

Metamaterialien

Künstliche Kristalle mit erstaunlichen optischen Eigenschaften

Felix Bleckmann

Metamaterialien eröffnen der modernen Optik neue Möglichkeiten. Bisher war es in der Optik nur möglich Materialien zu finden, die einen positiven Brechungsindex haben (genauer $\epsilon > 0$ und $\mu \approx 1$). Metamaterialien machen es möglich, Permeabilität und Permittivität frei zu gestalten, bis hin zu einem negativen Brechungsindex. Daraus resultieren viele neue Anwendungen, wie z.B. die Perfekte Linse und Tarnkappen. Dieser Artikel soll einen kurzen Überblick über dieses Forschungsgebiet geben.

I. Motivation

Zunächst stellt sich die Frage, auf welche Art und Weise optische Materialien das Lichtfeld beeinflussen. Betrachtet man die Maxwell'schen Gleichungen für isotrope dia-/paramagnetische Medien, so ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen den makroskopischen und mikroskopischen Feldern:

$$\mathbf{D} = \epsilon \cdot \epsilon_0 \mathbf{E} \qquad \mathbf{B} = \mu \cdot \mu_0 \mathbf{H} \qquad (1)$$

Die Einflussnahme der Materie auf das Lichtfeld ist darin in Form von Permeabilität μ und Permittivität ϵ zu sehen. Wenn man Permeabilität und Permittivität eines Mediums beeinflussen kann, so manipuliert man direkt das Lichtfeld. Dies ist ebenfalls am Brechungsindex zu erkennen, der so von den beiden Materialkonstanten abhängt:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \qquad (2)$$

In der folgenden Grafik ist nun schematisch dargestellt, welche ϵ und μ mit klassischen optischen Materialien zu erreichen sind:

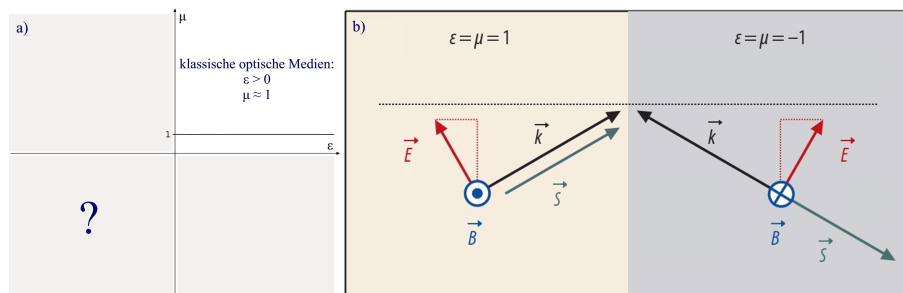


Abbildung 1: Klassische Materialien, Grenzfläche [1]

Wie man sieht, überdecken diese Materialien nur einen kleinen Teil der theoretisch möglichen Werte. Die Zielsetzung ist es nun Medien herzustellen, die die leeren Bereiche füllen. Dabei kann man alle Medien vernachlässigen, bei denen Permeabilität und Permittivität nicht simultan negativ sind. Diese hätten nur einen imaginären Brechungsindex, der lediglich evaneszente Wellen erlauben würde [6].

Als interessanter Fall bleibt noch ϵ und μ simultan negativ über. Was in diesem Fall genau passiert kann man sich an einer Grenzflächenbetrachtung (Abb. 1b) klarmachen. Mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen stellt man fest, dass die zur Grenzfläche tangentialen Komponenten der Felder dem Vorzeichen nach gleich bleiben, die normalen Komponenten jedoch einen Vorzeichenwechsel machen. Die Folge ist eine Brechung zur falschen Seite des Lots, die nur mit einem negativen Brechungsindex erklärt werden kann. Außerdem zeigen Wellenvektor und Poyntingvektor im Negativ-Index-Medium nicht mehr in die selbe Richtung. Daraus resultiert beispielsweise eine Invertierung von Doppler- und Cherenkov-Effekt [6].

