich erfolgt durch ein Refraktionsexperiment an einem Metamaterial-Prisma.

Bei der Realisierung eines negativen Brechungsindex durch ein Metamaterial im THz-Bereich ist die Herstellung der Strukturen im Vergleich zu Mikrowellen bedeutend schwieriger, was mit der geringeren Wellenlänge der Strahlung zusammenhängt. Aufgrund der genannten Vorteile im Hinblick auf den einfachen Aufbau der Elementarzelle bietet sich jedoch die direkte Übernahme der Doppel-Kreuz Struktur zur Realisierung eines negativen

Brechungsindex in diesem Spektralbereich an. Im Herstellungsprozess bietet die Kreuz-Struktur einen weiteren entscheidenden Vorteil: Einzelne gefertigte Schichten können ohne eine Kontrolle der relativen Ausrichtung zueinander gestapelt werden. Damit bietet sich eine einfache Möglichkeit, eine mehrschichtige Struktur durch mechanische Stapelung mehrerer Einzelschichten zu realisieren. Im Gegensatz zur direkten Prozessierung mehrerer Schichten übereinander ist beim beschriebenen Herstellungsprozess die maximale Anzahl stapelbarer Elementarzellen prinzipiell nicht begrenzt. Die Messungen an den hergestellten Proben zeigen eine sehr gute qualitative und quantitative Übereinstimmung mit den Simulationen, durch die der negative Brechungsindex bestätigt werden kann. Die in der Struktur auftretenden Verluste sind dabei im Vergleich zu anderen negativ brechenden Metamaterialien im THz-Bereich sehr gering, was einen weiteren Vorteil der Kreuze darstellt.

Die Entwicklung quasioptischer Bauelemente für den THz-Bereich ist sehr schwierig, da in diesem Spektralbereich keine geeigneten natürlichen Materialien mit den erforderlichen Eigenschaften zur Verfügung stehen. Künstliche Strukturen gelten als ein potentieller Kandidat zur Schließung dieser Lücke. In der vorliegenden Arbeit wird mit Hilfe von Simulationen gezeigt, dass Metamaterialien, die eine geeignete Asymmetrie aufweisen, als doppelbrechende Medien wirken. Mit Hilfe dieser anisotropen Strukturen lassen sich Verzögerungsplatten zur Kontrolle und Manipulation des Polarisationszustands der Strahlung realisieren. Die Indexdifferenz zwischen ordentlicher und außerordentlicher Welle ist bei den vorgestellten Metamaterialien sehr groß, was zu sehr kompakten Bauelementen mit einer Dicke deutlich unterhalb der Wellenlänge der einfallenden Strahlung führt.

Als weiteres mögliches Einsatzgebiet von Metamaterialien im THz-Bereich werden Modulatoren besprochen. Bei diesen Bauteilen wird ausgenutzt, dass das Verhalten von elektromagnetischen Metamaterialien sehr stark von den Eigenschaften des Trägermediums abhängt, auf das die metallischen Strukturen aufgebracht werden. Bei den Beispielen, die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt werden, wird eine Veränderung der Leitfähigkeit des Hintergrundmaterials zur Modulation verwendet. Durch das Anlegen einer Sperrspannung bei einem hoch dotierten Halbleiter entsteht eine Verarmungszone, die lediglich noch eine geringe Restleitfähigkeit aufweist. So können die in den metallischen Strukturen hervorgerufenen Resonanzen elektrisch an- und abgeschaltet werden, was sich in einer starken Veränderung der transmittierten Leistung im Spektralbereich der Resonanz äußert. Der hergestellte elektrische Modulator hat als großen Vorteil wiederum die Polarisationsunabhängigkeit aufgrund der symmetrischen Elementarzelle und bietet die Möglichkeit zum schnellen Umschalten zwischen den Zuständen. Die gemessene

Modulationstiefe liegt in einem zu anderen Metamaterial-Modulatoren vergleichbaren Bereich. Neben dem realisierten elektrisch schaltbaren Design, werden noch einige Simulationen zu einer Struktur, die mit Hilfe einer externen Laserquelle geschaltet werden kann, präsentiert. Die großen Vorteile der optisch schaltbaren Struktur liegen dabei vor allem in der theoretisch erreichbaren Modulationstiefe und der größeren Bandbreite über die eine Veränderung der Transmissionseigenschaften hervorgerufen werden kann. Zudem hängt die maximal erreichbare Modulationsfrequenz ausschließlich von der Lebensdauer der Elektronen im Leitungsband ab, womit bei speziellen Halbleitern Modulationsfrequenzen bis zu einigen GHz denkbar sind.

