

Metamaterialien werden „sichtbar“

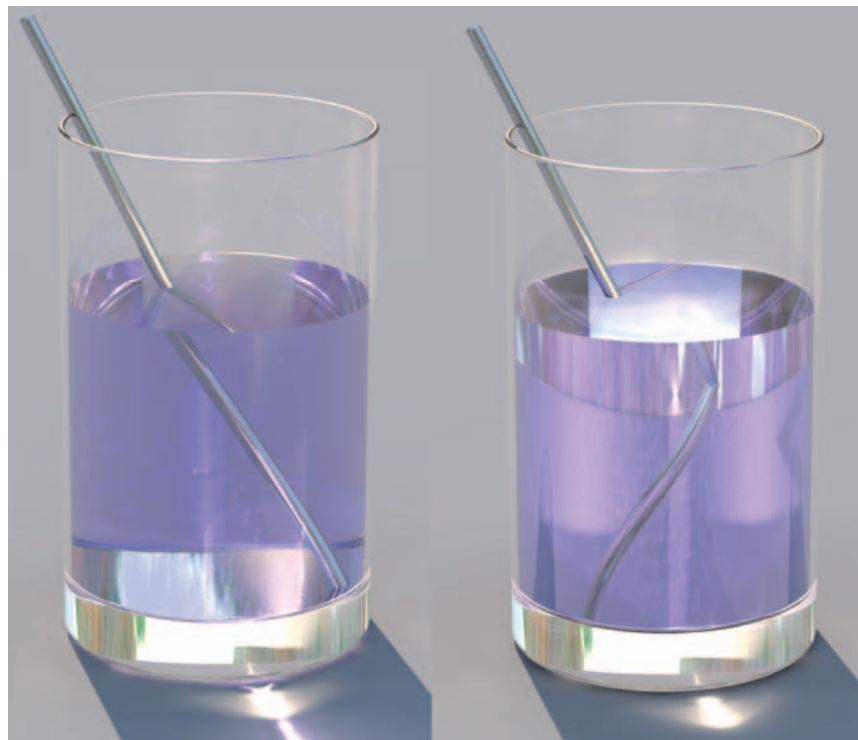
Künstlicher Magnetismus in der Photonik

Stefan Linden und Martin Wegener

Metamaterialien sind künstlich hergestellte Kristalle aus maßgeschneiderten funktionellen Bausteinen („Atomen“), die mit einer „Gitterkonstanten“ angeordnet sind, die viel kleiner als die Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung ist. So wird zum Beispiel Magnetismus bei hohen Frequenzen möglich, der wiederum zu einer negativen Brechzahl führen kann. In den letzten Jahren sind diese Konzepte mittels der Nanotechnologie über mehr als vier Zehnerpotenzen der Frequenz hinweg aus dem Mikrowellenbereich bis hinein in den optischen Bereich gebracht worden – die Metamaterialien werden buchstäblich „sichtbar“.

Warum ist die Phasengeschwindigkeit c des Lichts im Glas oder in einem Kochsalzkristall kleiner als im Vakuum? Eine typische Antwort aus der Physik-Diplomvorprüfung könnte lauten: „Das elektrische Feld des Lichts regt im Material mikroskopische *elektrische Dipole* zu Schwingungen an. Diese Dipole strahlen dann wieder elektromagnetische Wellen ab, regen damit andere elektrische Dipole an, usw. Daher bewegt sich das Licht (meist) langsamer um einen gewissen Faktor, den wir die optische Brechzahl $n = c_0/c$ nennen. Ihr Quadrat ist gleich der elektrischen Permittivität ϵ .“ Diese Antwort stimmt meistens, denn in jedem typischen Optik-Lehrbuch steht, dass *magnetische Dipole bei optischen Frequenzen keine Rolle spielen*. In anderen Worten: Die magnetische Permeabilität ist $\mu = 1$, sonst müsste es nämlich heißen $n^2 = \epsilon\mu$, also $n = \pm(\epsilon\mu)^{1/2}$. Im berühmten Lehrbuch zur *Elektrodynamik der Kontinua* von L. D. Landau und E. M. Lifschitz [1] findet man sogar eine recht ausführliche theoretische Diskussion hierzu, die die Autoren auf Seite 337 zu dem Schluss führt: „... Es hat daher offensichtlich keinen Sinn, die magnetische Permeabilität schon vom optischen Gebiet der Frequenzen an zu benutzen, und bei der Untersuchung entsprechender Erscheinungen müssen wir $\mu = 1$ setzen“.

Schade eigentlich. Die gesamte technische Optik beruht auf der Manipulation allein des elektrischen Feldvektors des Lichts, obwohl eine Beschreibung von Licht im Wellenbild nur dann vollständig ist, wenn man es als elektromagnetische Welle mit einem elektrischen und einem magnetischen Feldvektor darstellt. Damit fehlt bis heute die eine Hälfte der Optik. Das Licht läuft gleichsam nur auf einem seiner beiden Beine. Mehr noch: Durch das gezielte und gleichzeitige Bearbeiten



Diese Simulation auf der Grundlage der Strahlenoptik zeigt, dass sich das vertraute Bild eines Metallstabs in einem wassergefüllten Glas (links, Brechungs-

index von Wasser $n = 1,3$) drastisch ändern würde bei einer fiktiven Flüssigkeit mit negativem Brechungsindex von $-1,3$ (rechts).

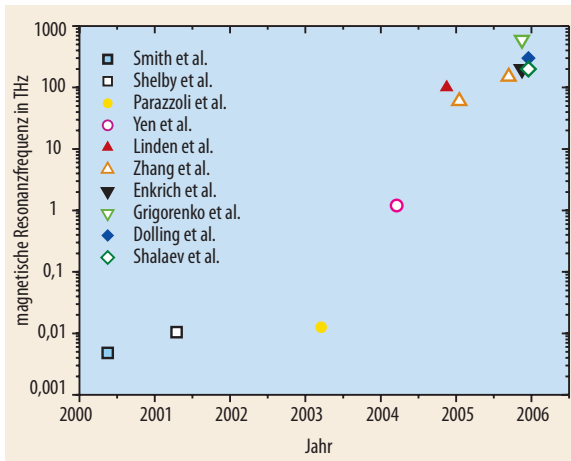
beider Komponenten des Lichts, der magnetischen und der elektrischen, ergeben sich über das bloße Verdoppeln hinaus qualitativ neue Möglichkeiten. Beispielsweise kann die optische Brechzahl n negativ werden. Hiermit ließen sich im Prinzip neuartige Linsen herstellen, deren Auflösung nicht mehr durch die Wellenlänge des Lichts begrenzt ist. Der Trick liegt darin, den optischen Weg vom Objekt zum Bild gleich Null zu machen, während der physische Weg endlich

KOMPAKT

- Nach gängiger Lehrbuchweisheit ist die magnetische Permeabilität bei optischen Frequenzen $\mu = 1$.
- Maßgeschneiderte Metamaterialien, die aus regelmäßig angeordneten, rund 100 nm großen Bausteinen bestehen, können jedoch $\mu \neq 1$ oder sogar $\mu < 0$ aufweisen.
- Die Kombination $\mu < 0$ und $\epsilon < 0$ führt zu einem negativen Brechungsindex n und vielfältigen potenziellen Anwendungen.