II. Theorie

Um allgemein ein Material herzustellen, das die elektrische und/oder magnetische Komponente des eingestrahlten Lichtfeldes beeinflusst, braucht man Strukturen, die jeweils auf eine der beiden Komponenten spezialisiert sind. Diese Strukturen müssen Abmessungen und Periodenlängen deutlich kleiner als die Wellenlänge haben, da nur dann das Licht über die Strukturen mittelt und ein ϵ_{eff} und μ_{eff} definierbar ist [7].

Eine Struktur zu finden, die Permittivitäten kleiner als Null erzeugt, ist verhältnismäßig leicht zu erreichen. Verwendet man dünne metallische Leiter, so reagieren diese mit der folgenden Permittivität auf das eingestrahlte Feld [4]:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (3)$$

Bleibt die eingestrahlte Frequenz des Lichtes unter der von Konstruktion und Material abhängigen Plasmafrequenz ω_p , so ist die Permittivität offensichtlich kleiner als Null.

Eine Permeabilität ungleich eins ist wesentlich schwerer zu realisieren. Das Aussehen der Struktur entwickeln wir aus der Lenz'schen Regel. Nach dieser erzeugt ein senkrecht auf einer Leiterschleife stehendes, wechselndes Magnetfeld einen Strom, der wiederum ein entgegengesetztes Magnetfeld erzeugt, welches das eingestrahlte Feld und somit μ beeinflusst. Um diesen Effekt zu verwenden und ihn sogar noch zu verstärken, verwenden wir eine geschlitzte Leiterschleife:

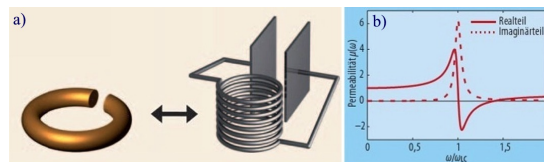


Abbildung 2: Schlitzring Schwingkreis [1]

Wie in Abbildung 2a zu sehen ist, erhalten wir einen Schwingkreis mit einer gewissen Resonanzfrequenz. Die Permeabilität in der Nähe dieser Resonanz verhält sich wie in Abbildung 2b dargestellt. Dabei ist zu sehen, dass sie, wie gewünscht, nahe der Resonanz stark verändert wird. Gleichzeitig hat jedoch auch der Imaginärteil bei dieser Frequenz einen Peak. Daraus folgt, dass Nahe der Resonanz die Verluste hoch sind.

III. Praxis

Als Beispiele für Konstruktionsmöglichkeiten sollen nun zum einen Schlitzringe (Abb.3a) und zum anderen Fischnetze (Abb.3b) vorgestellt werden:

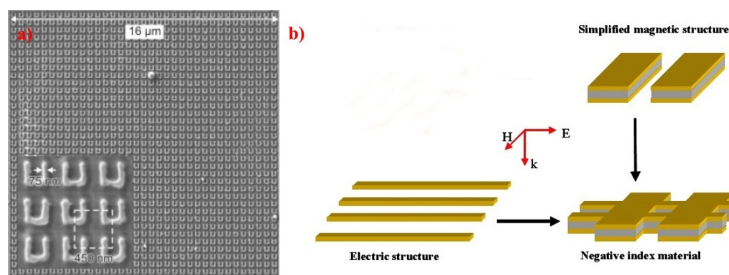


Abbildung 3: Konstruktionsmöglichkeiten [2, 3]

a) Schlitzringe:

Bei diesem Metamaterial handelt es sich um kleine, eckige „Ringe“ mit einem Schlitz. Diese bestehen aus einem Metall und werden periodisch auf einer Glasoberfläche angeordnet. Die Funktionsweise lässt sich direkt aus dem oben erklärten Schema ableiten. Für senkrecht einfallendes Magnetfeld wird die magnetische Komponente des Lichtes und mit ihr μ beeinflusst.

Mit dieser Bauweise sind Resonanzfrequenzen bis in den optischen Bereich möglich. Dort ist jedoch eine durch die Bauart bedingte Schranke [5].