Im Hinblick auf den Einsatz von Metamaterialien mit einem negativen Brechungsindex in kommerziellen Produkten gilt es in der Zukunft noch zwei ganz zentrale Probleme zu lösen. Die in den Strukturen auftretenden Verluste sind deutlich zu hoch und die Bandbreite des Frequenzbereichs, in dem der effektive Brechungsindex negativ ist, ist viel zu gering. Diese beiden Probleme sind charakteristisch für alle bisher entworfenen und realisierten Metastrukturen und es sieht nicht danach aus, als könnten diese durch eine weitere Suche nach neuen Strukturen gelöst werden. Es besteht viel mehr die Notwendigkeit über alternative Wege zur Verbesserung der bestehenden Ansätze nachzudenken. In der Literatur bestehen erste theoretische Überlegungen, in denen über das Einbringen aktiver Medien in bestehende Strukturen eine Verstärkung realisiert werden soll [Don08]. Ein weiterer viel versprechender Ansatz baut auf einem Drei-Wellen Mischprozess und parametrischer Verstärkung in negativ brechenden Materialien auf [Ppv08, Lit09]. Eine weitere Idee sieht den Einsatz rein dielektrischer Resonatoren anstatt leitender Strukturen vor, womit die Verluste ebenfalls deutlich verringert werden können [Png07, Pop08]. Für die Steigerung der Bandbreite existiert ebenfalls eine theoretische Idee, wie die effektive Permeabilität auf die Drude-Form gebracht werden kann. Dafür müssen die Lücken in einem normalen SRR mit einem speziellen Material, das eine negative differentielle Impedanz besitzt, gefüllt werden [Ben07]. Die Entwicklung einer absolut isotropen Elementarzelle bleibt eine weitere Herausforderung, die noch zu lösen ist. Selbst die hier vorgestellte Kreuz-Struktur ist, trotz der Symmetrie in der Ebene, nicht mehr für Wellen mit einer Komponente des elektrischen Feldes senkrecht zur Kreuzebene einsetzbar.

Trotz dieser, im Hinblick auf mögliche Anwendungen, als kritisch zu bezeichnenden Probleme stellen Metamaterialien ein interessantes Thema im Bereich der Grundlagenforschung dar. Zu den besonderen Eigenschaften künstlicher metallischer

Strukturen zählt neben den außergewöhnlichen effektiven Parametern ebenfalls die Tatsache, dass in bestimmten markanten Punkten der Geometrie sehr starke Feldkonzentrationen auftreten können. Somit bieten sich Metamaterialien für die Untersuchung und das Studium nichtlinearer Effekte an, da die benötigten hohen Intensitäten in den angesprochenen Stellen auch schon bei relativ geringen eingestrahlenen Leistungen erreicht werden können. Darüber hinaus kann gezeigt werden, dass in Metamaterialien sogar neuartige nichtlineare Effekte zu beobachten sind, deren Ursache in der speziellen elektrischen bzw. magnetischen Polarisierbarkeit der metallischen Elemente liegt [Kle06b].

Im Gegensatz zu den negativ brechenden Metamaterialien haben sich die Strukturen zum Aufbau von Funktionskomponenten im THz-Bereich als sehr leistungsfähig herausgestellt. Diese Ansätze könnten nach weiterer Optimierung bereits eingesetzt werden. Neben den präsentierten Funktionalitäten sind noch etliche weitere Bauteile wie Polarisationsstrahlteiler oder Filter denkbar, für deren Realisierung geeignete Strukturen gefunden und getestet werden müssen. Zu beachten ist hierbei jedoch, dass die Herstellung der Bauelemente im Reinraum mit einem erheblichen Aufwand an Zeit und Kosten verbunden ist. Deshalb ist es angebracht neben einer weiteren Verbesserung der Leistungsfähigkeit der Bauteile zusätzlich an neuen Methoden zur kostengünstigen Herstellung zu forschen.

Bei den gezeigten Modulatoren gibt es noch mehrere Punkte, die zu verbessern wären. Die Modulationstiefe des elektrischen Schalters ist, genauso wie die maximale Modulationsfrequenz, noch zu gering. Ein Problem bei schneller Modulation ist, dass die für die Messung notwendigen Lock-In Verstärker generell nur Signale bis zu einer maximalen Frequenz von einigen hundert kHz detektieren können, weshalb alternative Nachweismethoden gefunden werden müssen. Insgesamt bietet eine optisch schaltbare Struktur im Hinblick auf die mögliche Leistungsfähigkeit deutliche Vorteile, auch wenn unter Umständen ein relativ teurer Laser zum Schalten benötigt wird. Bei der Weiterentwicklung optischer Modulatoren sollte als eines der Hauptziele der Einsatz von Halbleitern, deren Leitfähigkeit mit Licht im Telekommunikationsbereich um 1550 nm beeinflusst werden kann, angestrebt werden. Im besagten Bereich existieren kostengünstige und zuverlässige Laserquellen, die auch entsprechend schnell moduliert werden können. Eine weitere Verbesserung wäre die Kopplung der Metamaterial-Bauteile an eine Glasfaser, um das Steuerlicht auf einfache Art einzustrahlen. Für diese Anwendung wäre der genannte Wellenlängenbereich ebenfalls von Vorteil.

## 7 Summary

This thesis is about the design and characterization of artificial structures with dimensions smaller than the operating wavelength, so called metamaterials. Because of the small size of the inclusions, effective parameters like permittivity, permeability or an effective index of refraction can be assigned to the metamaterials. The corresponding properties depend only on the size and the shape of the used structures. With this procedure one is able to tailor the electromagnetic properties of an artificial material.

During this thesis different kinds of metastructures are designed and analysed. Besides the well known goal of constructing a material with a negative effective index of refraction, the objective of the thesis is to realize functional components for the THz-regime. Detailed numerical simulations with the commercial software CST Microwave Studio<sup>®</sup> are used to design and characterize the corresponding properties of the materials. Additionally, the calculated properties of selected models are verified by experiments.