Dr. Stefan Linden und Prof. Dr. Martin Wegener, Institut für Angewandte Physik und DFG-Centrum für Funktionelle Nanostrukturen (CFN), Universität Karlsruhe (TH), 76128 Karlsruhe, und Institut für Nanotechnologie, Forschungszentrum Karlsruhe, 76021 Karlsruhe

Abb. 1 In den letzten Jahren gelang es, die magnetische Resonanzfrequenz in Metamaterialien deutlich zu steigern.



und positiv ist. Mögliche technische Anwendungen solcher „perfekter Linsen“ liegen in der Lithographie nanoskaliger Strukturen mit sichtbarem monochromatischem Licht. Weiterhin könnte man Objekte durch Umgeben mit einem maßgeschneiderten optischen Material unsichtbar machen – eine Technologie, die den Klingonen in „Star Trek“ routinemäßig zum Tarnen ihrer Raumschiffe zur Verfügung steht. Schließlich könnte man nicht-spiegelnde optische Oberflächen herstellen – ohne auf $\lambda/4$ -Beschichtungen zurückzugreifen, die auf destruktiver Interferenz beruhen. Leider ist keines dieser Beispiele mit den uns heute bekannten natürlichen optischen Materialien zugänglich, weil diese wie gesagt nur die elektrische Komponente des Lichts direkt beeinflussen können, nicht aber seine magnetische Komponente ($\mu=1$).

Der Grundgedanke

Basierend auf den theoretischen Vorarbeiten von Sir John Pendry aus dem Jahr 1999 [2] stellten David R. Smith und Mitarbeiter 2000 ein künstliches Material vor (ein „Metamaterial“), das im Mikrowellenbereich (10 GHz Frequenz) nicht nur eine magnetische Antwort mit $\mu < 0$ aufwies, sondern zusammen mit $\epsilon < 0$ im gleichen Frequenzbereich auch noch eine negative Brechzahl $n = -(\epsilon\mu)^{1/2} < 0$ [3]. Ein Jahr später gelang es der Gruppe sogar, experimentell zu zeigen, dass mit der negativen Brechzahl beim Übergang einer elektromagnetischen Welle vom Material in Luft eine Brechung zur „falschen“ Seite des Lots einhergeht [3]. Im Snelliusschen Brechungsgesetz wird der Brechungswinkel negativ, die Brechzahl somit auch. Nach einer teils heftigen wissenschaftlichen Kontroverse sind diese Experimente und die zugrundeliegenden Konzepte inzwischen etabliert.¹⁾ Seither sind die zugrundeliegenden Ideen/Konzepte über fast fünf Zehnerpotenzen der Frequenz hinweg über die Telekommunikation (ca. 200 THz) bis hin zu optischen Frequenzen (ca. 375–750 THz) übertragen worden – die „Metamaterialien werden sichtbar“ [4–11] (Abb. 1).

Was versteht man eigentlich unter Metamaterialien? Normale Materialien (z. B. Kristalle) haben typische

interatomare Abstände (Gitterkonstanten) im Bereich eines halben Nanometers. Dies ist circa drei Größenordnungen kleiner als die Wellenlänge des sichtbaren Lichts. Daher mittelt das Licht über die atomare Struktur und „sieht“ – abgesehen von den Symmetrien des Kristalls – die atomare Periodizität nicht. Die Materialien lassen sich deshalb als effektive homogene Medien beschreiben. Metamaterialien bestehen aus funktionellen Bausteinen, künstlichen „Atomen“, mit maßgeschneiderten Eigenschaften. Sie können z. B. auch ein magnetisches Dipolmoment aufweisen. Diese „Atome“ können zu einem „Kristall“ mit einer künstlichen „Gitterkonstanten“ angeordnet werden. Ist diese „Gitterkonstante“ deutlich kleiner als die Wellenlänge des Lichts, lässt sich auch das Metamaterial als effektives homogenes Medium beschreiben (im scharfen Gegensatz zu z. B. Photonischen Kristallen oder Materialien mit photonischen Bandlücken).

Geschlitzte Ringe als „magnetische Atome“

Wie ist mit Hilfe von Metamaterialien Magnetismus (also $\mu \neq 1$) bei optischen Frequenzen möglich? Offenbar werden „magnetische Atome“ benötigt, also magnetische Dipole, die auch bei optischen Frequenzen noch nennenswert auf das äußere Feld reagieren. In der Magnetostatik definiert man einen magnetischen Dipol als einen mikroskopischen elektrischen Kreisstrom.²⁾ Das Produkt aus dem Strom I und der vom Leiter eingeschlossenen Fläche A ergibt das magnetische Dipolmoment IA . Der Dipolmoment-Vektor steht senkrecht auf der Leiterschleife („Rechte-Hand-Regel“). Ordnet man die magnetischen Dipole mit einer gewissen Volumendichte an, erhält man eine endliche Magnetisierung M , daraus die magnetische Suszeptibilität χ über $M = \mu_0 \chi H$ und schließlich die magnetische Permeabilität $\mu = 1 + \chi$. Insofern liegt es nahe, einfach eine geschlossene Leiterschleife (einen metallischen Ring) als „magnetisches Atom“ heranzuziehen. Hat das Licht eine Magnetfeldkomponente senkrecht zur Ebene des Rings, induziert diese gemäß

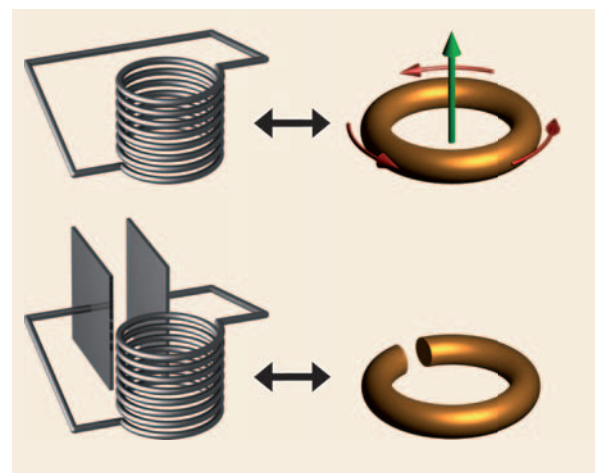


Abb. 2 Analogie von Ringen bzw. geschlitzten Ringen (rechts) mit einfachen elektrischen Schaltkreisen (links).