Um mit diesem Material einen negativen Brechungsindex zu erzeugen, muss man es mit einem Material kombinieren, das bei der Resonanzfrequenz eine negative Permeabilität hat. Bei richtiger Polarisation erhält man dann einen negativen Brechungsindex [4].

b) Fischnetze:

Hinter diesem Namen verbirgt sich eine Möglichkeit direkt beide Komponenten des Lichtes zu beeinflussen. Zu diesem Zweck versucht man eine den Schlitzringen ähnliche Struktur zu verwenden. Man benutzt einfach zwei Leiterbahnen und trennt sie durch ein dielektrisches Medium. Dieser Aufbau ist vergleichbar mit einem zweifach geschlitzten Schlitzring. Um gleichzeitig die elektrische Komponente des Lichtes zu beeinflussen, versucht man dieses Material mit elektrischen Leitern zu kombinieren. Da man die unterschiedlichen Polarisierungen der beiden Komponenten beachten muss, ergibt sich so eine Netzstruktur, die beide Komponenten gleichzeitig beeinflusst.

IV. Anwendungen

a) Transformationsoptik:

Die Transformationsoptik beschäftigt sich mit der Koordinatentransformation an den Maxwellgleichungen. Da die Maxwell'schen Gleichungen unter Koordinatentransformation ihre Form beibehalten, muss man nach einer solchen Transformation nur Permeabilität und Permittivität renormalisieren.

Andersherum betrachtet kann man also durch geschickte Veränderung von ϵ und μ in einem kleinen Raumbereich das Koordinatensystem aus Sicht des Lichtes transformieren [8].

So ist es zum Beispiel möglich eine Tarnkappe zu erstellen, die aus einem ringförmig angeordneten Metamaterial besteht, welches so konzipiert ist, dass in ihm ein verbogenes Koordinatensystem das Licht umgeleitet. Das Ergebnis könnte dann so aussehen:

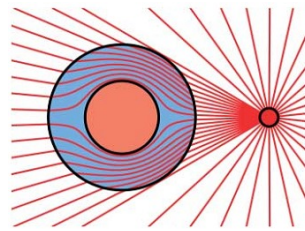


Abbildung 4: Tarnkappe [8]

b) Perfekte Linse:

Damit ist ein Material gemeint, das den Brechungsindex $n = -1$ hat. Dieses Material würde nicht nur Licht fokussieren ohne geschliffen zu sein, sondern auch eine verlustlose Abbildung ermöglichen. Grund hierfür ist, dass der negative Brechungsindex im Exponenten der Wellenfunktion einen Vorzeichenwechsel erzeugt. Durch diesen Vorzeichenwechsel werden evaneszente Wellen exponentiell verstärkt.

Bei hinreichender Dicke des Materials können diese evaneszenten Wellenanteile besser zur Auflösung des Bildes beitragen, woraus eine Auflösung jenseits der Beugungsbegrenzung resultiert [9].

V. Zusammenfassung

Dieser Artikel sollte nun in einem kurzen Überblick erklärt haben, was man sich unter Metamaterialien vorstellen kann. Zwei Konstruktionsmöglichkeiten für solche Materialien sind Schlitzringe und Fischnetze. Als zwei Anwendungsbeispiele wurden die Transformationsoptik und die Perfekte Linse genannt.

Literatur

- [1] Linden et al., Physik Journal **5**, 1212-29 (2006)
- [2] Zhang et al., Opt. Express **13**, 4922 (2005)
- [3] Enkrich et al., Adv. Mater. **17**, 2547-2549 (2005)
- [4] Smith et al., Phys.Rev.Lett. **84**, 4184 (2000)
- [5] Zhou et al., Phys.Rev.Lett. **95**, 223902 (2005)
- [6] Veselago, Sov.Phys.Usp. **10**, 509 (1968)
- [7] Pendry et al.,IEEE Trans.MTT **47**, 2075 (1999)
- [8] Pendry et al.,Science **312**, 1780 (2006)
- [9] Pendry, Phys.Rev.Lett. **85**, 3966 (2000)