The double cross structure is presented as a negative refractive material which shows some specific advantages in comparison to existing structures. The most important point is the symmetric layout of the unit cell, which ensures the functionality of the structure independently of the orientation of the electric field vector in the plane of the crosses. Additionally, the planar configuration, which enables an optimal operation of the structure for normal to plane propagation, as well as the very simple geometry are favourable attributes of the presented structure. By calculating the internal field distribution for waves incident under an oblique angle the negative effective index of refraction is unambiguously verified. The negative refraction in the double cross structure is further explicitly confirmed in the microwave regime by measuring the refracted field from a metamaterial wedge.

One of the main challenges concerning the realization of a negative index of refraction at THz-frequencies is the practical realization of the corresponding metamaterials. Due to the reduced wavelength the fabrication procedure is significantly complicated in comparison to the microwave regime. However, one of the main benefits of the cross structure is the very simple layout of the elementary cell. Therefore the presented structure is directly converted for the operation with THz-waves. During the fabrication process another remarkable property of the double crosses is revealed. Because of the polarization independence the fabrication of a 3D-metamaterial can be achieved by mechanically stacking single layers, where the individual lateral position of the layers relative to each other is dispensable. With this simplified fabrication procedure the maximum number of stackable layers is not limited

as a matter of principle. The measurements of the transmittance of the fabricated structure show very good qualitative as well as quantitative agreement with the numerical simulations. The negative index of refraction is verified again by simulations of the field distribution inside the metamaterials. Additionally, the measurements reveal that the double cross structure has a very low loss in the THz-regime.

The construction of quasi-optical components for THz-frequencies is quite complicated because of the lack of natural materials with adequate properties. Artificial structures are a promising candidate to fill up this gap. In this thesis it is shown by simulations that metamaterials with a proper asymmetry can act as birefringent materials. Utilizing this approach, one is able to construct wave-plates for the control and manipulation of the polarization state of electromagnetic waves. The very high index contrast achievable with the presented metamaterials leads to very compact devices with thicknesses well below the wavelength of the radiation.

Modulators are discussed as another possible application of metamaterials at THz-frequencies. The fact that the properties of a metastructure strongly depend on the properties of the surrounding medium is exploited for the construction of these devices. In this thesis a change of the local conductivity in semiconductors is used for the modulation of THz-waves. A depletion zone with very low conductivity is formed by applying a reverse bias voltage to a metastructure fabricated on top of a highly doped substrate. With this method the resonances of the metallic structures can be electrically switched on and off. This switching has a great influence on the transmission properties of the metamaterials at frequencies around the corresponding resonance. The main benefits of the proposed modulator are again the polarization independence as well as a high modulation speed, whereas the measured modulation depth is comparable to other metamaterial-modulators. Additionally, numerical simulations of an optically switchable metamaterial are presented. The examined structure shows a very high achievable modulation depth and a high bandwidth. Besides these benefits, the modulation speed of the presented optical switch depends mainly on carrier lifetime, which means that modulation frequencies up to some GHz are achievable.

## 8 Anhang

### 8.1 Liste häufig verwendeter Abkürzungen

BCB	<u>B</u> enzoc <u>y</u> cl <u>o</u> b <u>u</u> th <u>e</u> n
CWP	<u>C</u> ut <u>W</u> ire <u>P</u> air
DC	<u>D</u> irect <u>C</u> urrent (Gleichstrom)
emf	Elektromotorische Kraft ( <u>E</u> lectrom <u>o</u> tive <u>F</u> orce)
FDTD	<u>F</u> inite <u>D</u> ifference <u>T</u> ime <u>D</u> omain
FLLS	<u>F</u> our <u>L</u> egged <u>L</u> oaded <u>S</u> lot
FOM	<u>F</u> igure of <u>M</u> erit
FSS	<u>F</u> requency <u>S</u> elective <u>S</u> urface
GaAs	<u>G</u> allium <u>a</u> rsenid
KOH	Kaliumhydroxid
PEC	<u>P</u> erfect <u>E</u> lectric <u>C</u> onductor
Si	<u>S</u> ilizium
SRR	<u>S</u> plit <u>R</u> ing <u>R</u> esonator
THz-TDS	<u>T</u> erahertz- <u>T</u> ime <u>D</u> omain <u>S</u> pectroscopy
UV	<u>U</u> ltraviolett

### 8.2 Literaturverzeichnis

- [Awa08] M. Awad, M. Nagel, and H. Kurz, *Negative-index metamaterial with polymer embedded wire-pair structures at terahertz frequencies*, *Opt. Lett.* **33**, 2683, 2008
- [Ayd04] K. Aydin, K. Guven, M. Kafesaki, L Zhang, C.M. Soukoulis, and E. Ozbay, *Experimental observation of true left-handed transmission peaks in metamaterials*, *Opt. Lett.* **29**, 2623, 2004
- [Ayd05] K. Aydin, K. Guven, C.M. Soukoulis, and E. Ozbay, *Observation of negative refraction and negative phase velocity in left-handed metamaterials*, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 124102, 2005
- [Ben07] A. Benedetti, C. Sibilia, and M. Bertolotti, *Wide band negative magnetic permeability materials (NMPM) with composite metal-semiconductor structures based on the Drude model, and applications to negative-refractive index (NIM)*, *Opt. Express* **15**, 6534, 2007
- [Bul05] I. Bulu, H. Caglayan, and E. Ozbay, *Experimental demonstration of labyrinth-based left-handed metamaterials*, *Opt. Express* **13**, 10238, 2005