1) Im Jahr 2003 erklärte das „Science Magazine“ die Metamaterialien sogar zu einem der „top-10 scientific breakthroughs of the year“.

2) In der Dynamik ist im Allgemeinen auch der Verschiebungsstrom zu berücksichtigen, für das folgende Beispiel ist er aber unwichtig.

des Induktiongesetzes (2. Maxwell'sche Gleichung) ein elektrisches Wirbelfeld in der Schleife. Bei einem leitfähigen Ring resultiert hieraus weiterhin ein elektrischer Wirbelstrom I , der ein Magnetfeld senkrecht zur Leiterschleife, dem externen Magnetfeld des Lichts entgegengesetzt, hervorruft (Abb. 2). Eine quantitative Behandlung zeigt aber, dass das resultierende magnetische Dipolmoment eines geschlossenen Rings recht klein ist, sodass selbst bei räumlich dichter Packung der Ringe zwar $\mu < 1$ möglich wird, $\mu < 0$ aber wahrscheinlich nicht [3]. Letztlich liegt der physikalische Grund darin, dass ein geschlossener Ring (mit Induktivität L) keine Resonanz aufweist. Schlitzt man den Ring hingegen an einer Stelle auf, formen die beiden Enden des Drahtes die Platten eines Plattenkondensators mit Kapazität C , die in Serie zur Induktivität L des Rings geschaltet ist (Abb. 2). Daher ergibt sich eine elektromagnetische Resonanz bei der LC-Frequenz $\omega_{LC} = 1/(LC)^{1/2}$. Bei räumlich dichter (kristalliner) Packung der geschlitzten Ringe („split-ring resonators“) in ein Metamaterial ist so eine stärkere Antwort des Systems und somit $\mu < 0$ möglich [3]. Die magnetische Permeabilität $\mu(\omega)$ des geschlitzten Rings ist im Wesentlichen das magnetische Analogon zum Lorentz-Oszillatormodell für die elektrische Permittivität $\epsilon(\omega)$ eines elektrischen Dipols (siehe Infokasten).

Skalierbarkeit

Ähnlich einfache Betrachtungen zeigen weiterhin, dass sowohl die gewöhnliche Induktivität L als auch die Kapazität C des geschlitzten Rings proportional zur Größe des Rings sind (bei gleichbleibender Form). Somit wird die LC-Frequenz umgekehrt proportional zur Größe. Die LC-Resonanzwellenlänge ist für typische Parameter circa zehnmal größer als der Durchmesser des geschlitzten Rings – die Grundvoraussetzung dafür,

dass das Material als effektives homogenes Medium behandelt werden kann. Will man z. B. die magnetische Resonanzfrequenz verdoppeln, muss die Größe des geschlitzten Rings halbiert werden. Kann man so durch sukzessive Miniaturisierung aus dem Mikrowellenbereich bis hin zu optischen Frequenzen gelangen? Ja, aber es gibt eine physikalische Begrenzung [10, 11]: Um durch eine Spule mit Induktivität L einen Strom I zu treiben, muss die magnetische Energie $= \frac{1}{2} L I^2$ aufgebracht werden sowie im Allgemeinen zusätzlich auch noch die kinetische Energie E_{kin} der N_e Leitungselektronen mit Masse m_e und Geschwindigkeit v im Metallring, also $E_{kin} = \frac{1}{2} N_e m_e v^2$. Bei einem idealen Metall mit unendlich großer Elektronenkonzentration verschwindet die kinetische Energie der Elektronen, weil ein endlicher Strom I mit $v = 0$ einhergeht, bei realen Metallen mit endlicher Elektronenkonzentration ist sie hingegen endlich. Da Strom und Geschwindigkeit proportional zueinander sind, kann man die kinetische Energie der Elektronen leicht in eine zusätzliche magnetische Energie umformulieren und so einer rein elektromagnetischen Beschreibung zugänglich machen. Man erhält $E_{kin} = \frac{1}{2} L_{kin} I^2$ mit der „kinetischen Induktivität“ L_{kin} , die zur normalen Induktivität L zu addieren ist, $L \rightarrow L + L_{kin}$. Es lässt sich leicht zeigen, dass die kinetische Induktivität umgekehrt proportional zur Größe des geschlitzten Rings ist [10, 11] – wohingegen (siehe oben) die normale Induktivität direkt proportional zur Größe ist. Bei makroskopischen Ringen spielt L_{kin} im Vergleich zu L daher praktisch keine Rolle, bei mikroskopischen (geschlitzten) Ringen kann L_{kin} sogar viel größer werden als die normale Induktivität L . Das Produkt $L_{kin}C$ ist größenunabhängig, die maximal erreichbare LC-Frequenz ω_{LC} somit auch. Es lässt sich in der Tat weiterhin zeigen, dass die maximale LC-Frequenz proportional zur Plasma-Kreisfrequenz ω_{pl} des verwendeten Metalls ist. Bei Metallen wie Gold (Silber) liegt die Plasmafrequenz um 2100 THz (2200 THz). Der Vorfaktor

ANALOGIE ZWISCHEN LORENTZ-OSZILLATOREN UND GESCHLITZTEN RINGEN

Ein elektrischer Dipol, der vom elektrischen Feld des Lichts angeregt wird, ist eines der bekanntesten Modellsysteme der Festkörperphysik. Für diesen Lorentz-Oszillator ergibt sich die frequenzabhängige elektrische Permittivität ϵ