- [Bul06] I. Bulu, H. Caglayan, and E. Ozbay, *Experimental demonstration of subwavelength focusing of electromagnetic waves by labyrinth-based two-dimensional metamaterials*, Opt. Lett. **31**, 814, 2006
- [Cal06] C. Caloz and T. Itoh, *Electromagnetic Metamaterials*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2006
- [Cas07] B.D.F. Casse, H.O. Moser, J.W. Lee, M. Bahou, S. Inglis, and L.K. Jian, *Towards three-dimensional and multilayer rod-split-ring metamaterial structures by means of deep x-ray lithography*, Appl. Phys. Lett. **90**, 254106, 2007
- [Che06] H.-T. Chen, W.J. Padilla, J.M.O. Zide, A.C. Gossard, A.J. Taylor, and R.D. Averitt, *Active terahertz metamaterials*, Nature **444**, 597, 2006
- [Che07] H.-T. Chen, W.J. Padilla, J.M.O. Zide, S.R. Bank, A.C. Gossard, A.J. Taylor, and R.A. Averitt, *Ultrafast switching of terahertz metamaterials fabricated on ErAs/GaAs nanoisland superlattices*, Opt. Lett. **32**, 1620, 2007
- [Che08a] H.-T. Chen, J.F. O'Hara, A.K. Azad, A.J. Taylor, R.D. Averitt, D.B. Shrekenhamer, and W.J. Padilla, *Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials*, Nature Photonics **2**, 295, 2008
- [Che08b] H.-T. Chen, H. Lu, A.K. Azad, R.D. Averitt, A.C. Gossard, S.A. Trugman, J.F. O'Hara, A.J. Taylor, *Electronic control of extraordinary terahertz transmission through subwavelength metal hole arrays*, Opt. Express **16**, 7641, 2008
- [Che08c] H.-T. Chen, S. Palit, T. Tyler, C.m: Bingham, J.M.O. Zide, J.F. O'Hara, D.R. Smith, A.C. Gossard, R.D. Averitt, W.J. Padilla, N.M. Jokerst, and A.J. Taylor, *Hybrid metamaterials enable fast electrical modulation of freely propagating terahertz waves*, Appl. Phys. Lett. **93**, 091117, 2008
- [Cht06] U.K. Chettiar, A.V. Kildishev, T.A. Klar, and V.M. Shalaev, *Negative index metamaterial combining magnetic resonators with metal films*, Opt. Express **14**, 7872, 2006
- [Cum04] S.A. Cummer and B.-I. Popa, *Wave fields measured inside a negative refractive index metamaterial*, Appl. Phys. Lett. **85**, 4564, 2004
- [Deg07] A. Degiron, J.J. Mock, and D.R. Smith, *Modulating and tuning the response of metamaterials at the unit cell level*, Opt. Express **15**, 1115, 2007
- [Dep04] R. A. Depine and A. Lakhtakia, *A new condition to identify isotropic dielectric-magnetic materials displaying negative phase velocity*, Microwave Opt. Technol. Lett. **41**, 315, 2004
- [Dol05} G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, J. Zhou, C.M. Soukoulis, and S. Linden, *Cut-wire pairs and plate pairs as magnetic atoms for optical metamaterials*, Opt. Lett. **30**, 3198, 2005

- [Dol06a] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C.M. Soukoulis, and S. Linden, Low-loss negative-index metamaterial at telecommunication wavelengths, *Opt. Lett.* **31**, 1800, 2006
- [Dol06b] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C.M. Soukoulis, and S. Linden, *Simultaneous Negative Phase and Group Velocity of Light in a Metamaterial*, *Science* **312**, 892, 2006
- [Dol07a] G. Dolling, M. Wegener, C.M. Soukoulis, and S. Linden, *Negative-index metamaterial at 780nm wavelength*, *Opt. Lett.* **32**, 551, 2007
- [Dol07b] G. Dolling, M. Wegener, and S. Linden, *Realization of a three-functional-layer negative-index photonic metamaterial*, *Opt. Lett.* **32**, 551, 2007
- [Dol07c] G. Dolling, M. Wegener, C.M. Soukoulis, and S. Linden, *Design-related losses of double-fishnet negative-index photonic metamaterials*, *Opt. Express* **15**, 11536, 2007
- [Dol07d] G. Dolling, M.W. Klein, M. Wegener, A. Schädle, B. Kettner, S. Burger, and S. Linden, *Negative beam displacements from negative-index photonic metamaterials*, *Opt. Express* **15**, 14219, 2007
- [Dol07e] G. Dolling, M. Wegener, und S. Linden, *Der falsche Knick im Licht*, *Phys. unserer Zeit* **1/2007**, 24, 2007
- [Don08] Z.-G. Dong, H. Liu, T. Li, Z.-H. Zhu, S.-M. Wang, J.-X. Cao, S.-N. Zhu, and X. Zhang, *Resonance amplification of left-handed transmission at optical frequencies by stimulated emission of radiation in active metamaterials*, *Opt. Express* **16**, 20974, 2008
- [Dra06] V.P. Drachev, W. Cai, U. Chettiar, H.-K. Yuan, A.K. Sarychev, A.V. Kildishev, G. Klimeck, and V.M. Shalaev, *Experimental verification of an optical negative-index material*, *Laser Phys. Lett.* **3**, 49, 2006
- [Gar05] J. García-García, F. Martin, J.D. Baena, R. Marqués, and L. Jelinek, *On the resonances and polarizabilities of split ring resonators*, *J. Appl. Phys.* **98**, 033103, 2005
- [Gok06] M. Gokkavas, K. Guven, I. Bulu, K. Aydin, R.S. Penciu, M. Kafesaki, C.M. Soukoulis, and E. Ozbay, *Experimental demonstration of a left-handed metamaterial operating at 100 GHz*, *Phys. Rev. B* **73**, 193103, 2006
- [Grc02a] N. Garcia and M. Nieto-Vesperinas, *Is there an experimental verification of a negative index of refraction yet?*, *Opt. Lett.* **27**, 885, 2002
- [Grc02b] . Garcia and M. Nieto-Vesperinas, *Left-Handed Materials Do Not Make a Perfect Lens*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207403, 2002
- [Gre03] R.B. Greigor, C.G. Parazzoli, K. Li, B.E.C. Koltenbah, and M. Tanielian, *Experimental determination and numerical simulation of the properties of negative index of refraction materials*, *Opt. Express* **11**, 688

- [Gro01] G. Gronau, *Höchstfrequenztechnik: Grundlagen, Schaltungstechnik, Messtechnik, planare Antennen*, Springer Verlag, Berlin, 2001
- [Grt70] C.G.B. Garret and D.E. McCumber, *Propagation of a Gaussian Light Pulse through an Anomalous Dispersion Medium*, Phys. Rev. A **1**, 305, 1970
- [Han08] J. Han, A. Lakhtakia, and C.-W. Qiu, *Terahertz metamaterials with semiconductor split-ring resonators for magnetostatic tunability*, Opt. Express **16**, 14390, 2008
- [HChe04a] H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, K. Chen, T.M. Grzegorzcyk, and J.A. Kong, *Left-handed materials composed of only S-shaped resonators*, Phys. Rev. E **70**, 057605, 2004
- [HChe04b] H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, K. Chen, T.M. Grzegorzcyk, and J.A. Kong, *Metamaterial exhibiting left-handed properties over multiple frequency bands*, J. Appl. Phys. **96**, 5338, 2004
- [HChe06] H. Chen, L. Ran, D. Wang, J. Huangfu, Q. Jiang, and J.A. Kong, *Metamaterial with randomized patterns for negative refraction of electromagnetic waves*, Appl. Phys. Lett. **88**, 031908, 2006
- [Hou03] A.A. Houck, J.B. Brock, and I.L. Chuang, *Experimental Observations of a Left-Handed Material That Obeys Snell's Law*, Phys. Rev. Lett. **90**, 137401, 2003
- [Hsi06] C.-F. Hsieh, R.-P. Pan, T.-T. Tang, H.-L. Chen, and C.-L. Pan, *Voltage-controlled liquid-crystal phase shifter and quarter wave plate*, Opt. Lett. **31**, 1112, 2006
- [Hsi08] C.-F. Hsieh, Y.-C. Lai, R.-P. Pan, and C.-L. Pan, *Polarizing terahertz waves with nematic liquid crystals*, Opt. Lett. **33**, 1174, 2008
- [Imh06] C. Imhof and R. Zengerle, *Pairs of metallic crosses as a left-handed metamaterial with improved polarization properties*, Opt. Express **14**, 8257, 2006
- [Imh07] C. Imhof and R. Zengerle, *Strong birefringence in left-handed metallic metamaterials*, Opt. Commun. **280**, 213, 2007
- [Imh09] C. Imhof and R. Zengerle, *Experimental verification of negative refraction in a double cross metamaterial*, Appl. Phys. A, **94**, 45, 2009
- [Ina00] U.S. Inan and A.S. Inan, *Electromagnetic Waves*, Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey, 2000
- [Jac02] J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, de Gruyter, Berlin, New York, 2002, 3. überarbeitete Auflage
- [Jon09] J. Jonuscheit, M. Herrmann, und R. Beigang, *Transparente Analyse: Photonische Terahertz-Technologie für Grundlagen und Anwendungen*, Physik Journal **8**, 31, 2009

- [Kaf07] M. Kafesaki, I. Tsiapa, N. Katsarakis, T. Koschny, C.M. Soukoulis, and E.N. Economou, *Left-handed metamaterials: The fishnet structure and its variations*, Phys. Rev. B **75**, 235114, 2007
- [Kle06a] M.W. Klein, C. Enkrich, M. Wegener, C.M. Soukoulis, and S. Linden, *Single-slit split-ring resonators at optical frequencies: limits of size scaling*, Opt. Lett. **31**, 1259, 2006
- [Kle06b] M. W. Klein, C. Enkrich, M. Wegener, and S. Linden, *Second-Harmonic Generation from Magnetic Metamaterials*, Science **313**, 502, 2006
- [Kos03] T. Koschny, P. Markoš, D.R. Smith, and C.M. Soukoulis, *Resonant and antiresonant frequency dependence of the effective parameters of metamaterials*, Phys. Rev. E **68**, 065602, 2003
- [Kos05] T. Koschny, P. Markoš, E.N. Economou, D.R. Smith, D.C. Vier, and C.M. Soukoulis, *Impact of inherent periodic structure on effective medium description of left-handed and related metamaterials*, Phys. Rev. B **71**, 245105, 2005
- [Lag96] A.N. Lagarkov and A.K. Sarychev, *Electromagnetic properties of composites containing elongated conducting inclusions*, Phys. Rev. B **53**, 6318, 1996
- [Leh90] G. Lehner, *Elektromagnetische Feldtheorie für Ingenieure und Physiker*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1990, 1. Auflage
- [Leo06] U. Leonhardt, *Optical Conformal Mapping*, Science **312** 1777, 2006
- [Ler06] J.-M. Lerat, N. Malléjac, and O. Acher, *Determination of the effective parameters of a metamaterial by field summation method*, J. Appl. Phys. **100**, 084908, 2006
- [Leu05] P. Leuchtman, *Einführung in die elektromagnetische Feldtheorie*, Pearson Studium, München, 2005, 1. Auflage
- [Lin04] S. Linden, C. Enkrich, M. Wegener, J. Zhou, T. Koschny, and C.M. Soukoulis, *Magnetic Response of Metamaterials at 100 Terahertz*, Science **306**, 1351, 2004
- [Lin06] S. Linden und M. Wegener, *Metamaterialien werden "sichtbar"*, Physik Journal **5**, 12/06, 29, 2006
- [Liu08] N. Liu, H. Guo, L. Fu, S. Kaiser, H. Schweizer, and, H. Giessen, *Three-dimensional photonic metamaterials at optical frequencies*, Nat. Mat. **7**, 31, 2008
- [Lit09] N.M. Litchinitser and V.M. Shalaev, *Loss as a route to transparency*, Nat. Phot. **3**, 75, 2009