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega_{res}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

mit der Resonanzfrequenz ω_{res} und der Konstanten ω_0 , einem Maß für die Oszillatorstärke. Die Resonanz eines geschlitzten Rings – ein magnetischer Dipol angeregt vom magnetischen Feld des Lichts – führt zu einer magnetischen Permeabilität μ

$$\mu(\omega) = 1 + \frac{F\omega^2}{\omega_{LC}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

mit dem Volumenfüllfaktor F . In beiden Fällen haben wir die Dämpfung γ eingeführt. In der unmittelbaren Umgebung der Resonanz ist die Analogie zwischen elektrischer und magnetischer Resonanz offensichtlich, obschon sich im Grenzfall niedriger bzw. hoher Frequen-

zen unterschiedliche Asymptotiken ergeben. Im Fall verschwindender Resonanzfrequenz ($\omega_{res} = \omega_{LC} = 0$) ergeben sich allerdings durch den ω^2 -Faktor im Zähler der magnetischen Resonanz deutliche Unterschiede. Während die Permittivität ϵ bei $\omega \rightarrow 0$ divergiert (siehe Metalle), strebt der Realteil der magnetischen Permeabilität μ bei $\omega_{LC} = 0$ im statischen Grenzfall gegen Eins.

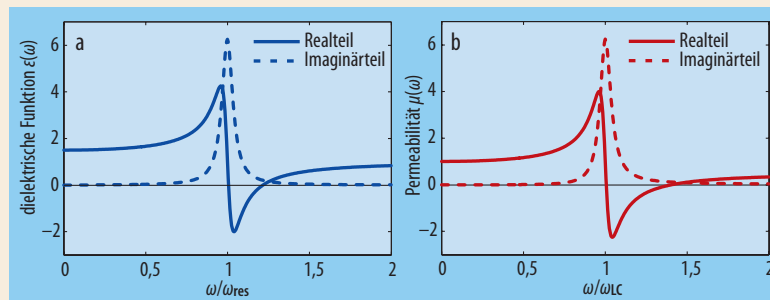


Abb. 1 a) Dielektrische Funktion (elektrische Permittivität) ϵ eines Materials aus Lorentz-Oszillatoren. b) Magnetische Permeabilität μ eines Metamaterials aus geschlitzten Ringen.

lässt sich leicht anschaulich diskutieren: Durch Verbreiterung des einen Schlitzes (und/oder durch Einbringen mehrerer Schlitzte in den Ring) reduziert man die Gesamtkapazität im Schwingkreis und erhöht somit die maximale LC-Frequenz. Näherungsweise lässt sich das Verhältnis ω_{LC}/ω_{pl} daher schreiben als Wurzel aus dem Verhältnis aus der summierten Länge aller Schlitzte und dem Umfang des Rings. Es ist somit wesentlich kleiner als eins. Auf diese Weise ist das Sichtbare „gerade noch so eben“ zu erreichen. Wir kommen auf diesen Aspekt weiter unten noch einmal zurück.

Elektrodynamik von Magnetodielektrika

In unseren bisherigen Betrachtungen haben wir einen endlichen ohmschen Widerstand des Metalls im Schwingkreis wie auch andere Dämpfungsmechanismen wie z. B. die Strahlungsdämpfung vernachlässigt. Es stellt sich heraus, dass der ohmsche Widerstand gerade bei hohen Frequenzen (also im Bereich der Optik) die Güte des Schwingkreises stark reduziert und so einer ausgeprägten magnetischen Antwort entgegenläuft.

Aber einmal angenommen, man könnte solche Materialien mit $\mu \neq 1$ oder gar $\mu < 0$ trotz aller möglichen Schwierigkeiten herstellen. Welche interessanten und insbesondere welche neuartigen optischen Eigenschaften würden sich ergeben? Von den zahlreichen relevanten Beispielen sollen im Folgenden nur zwei kurz angesprochen werden.

Negative Brechung und die „perfekte Linse“

Oben hatten wir bereits diskutiert, dass die optische Brechzahl n im Allgemeinen die beiden mathematischen Lösungen $n = \pm(\epsilon\mu)^{1/2}$ hat. Welche der beiden physikalisch relevant ist, unterscheidet sich von Fall zu Fall. Ein einfacher Fall, in dem das Minuszeichen zu nehmen ist, ist der Folgende: Wir betrachten die Grenzfläche von Vakuum ($\epsilon = +1$ und $\mu = +1$) und einem Medium mit $\epsilon = -1$ und $\mu = -1$ (Abb. 3a). Die Impedanz dieses Mediums ist identisch zur Vakuumimpedanz,

Abb. 3 a) Elektromagnetische Vektoren bei der Brechung von Licht an einer ebenen Grenzfläche zwischen Vakuum und einem Material mit $\epsilon = \mu = -1$ (grau). b) Brechung an zwei entsprechenden Grenzflächen führt zu einem reellen Bild eines Objektes (oranger Pfeil links) auf der rechten Seite – eine Linse.

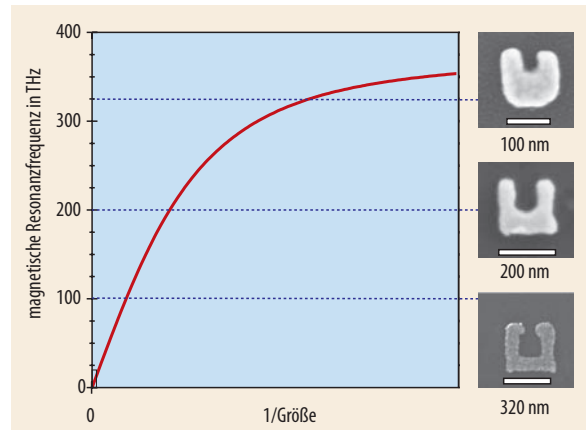
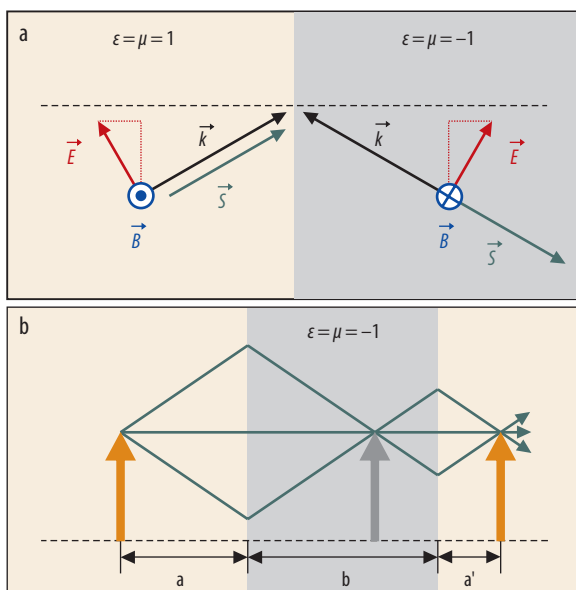


Abb. 4 Für niedrige magnetische Resonanzfrequenz ist diese umgekehrt proportional zur Größe der geschlitzten Ringe, für sehr kleine Ringe strebt sie gegen eine Konstante [4, 6, 11].

das Material reflektiert also nichts. Aus den Maxwell-Gleichungen folgt, dass die Tangentialkomponente des E -Feldes stetig ist, die Normalkomponente des D -Feldes auch. Da die Permittivität von $+1$ auf -1 springt, macht die Normalkomponente des E -Feldes einen Vorzeichenwechsel mit. Die Tangentialkomponente des H -Feldes ist stetig. Da die Permeabilität von $+1$ auf -1 springt, macht die Tangentialkomponente von B einen Vorzeichenwechsel. Der Wellenvektor k , die elektrische Feldstärke E und die magnetische Induktion B bilden (in dieser Reihenfolge) gemäß des Induktionsgesetzes ein Rechtssystem. Hieraus kann man k konstruieren. Den Poynting-Vektor S erhält man schließlich aus $S = E \times H$. Das Resultat dieser simplen Betrachtung ist verblüffend: Das Licht wird zur „falschen“ Seite des Lots gebrochen, also hin zu negativen Winkeln im Snellius-Gesetz. Außerdem ist der Wellenvektor und somit auch der Vektor der Phasengeschwindigkeit dem Poynting-Vektor entgegengesetzt – die Phasengeschwindigkeit zeigt nach links, ist also negativ. Somit ist auch die Brechzahl $n = -(\epsilon\mu)^{1/2} = -1$ negativ [12, 13].

Wendet man die besprochene negative Brechung an einer Grenzfläche auf eine planparallele Platte eines Materials mit $n = -1$ an, ergibt sich nach Abb. 3b ein Bild des Gegenstandes links auf der rechten Seite dieser „Linse“. John Pendry wies im Jahr 2000 darauf hin, dass die Auflösung dieses Bildes viel besser (im Prinzip unendlich viel besser) als die Wellenlänge des Lichts sein kann und nannte die Anordnung folgerichtig eine „perfekte Linse“ [14]. Doch wie genau muss man die Bedingung $n = -1 + i 0$ dabei treffen? Zum Beispiel: Für eine Dicke der Linse von zehn Wellenlängen und für eine angestrebte Auflösung von einem Zehntel der Wellenlänge darf die Brechzahl n nur um den 10^{-273} -ten Teil von -1 abweichen [15]. Obschon im optischen Nahfeld „nur“ drei Nachkommastellen ausreichen, ist die Herstellung eines Metamaterials mit dieser Präzision eine echte Herausforderung.

Der „magnetische Brewster-Winkel“ in der Optik

In „normalen“ Materialien gibt es für einen elektrischen Feldvektor des Lichts parallel zur Einfallsebene (p-Polarisation) und für schrägen Einfall auf ei-

ne Grenzfläche Vakuum-Material einen Winkel α_p mit $\tan(\alpha_p) = \epsilon^{1/2}$ (für $\mu = 1$), für den keine Reflexion auftritt. Für diesen Brewster-Winkel steht die Schwingungsachse der elektrischen Dipole im Material parallel zur Richtung des reflektierten Lichts. Da elektrische Dipole bekanntermaßen entlang ihrer Schwingungsrichtung nicht abstrahlen, ist der Reflexionskoeffizient gleich Null. Gibt es einen „magnetischen Brewster-Winkel“? Ja, denn magnetische Dipole strahlen auch nicht ab entlang ihrer Achse. Da die magnetische Komponente des Lichts aber um 90 Grad gedreht ist relativ zur elektrischen Komponente, verschwindet die Reflexion nun für die senkrechte Polarisation, also in s-Polarisation. Der Winkel ist gegeben durch $\tan(\alpha_s) = \mu^{1/2}$ (für $\epsilon = 1$). Im gemischten Fall $\mu \neq 1$ und $\epsilon \neq 1$ ergibt sich jeweils eine kompliziertere Formel.

Weitere Beispiele für ungewöhnliches optisches Verhalten in der Gegenwart magnetischer Dipole sind neue Äste in Dispersionsrelationen von Oberflächenwellen, der inverse Doppler-Effekt, verschwindende Zustandsdichte des Lichts bzw. stark modifizierte spontane Emission in Metamaterialien oder das Unsichtbarmachen von Objekten [16].

Experimente

Wir hatten oben schon erwähnt, dass der Durchmesser der (einfach) geschlitzten Ringe meist ca. zehnmal kleiner ist als die magnetische Resonanzwellenlänge. Möchte man also z. B. zu Wellenlängen der Telekommunikation um 1500 nm gelangen, sind Ringdurchmesser im Bereich von 150 nm, also minimale Strukturbreiten von circa 50 nm, erforderlich – die Methoden der Nanotechnologie sind also einmal mehr gefragt.

Nach entsprechenden Vorexperimenten mit circa doppelt so großen Strukturen [4] und nachfolgenden Designstudien [5] gelang es uns 2005 in der Tat, in den Telekommunikationsbereich vorzustoßen [6] (siehe auch Abb. 4). Die gemessenen optischen Transmissions- und Reflexionsspektren der mittels Elektronenstrahlolithographie hergestellten Strukturen zeigen je nach Anregungsgeometrie mehrere ausgeprägte Resonanzen (Abb. 5). Für senkrechte Inzidenz auf die Quadratgitter aus geschlitzten Gold-Ringen hat das Magnetfeld des Lichts *keine* zu den Ringen senkrechte Komponente. Eine Anregung durch das Magnetfeld (wie oben diskutiert) ist also nicht möglich. Möglich ist aber für horizontale Polarisation die Anregung durch das elektrische Feld des Lichts über das Feld des Plattenkondensators. Diese Möglichkeit besteht für vertikale Polarisation nicht. Dementsprechend taucht die magnetische Resonanz um 1500 nm Wellenlänge in Abb. 5 nur für horizontale Polarisation auf. Die anderen beobachteten Resonanzen sind Mie-Resonanzen, entsprechen also elektrischen Dipolschwingungen der Elektronen. Für horizontale Polarisation dominieren Ladungen, die auf dem unteren horizontalen Arm des geschlitzten Rings hin- und herschwingen, für vertikale Polarisation entsprechend Elektronen in den bei-

den vertikalen Armen. Für schrägen Einfall kann die magnetische Dipolschwingung auch über das magnetische Feld des Lichts angeregt werden (siehe oben). Weiterhin treten bei schrägem Einfall auch höhere magnetische Resonanzen auf, die sich im Wesentlichen als stehende Wellen mit mehreren Knoten des Stroms auf dem Ring interpretieren lassen [6]. Die Form aller genannten spektralen Signaturen hängt nicht von der Größe der geschlitzten Ringe ab – nur die Energie verschiebt sich mit der Größe.