- [Mac89] A. Mackay, *Proof of polarisation independence and nonexistence of crosspolar terms for targets presenting  $n$ -fold ( $n > 2$ ) rotational symmetry with special reference to frequency-selective surfaces*, *Electron. Lett.* **25**, 1624, 1989
- [Mar01] P. Markoš and C.M. Soukoulis, *Transmission studies of left-handed materials*, *Phys. Rev. B* **65**, 033401, 2001
- [Mar02a] P. Markoš and C.M. Soukoulis, *Numerical studies of left-handed materials and arrays of split ring resonators*, *Phys. Rev. E* **65**, 036622, 2002
- [Mar02b] P. Markoš, I. Rousochatzakis, and C.M. Soukoulis, *Transmission losses in left-handed materials*, *Phys. Rev. E* **66**, 045601, 2002
- [Mar03] P. Markoš and C.M. Soukoulis, *Transmission properties and effective parameters of double negative metamaterials*, *Opt. Express* **11**, 649, 2003
- [Mcl02] M.W. McCall, A. Lakhtakia, and W.S. Weiglhofer, *The negative index of refraction demystified*, *Eur. J. Phys* **23**, 353, 2002
- [Mes05] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, Teubner, Wiesbaden, 2005, 2. überarbeitete und erweiterte Auflage
- [Mil05] P. W. Milonni, *Fast Light, Slow Light and left-handed Light*, Institute of Physics Publishing, Bristol Philadelphia, 2005
- [Mos05] H.O. Moser, B.D.F. Casse, O. Wilhelmi, and B.T. Saw, *Terahertz Response of a Microfabricated Rod-Split-Ring-Resonator Electromagnetic Metamaterial*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 063901, 2005
- [Mrq02] R. Marqués, F. Medina, and R. Rafii-El-Idrissi, *Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials*, *Phys. Rev. B* **65**, 144440, 2002
- [Müh05] P. Mühlischlegel, H.-J. Eisler, O.J.F. Martin, B. Hecht, and D.W. Pohl, *Resonant Optical Antennas*, *Science* **308**, 1607, 2005
- [Mun00] B.A. Munk, *Frequency Selective Surfaces; Theory and Design*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 2000
- [Mun03] B.A. Munk, *Finite Antenna Arrays and FSS*, John Wiley & Sons, Inc., 2003
- [Mus06] O.L. Muskens, M.T. Borgström, E.P.A.M. Bakkers, and J. Gómez Rivas, *Giant optical birefringence in ensembles of semiconductor nanowires*, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 233117, 2006
- [Ost04] T. Kleine-Ostmann, P. Dawson, K. Pierz, G. Hein, and M. Koch, *Room-temperature operation of an electrically driven terahertz modulator*, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3555, 2004
- [Pad06] W.J. Padilla, A.J. Taylor, C. Highstrete, M. Lee, and R.D. Averitt, *Dynamical Electric and Magnetic Metamaterial Response at Terahertz Frequencies*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 107401, 2006