Drahtpaare als „Atome“

In unserer einführenden Diskussion sowie in Abb. 4 hatten wir gesehen, dass sich die magnetische Resonanz der geschlitzten Ringe durch sukzessive Miniaturisierung nur begrenzt zu höheren Frequenzen verschieben lässt, weil die Induktivität des Schwingkreises ab einer gewissen Größe nicht mehr sinkt, sondern aufgrund der kinetischen Energie der Elektronen sogar wieder ansteigt. Die Resonanzfrequenz des Schwingkreises $\omega_{LC} = 1/(LC)^{1/2}$ lässt sich aber dadurch weiter erhöhen, dass die Kapazität C im Schwingkreis durch Veränderung seiner *Form* reduziert wird (Abb. 6). Dazu kann man zum Beispiel einfach die Platten des Kondensators weiter auseinanderziehen oder einen weiteren Schlitz in den Ring einführen. Die Serienschaltung zweier Kapazitäten ergibt bekanntermaßen eine Gesamtkapazität, die kleiner ist als die kleinere der beiden Einzelkapazitäten, sodass die LC-Frequenz steigt – ohne dass die Größe des Rings verändert worden ist. Allerdings sinkt dadurch natürlich auch das Verhältnis aus Re-

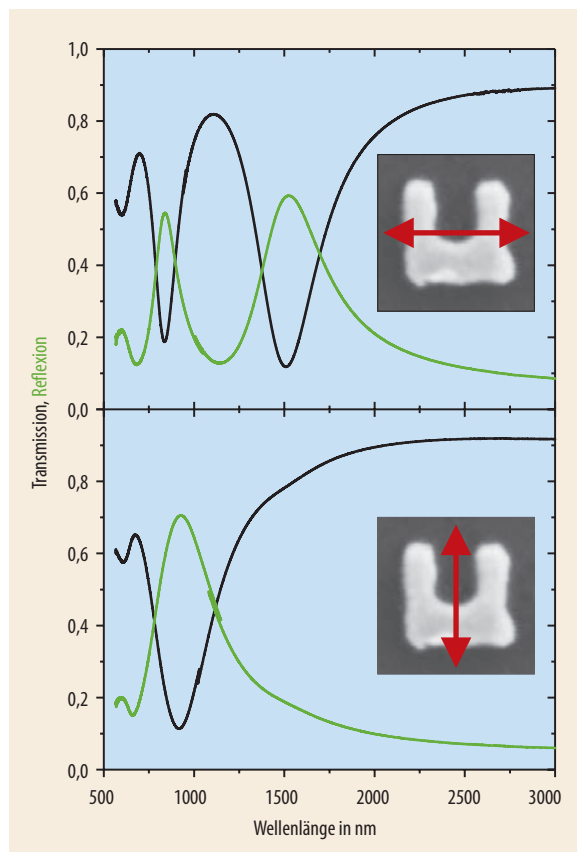


Abb. 5 An einem Metamaterial mit $\mu < 0$ gemessene optische Spektren um 1500 nm Wellenlänge für horizontale (oben) und vertikale (unten) Polarisation [6]. Das Inset zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme der „magnetischen Atome“ zusammen mit der einfallenden linearen Polarisation des Lichts.

sonanzwellenlänge und Strukturgröße – man ist also weniger deutlich im Bereich eines effektiv homogenen Materials. Analog kann man auch vier oder noch mehr Schlitze in den Ring einfügen (Abb. 6). Die Anordnung mit zwei Schlitzen hat einen ganz besonderen Charme. Dreht man sie nämlich um 90 Grad relativ zum Substrat, werden aus z. B. 50 nm lateraler Strukturgröße 50 nm Dicke eines dielektrischen Abstandshalters, was mit konventionellen Aufdampftechniken leicht zu bewerkstelligen ist. Weiterhin liegt das magnetische Dipolmoment dieser Doppeldrahtstrukturen dann parallel zur Substratebene (bei den geschlitzten Ringen war es senkrecht darauf), sodass eine negative magnetische Permeabilität μ auch für senkrechten Einfall des Lichts zugänglich wird [7–9]. Die optischen Spektren dieser Strukturen sind ansonsten den oben diskutierten sehr ähnlich: Wieder ist die fundamentale Anregung eine magnetische Dipolschwingung, verschiedene elektrische Dipolschwingungen tauchen bei höheren Frequenzen auf [7]. Auf diese Weise haben wir mit 200 nm langen Doppeldrähten eine magnetische Permeabilität $\mu < 0$ bis hinab zu einer Wellenlänge des Lichts von einem Mikrometer erreicht. Durch Einsatz von quadratischen Plattenpaaren anstelle von Drahtpaaren wird die (eventuell) unerwünschte Polarisationsabhängigkeit der „Atome“ für senkrechten Einfall eliminiert [7].

Die Physik der Doppeldrahtstrukturen lässt sich aber auch ganz anders interpretieren. Letztlich sind die beiden Drähte doch nichts als kleine Halbwellenantennen. Durch die Kopplung der beiden Antennen tritt effektiv eine symmetrische und eine antisymme-

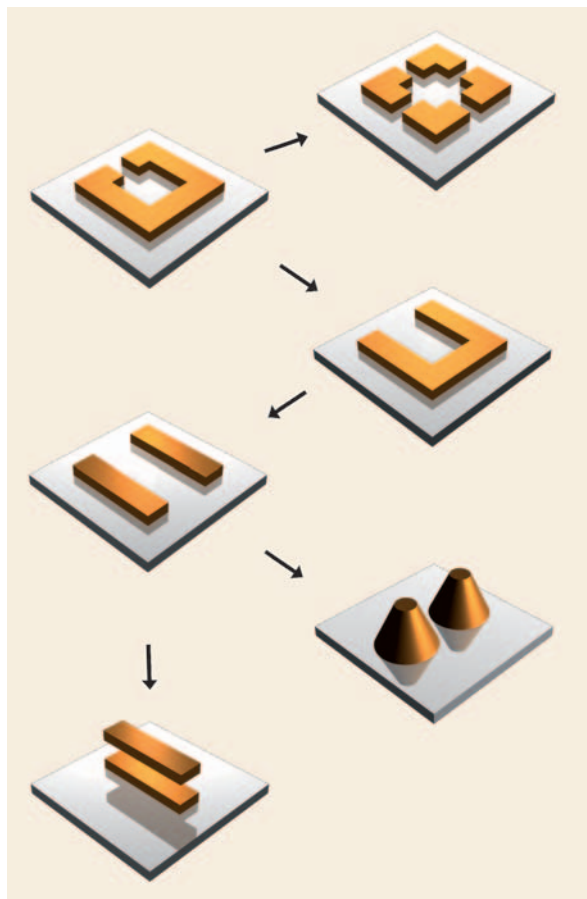


Abb. 6 In einem Metamaterial können unterschiedliche „magnetische Atome“ zu einer negativen magnetischen Permeabilität führen.

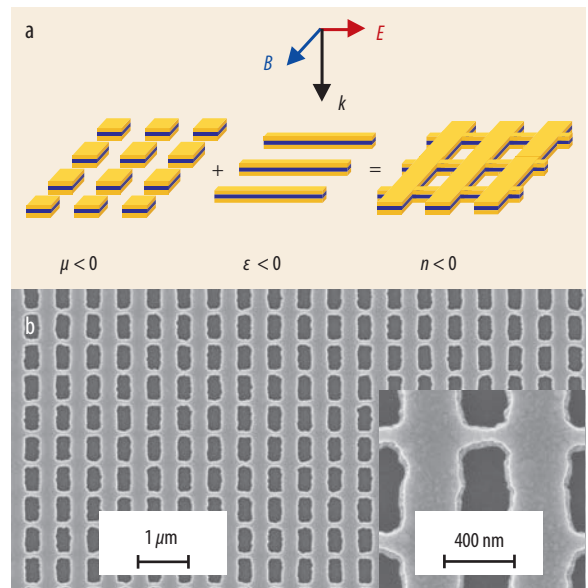


Abb. 7 a) Schema eines zusammengesetzten Metamaterials aus „magnetischen Atomen“, die zu $\mu < 0$ führen, und einem verdünnten Metall mit $\epsilon < 0$.

b) Elektronenmikroskopische Aufsicht einer entsprechenden elektronenstrahlolithographisch hergestellten Struktur mit einem negativen Brechungsindex um $1,4 \mu\text{m}$ Wellenlänge [19].

trische Schwingungsmode des Gesamtsystems auf. Die antisymmetrische Mode ist hier die niederfrequente (!) und mit einem magnetischen Dipolmoment verknüpft. Man könnte aber auch sagen, dass diese antisymmetrische Mode eine elektrische Quadrupolschwingung ist. Dies ist kein Widerspruch, denn nur in der Statik gibt es eine klare Trennung zwischen magnetischen Dipolen (einem zeitlich konstanten Kreisstrom) und elektrischen Quadrupolen (einer statischen Anordnung aus zwei positiven und zwei negativen Ladungen). Bei endlichen Frequenzen kann ein oszillierender Kreisstrom immer auch als eine Anordnung unterschiedlicher schwingender elektrischer Dipole aufgefasst werden. Formal theoretisch lässt sich sogar zeigen, dass eine magnetische Permeabilität $\mu \neq 1$ (z. B. für $\epsilon = 1$) „wegtransformiert“ werden kann hin zu $\mu = 1$ und einer elektrischen Permittivität $\epsilon \neq 1$ mit spezieller und starker räumlicher Dispersion (Abhängigkeit vom Wellenvektor des Lichts). Der Anschaulichkeit und Praxistauglichkeit ist damit aber überhaupt nicht gedient, weil der Zusammenhang der Felder D und E im Ortsraum nun nichtlokal wird. Weiterhin bricht man künstlich die Symmetrie zwischen elektrischem und magnetischem Feld des Lichts. Schließlich verlieren Größen wie z. B. die Brechzahl in dieser Beschreibung ihre übliche Bedeutung. Ein Teil der Verwirrung aus Ref. [1] (siehe oben) ist so nachvollziehbar.

Negative Brechzahl

In unserer Einführung hatten wir diskutiert (z. B. Abb. 3), dass die Kombination aus $\mu < 0$ und $\epsilon < 0$ bei derselben Frequenz zu $n < 0$ führt. Kombiniert man die Doppeldrahtstrukturen (mit $\mu < 0$) mit einem ver-

dünnten Metall (mit $\varepsilon < 0$) in geeigneter Geometrie [17] findet man in der Tat eine negative Brechzahl n um 1400 nm Wellenlänge [18–20] (Abb. 7). Selbst bei senkrechtem Einfall hat die Ungleichung $n < 0$ eine recht konkrete und messbare physikalische Bedeutung. Wegen $n = c_0/c$ wird die Phasengeschwindigkeit c des Lichts im Material negativ. Das bedeutet, dass ein Punkt fester Phase der Trägerwelle früher am hinteren Ende einer Probe austritt als der entsprechende Punkt an der Probenvorderseite eintritt. Sogar die Gruppengeschwindigkeit v_{group} kann gleichzeitig negativ werden. Das bedeutet, dass das Maximum eines gaussförmigen Impulses früher am hinteren Ende einer Probe austritt als das Maximum des Gauss-Impulses an der Probenvorderseite eintritt. Dies ist in vollem Einklang mit den Maxwell'schen Gleichungen und widerspricht weder der Relativitätstheorie noch dem Kausalitätsprinzip. Tatsächlich wird der einfallende gaussförmige Impuls durch die dem Metamaterial inhärente Dispersion dergestalt verformt, dass sein Schwerpunkt zu frühen Zeiten hin verschoben wird. Bei dieser Verformung bleibt er aber überraschenderweise gaussförmig. Der gesamte transmittierte Impuls ist zwar eine Folge des gesamten einfallenden Impulses, die Maxima der Impulse stehen aber nicht in einer einfachen kausalen Beziehung zueinander.