- [Par03] C.G. Parazzoli, R.B. Gregor, K. Li, B.E.C. Koltenbah, and M. Tanielian, *Experimental Verification and Simulation of Negative Index of Refraction Using Snell's Law*, Phys. Rev. Lett. **90**, 107401, 2003
- [Par04] C.G. Parazzoli, R.B. Gregor, J.A. Nielsen, M.A. Thompson, K. Li, A.M. Vetter, M.H. Tanielian, and D.C. Vier, *Performance of a negative index of refraction lens*, Appl. Phys. Lett. **84**, 3232, 2004
- [Pau08] O. Paul, C. Imhof, B. Reinhard, R. Zengerle, and R. Beigang, *Negative index bulk metamaterial at terahertz frequencies*, Opt. Express **16**, 6736, 2008
- [Pau09] O. Paul, C. Imhof, B. Lägel, S. Wolff, J. Heinrich, S. Höfling, A. Forchel, R. Zengerle, R. Beigang, and M. Rahm, *Polarization-independent active metamaterial for high-frequency terahertz modulation*, Opt. Express **17**, 819, 2009
- [Pen00] J.B. Pendry, *Negative Refraction Makes a Perfect Lens*, Phys. Rev. Lett. **18**, 3966, 2000
- [Pen03a] J.B. Pendry, *Positively Negative*, Nature **423**, 22, 2003
- [Pen03b] J.B. Pendry and D.R. Smith, *Reversing Light: Negative Refraction*, Physics Today, December 2003
- [Pen04] J.B. Pendry, *Negative Refraction*, Contemporary Physics **45**, 191, 2004
- [Pen06] J.B. Pendry, D. Schurig, and D.R. Smith, *Controlling Electromagnetic Fields*, Science **312**, 1780, 2006
- [Pen96] J.B. Pendry, A.J. Holden, W.J. Stewart, and I. Youngs, *Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4773, 1996
- [Pen98] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, and W.J. Stewart, *Low frequency plasmons in thin-wire structures*, J. Phys.: Condens. Matter **10**, 4785, 1998
- [Pen99] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, and W.J. Stewart, *Magnetism from Conductors and Enhanced Nonlinear Phenomena*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **47**, 2075, 1999
- [Png07] L. Peng, L. Ran, H. Chen, H. Zhang, J.A. Kong, and T.M. Grzegorzczuk, *Experimental Observation of Left-Handed Behavior in an Array of Standard Dielectric Resonators*, Phys. Rev. Lett. **98**, 157403, 2007
- [Pod05] V.A. Podolskiy, A.K. Sarychev, E.E. Narimanov, and V.M. Shalaev, *Resonant light interaction with plasmonic nanowire systems*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **7**, S32, 2005
- [Pop05] B.-I. Popa and S.A. Cummer, *Determining the effective electromagnetic properties of negative-refractive-index metamaterials from internal fields*, Phys. Rev. B **72**, 165102, 2005

- [Pop06] B.-I. Popa and S.A. Cummer, *Direct measurement of evanescent wave enhancement inside passive metamaterials*, Phys. Rev. E **73**, 016617, 2006
- [Pop08] B.-I. Popa and S.A. Cummer, *Compact Dielectric Particles as a Building Block for Low-Loss Magnetic Metamaterials*, Phys. Rev. Lett. **100**, 207401, 2008
- [Ppv08] A. K. Popov and S.A. Myslivets, *Transformable broad-band transparency and amplification in negative-index films*, Appl. Phys. Lett. **93**, 191117, 2008
- [Pok02] A.L. Pokrovsky and A.L. Efros, *Electrodynamics of Metallic Photonic Crystals and the Problem of Left-Handed Materials*, Phys. Rev. Lett. **89**, 093901, 2002
- [Rah08a] M. Rahm, D. Schurig, D.A. Roberts, S.A. Cummer, D.R. Smith, and J.B. Pendry, *Design of electromagnetic cloaks and concentrators using form-invariant coordinate transformations of Maxwell's equations*, Photon. Nanostruc.: Fundam. Applic. **6**, 87, 2008
- [Rah08b] M. Rahm, D.A. Roberts, J.B. Pendry, and D.R. Smith, *Transformation-optical design of adaptive beam bends and beam expanders*, Opt. Express **16**, 11555, 2008
- [Ram05] S.A. Ramakrishna, *Physics of negative refractive index materials*, Rep. Prog. Phys. **68**, 449, 2005
- [Ran04] L. Ran, J. Huangfu, H. Chen, X. Zhang, K. Chen, T.M. Grzegorzczuk, and J.A. Kong, *Beam shifting experiment for the characterization of left-handed properties*, J. Appl. Phys. **95**, 2238, 2004
- [Rob08] D.A. Roberts, M. Rahm, J.B. Pendry, and D.R. Smith, *Transformation-optical design of sharp waveguide bends and corners*, Appl. Phys. Lett. **93**, 251111, 2008
- [Rog06] A.V. Rogacheva, V.A. Fedotov, A.S. Schwanecke, and N.I. Zheludev, *Giant Gyrotropy due to Electromagnetic-Field coupling in a bilayered Chiral structure*, Phys. Rev. Lett. **97**, 177401, 2006
- [Sca06] M. Scalora, G. D'Aguanno, N. Mattiucci, M.J. Bloemer, D. de Ceglia, M. Centini, A. Mandatori, C. Sibilia, N. Akozbek, M.G. Cappeddu, M. Fowler, and J.W. Haus, *Negative refraction and sub-wavelength focusing in the visible range using transparent metallo-dielectric stacks*, Opt. Express **15**, 508, 2006
- [Sha05] V.M. Shalaev, W. Cai, U.K. Chettiar, H.-K. Yuan, A.K. Sarychev, V.P. Drachev, and A.V. Kildishev, *Negative index of refraction in optical metamaterials*, Opt. Lett. **30**, 3356, 2005
- [Shv07] G. Shvets, S. Trendafilov, J.B. Pendry, and, A. Sarychev, *Guiding, Focusing, and Sensing on the Subwavelength Scale Using Metallic Wire Arrays*, Phys. Rev. Lett. **99**, 053903, 2007

- [Sil78] R.A. Silin, *Possibility of creating plane-parallel lenses*, Opt. Spectros. **44**, 109, 1978
- [Slb01] R.A. Shelby, D.R. Smith, and S. Schultz, *Experimental Verification of a Negative Index of Refraction*, Science **292**, 77, 2001
- [Smi00] D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, *Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4184
- [Smi02] D.R. Smith, S. Schultz, P. Markoš, and C.M. Soukoulis, *Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients*, Phys. Rev. B **65**, 195104, 2002
- [Smi05] D.R. Smith, D.C. Vier, T. Koschny, and C.M. Soukoulis, *Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials*, Phys. Rev. E **71**, 036617, 2005
- [Spr09] G.D. Sprouse, *Letters from the past – A PRL retrospective*, <http://prl.aps.org/50years/milestones>, 2009
- [Srg06] D. Schurig, J.J. Mock, B.J. Justice, S.A. Cummer, J.B. Pendry, A.F. Starr, and D.R. Smith, *Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies*, Science **312**, 977, 2006
- [Srg07] D. Schurig, J.B. Pendry, and D.R. Smith, *Transformation-designed optical elements*, Opt. Express **15**, 14772, 2007
- [The08] M. Theuer, G. Torosyan, F. Ellrich, J. Jonuscheit, and R. Beigang, *Terahertz-Bildgebung in industriellen Anwendungen*, tm-Technisches Messen **75**, 64, 2008
- [Ton07] M. Tonouchi, *Cutting-edge terahertz technology*, Nat. Phot. **1**, 97, 2007
- [Val02] P.M. Valanju, R.M. Walser, and A.P. Valanju, *Wave Refraction in Negative-Index Media: Always Positive and Very Inhomogeneous*, Phys. Rev. Lett. **88**, 187401, 2002
- [Ves68] V.D. Veselago, *The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$* , Sov. Phys. Uspekhi **10**, 509, 1968
- [Ves06] V.D. Veselago and E.E. Narimanov, *The left hand of brightness: past, present and future of negative index materials*, Nat. Mat. **5**, 759, 2006
- [Wod08] J. Wood, *The top ten advances in materials science*, mat. today **11**, 40, 2008
- [XChe04] X. Chen, T.M. Grzegorzczuk, B.-I. Wu, J. Pacheco Jr., and J.A. Kong, *Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials*, Phys. Rev. E **70**, 016608, 2004
- [XChe05] X. Chen, B.-I. Wu, J.A. Kong, and T.M. Grzegorzczuk, *Retrieval of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials*, Phys. Rev. E **71**, 046610, 2005

- [YChe09] Y.W. Chen, P.Y. Han, and X.-C. Zhang, *Tunable broadband antireflection structures for silicon at terahertz frequency*, Appl. Phys. Lett. **94**, 041106, 2009
- [Yen04] T.J. Yen, W.J. Padilla, N. Fang, D.C. Vier, D.R. Smith, J.B. Pendry, D.N. Basov, and X. Zhang, *Terahertz Magnetic Response from Artificial Materials*, Science **303**, 1494, 2004
- [Zha05] S. Zhang, W. Fan, N.C. Panoiu, K.J. Malloy, R.M. Osgood, and S.R.J. Brueck, *Experimental Demonstration of Near-Infrared Negative-Index Metamaterials*, Phys. Rev. Lett **95**, 137404, 2005
- [Zha06] S. Zhang, W. Fan, N.C. Panoiu, K.J. Malloy, R.M. Osgood, and S.R.J. Brueck, *Optical negative-index bulk metamaterials consisting of 2D perforated metal-dielectric stacks*, Opt. Express **14**, 6778, 2006
- [Zhe08] N.I. Zheludev, *What diffraction limit?*, Nat. Mat. **7**, 420, 2008
- [Zhg08] X. Zhang and Z. Liu, *Superlenses to overcome the diffraction limit*, Nat. Mat. **7**, 435, 2008
- [Zho06a] J. Zhou, L. Zhang, G. Tuttle, T. Koschny, and C.M. Soukoulis, *Negative index materials using simple short wire pairs*, Phys. Rev. B **73**, 041101, 2006
- [Zho06b] J. Zhou, T. Koschny, L. Zhang, G. Tuttle, and C.M. Soukoulis, *Experimental demonstration of negative index of refraction*, Appl. Phys. Lett. **88**, 221103, 2006

## Tabellarischer Lebenslauf

### Persönliche Daten

Christian Imhof  
Friedhofstraße 31  
66509 Rieschweiler-Mühlbach  
E-Mail: christian-imhof@t-online.de

geboren am 21. Dezember 1980 in Zweibrücken

### Schulausbildung

08/1987 – 07/1991    Grundschule in Rieschweiler-Mühlbach  
08/1991 – 07/2000    Hofenfels Gymnasium in Zweibrücken  
Schulabschluss: Abitur

### Studium

10/2000 – 10/2005    Studium der Elektrotechnik an der  
Technischen Universität Kaiserslautern  
Vertiefungsrichtung Kommunikationstechnik  
04/2005 – 10/2005    Diplomarbeit am Lehrstuhl für Elektrodynamik und Optische  
Technologien mit dem Titel: *Modellierung der dielektrischen und  
magnetischen Eigenschaften von Metamaterialien*  
Abschluss: Diplom-Ingenieur Elektrotechnik

### Berufserfahrung

11/2004 – 03/2005    Praktikum bei der NDSatCom AG in Friedrichshafen  
seit 11/2005            wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl  
für Elektrodynamik und Optische Technologien  
an der Technischen Universität Kaiserslautern

### Sonstige Tätigkeiten

seit 02/2008            Mitglied im Fachbereichsrat Elektrotechnik und Informationstechnik  
seit 02/2008            Mitglied im Prüfungsausschuss Elektrotechnik und Informationstechnik