Diese zeitliche Verschiebung erlaubt keinesfalls eine gegenüber dem Vakuum erhöhte Informationsrate. Zur Informationsübertragung ist eine Sequenz von Impulsen (Bits) erforderlich, ein einzelner Impuls reicht nicht aus. Der zeitliche Abstand zwischen den Bits bleibt der gleiche wie im Vakuum. Beide Aspekte, also $v_{\text{phase}} = c < 0$ und gleichzeitig $v_{\text{group}} < 0$, haben wir unlängst in direkten Experimenten mithilfe der Propagation von Femtosekunden-Laserimpulsen durch Metamaterialproben und interferometrischer Detektion nachweisen können [19], kürzlich sogar im sichtbaren Spektralbereich [21]. Ziemlich gewöhnungsbedürftig, aber wahr.

Ausblick und Perspektiven

Wo steht das Feld photonischer Metamaterialien heute? Was sind die Herausforderungen für die Zukunft? Die erste künstliche Struktur mit $\mu < 0$ und $n < 0$ im Mikrowellenbereich ist erst fünf Jahre alt. Die magnetische Resonanzfrequenz ist in den folgenden vier Jahren um mehr als vier Zehnerpotenzen bis an den sichtbaren Spektralbereich herangebracht worden, $n < 0$ somit auch. Nun müssen die Strukturen in mindestens zweierlei Hinsicht weiter verbessert werden:

■ 1) Die Dämpfung aller hergestellten photonischen Metamaterialien gilt es drastisch zu reduzieren, sonst sind z. B. Grundlagenexperimente der Quantenoptik nicht möglich und potenzielle Anwendungen erst recht außer Reichweite. Die besten photonischen Metamaterialien [20] haben heute einen negativen Realteil der Brechzahl, der gerade einmal dreimal so groß ist wie ihr Imaginärteil – hauptsächlich wegen der hohen ohmschen Verluste des Metalls bei optischen Frequenzen.

■ 2) Viele Metamaterialien der Photonik sind noch so klein, dass man sie mit bloßem Auge kaum erkennen würde. Hier sind neuartige Verfahren der Nanotechnologie gefragt, die die Herstellung von Schichten im Quadratzentimeter- bzw. von 3D-Kristallen im Kubikzentimeterbereich bei niedrigen Kosten ermöglichen.

Zu (2) darf man durchaus sehr optimistisch sein, bei (1) sind neue Ideen notwendig. Der eigentliche und tiefere Charme des Konzeptes der Metamaterialien liegt aber darin, dass man die „photonischen Atome“ dieser künstlichen Materialklasse maßschneidern kann. So werden optische Eigenschaften möglich, die in natürlichen Materialien und Kristallen einfach nicht vorkommen. Magnetische Dipole und eine negative Brechzahl sind nur zwei erste Beispiele hierfür.

Literatur

- [1] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, Lehrbuch der Theoretischen Physik VIII: Elektrodynamik der Kontinua, 4. Aufl., Akademie-Verlag, Berlin (1985)
- [2] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins und W. J. Stewart, IEEE Trans. MTT **47**, 2075 (1999)
- [3] D. R. Smith et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4184 (2000); R. A. Shelby, D. R. Smith und S. Schultz, Science **292**, 77 (2001)
- [4] S. Linden et al., Science **306**, 1351 (2004)
- [5] C. Enkrich et al., Adv. Mater. **17**, 2547 (2005)
- [6] C. Enkrich et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 203901 (2005)
- [7] G. Dolling et al., Opt. Lett. **30**, 3198 (2005)
- [8] V. M. Shalaev et al., Opt. Lett. **30**, 3356 (2005)
- [9] A. N. Grigorenko et al., Nature **438**, 335 (2005)
- [10] J. Zhou et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 223902 (2005)
- [11] M. Klein et al., Opt. Lett. **31**, 1259 (2006)
- [12] V. G. Veselago, Sov. Phys. Usp. **10**, 509 (1968)
- [13] G. Dolling, M. Wegener, S. Linden und C. Hormann, Opt. Expr. **14**, 1842 (2006)
- [14] J. B. Pendry, Phys. Rev. Lett. **85**, 3966 (2000)
- [15] R. Merlin, Appl. Phys. Lett. **84**, 1290 (2004)
- [16] J. B. Pendry, D. Schurig und D. R. Smith, Science **312**, 1780 (2006)
- [17] S. Zhang et al., Opt. Express **13**, 4922 (2005)
- [18] S. Zhang et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 137404 (2005)
- [19] G. Dolling et al., Science **312**, 892 (2006)
- [20] G. Dolling et al., Opt. Lett. **31**, 1800 (2006)
- [21] G. Dolling, M. Wegener, C.M. Soukoulis und S. Linden, Opt. Lett., im Druck (Januar 2007); <http://arxiv.org/abs/physics/0607135>

DIE AUTOREN

Martin Wegener hat an der Universität Frankfurt/M. 1986 diplomiert und 1987 promoviert. Nach etwas mehr als zwei Jahren als Postdoktorand an den AT&T Bell Laboratories in Holmdel (New Jersey) wurde er 1990 Professor für Experimentalphysik an der Universität Dortmund. Seit 1995 ist er Ordinarius am Institut für Angewandte Physik der Uni Karlsruhe (TH), seit 2001 zudem Arbeitsgruppenleiter am Institut für Nanotechnologie des Forschungszentrums Karlsruhe (FZK) und Koordinator des DFG-Forschungszentrums für Funktionelle Nanostrukturen (CFN).

Stefan Linden hat an der Uni Karlsruhe (TH) 1998 diplomiert. Seine Doktorarbeit fertigte er am MPI für Festkörperforschung in Stuttgart an und promovierte 2002 an der Universität Marburg. Anschließend erhielt er ein Feodor-Lynen-Forschungsstipendium der Alexander von Humboldt-Stiftung für einen einjährigen Forschungsaufenthalt an der University of Toronto. Von 2003 bis 2005 war er Postdoc in der Arbeitsgruppe von Martin Wegener, seit 2006 leitet er die Helmholtz-Hochschul-Nachwuchsgruppe *Metamaterials for Photonics* am Institut für Nanotechnologie (FZK).

