

メタマテリアル・左手系材料の新規な光学特性

北野 正雄・中西 俊博

Extraordinary Optical Properties of Metamaterials and Left-Handed Media

Masao KITANO and Toshihiro NAKANISHI

By introducing electromagnetic metamaterials it becomes possible to realize qualitatively new functions which cannot be achieved with conventional media. We extend the basic theories of wave propagation in order to understand the extraordinary behaviors of metamaterials, especially negative refractivity and non-reflection propagation. We also review the recent progress of metamaterial devices such as perfect lenses, invisibility cloaks, and hyperlenses.

Key words: metamaterials, negative refraction, wave impedance, perfect lens, invisibility cloak, hyperlens

メタマテリアルは、棒状やコイル状の金属の構造体を周期的あるいはランダムに配置したものである。電磁波の波長が構造体のサイズや間隔に比べて十分大きい場合、その集合体は電磁的な連続媒質とみなすことができる。共振を利用することで、この人工媒質の比誘電率を真空での値である1から大きく変化させることができる。また、比透磁率も同様に変化させることが可能になる。この特徴を利用して、比誘電率、比透磁率の両方が負の値をとる媒質が作られている。メタマテリアルの有効性は従来、誘電率のみの制御で達成されていた光学や高周波技術に透磁率という新たな自由度が導入されることにある。誘電率を変化させると、媒質の屈折率と同時にインピーダンスも必ず変化してしまう。しかし、誘電率と透磁率を両方変化させることができれば、屈折率とインピーダンスを独立に変化できるようになる。媒質のインピーダンスは波の反射を支配する重要な量であり、この制御が可能になることのメリットは大きい。また、特異な異方性、電場・磁場の結合、能動性など、従来の電磁媒質では実現困難な状況を実現できる可能性もある。このように定性的に新しい性質の発現を目指すにあたっては、電磁気の基礎であるマクスウェル方程式とその周辺を見直すことが重要である。ここでは、メタマ

テリアルに関係する基礎的な問題のいくつかに触れ、さらに、完全レンズ、透明マント、ハイパーレンズなど、新規な素子の例をいくつか紹介する。

1. 負 屈 折 率

メタマテリアルの有効性のひとつは従来、誘電率 ϵ の制御によって達成されていた光学や高周波数技術に透磁率 μ という新たな自由度が導入されることにある。この様子は図1のような誘電率-透磁率平面を導入するとよく理解できる。特に、電磁波伝搬の様子が定性的に異なる4つの象限を自由に使えることが大きなメリットである。媒質の屈折率 n は比誘電率 $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ 、比透磁率 $\mu_r = \mu/\mu_0$ を用いて

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \sqrt{\mu_r} \quad (1)$$

と表せる。ただし、 n 、 μ 、 ϵ 、 μ_r 、 ϵ_r はいずれも時間的に正弦振動する電磁場に対して定義されるものであり、角周波数 ω の関数である。

一般の透明な媒質に対しては、 ϵ_r も μ_r も正である(図1の第1象限)。特に比透磁率は高い周波数に対しては、ほとんど1とみなせる場合が多い。しかし、適当な条件のもとでは、これらの量は負になりうる。これらのうちのどち

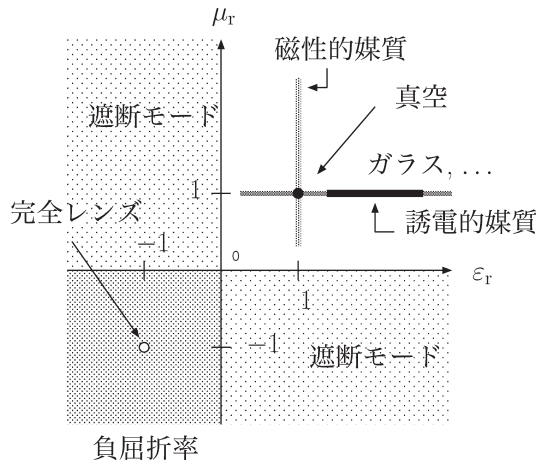


図1 誘電率-透磁率平面。

らか一方が負になると、屈折率は純虚数になる（第2，4象限）。すると波数も虚数になり、波動の振幅は指数的に減衰（あるいは増大）することになり、波は伝搬しない。金属が可視光より低い周波数に対して不透明なのは、プラズマ周波数以下で誘電率が負になるためである。

では、両方が負になった場合には何が起ころう。式（1）を単純に適用すると、負号が打ち消して、双方が正の場合と同じであるように思える。しかし、実際には定性的に全く異なった興味深い状況が実現される。 z 方向の単色平面波（時間因子 $\exp(-i\omega t)$ ）に対する方程式

$$\frac{d}{dz} E_x = i\omega\mu H_y, \quad \frac{d}{dz} H_y = i\omega\epsilon E_x \quad (2)$$

において、モード振幅 $\xi_{\pm} = E_x \pm ZH_y$ を導入する。 $Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$ を用いた。根号内の符号に注意して変形すると、

$$\frac{d}{dz} \xi_{\pm} = \pm i(\sqrt{\mu} \sqrt{\epsilon}) \xi_{\pm} \quad (3)$$

が得られる。 ξ_{+} モードに注目すると、解は $\xi_{+}(z) = \xi_{+}(0) \exp(ikz)$ の形で求められ、波数は $k = \omega\sqrt{\mu} \sqrt{\epsilon} = \omega n/c = \omega/v_p$ で与えられる。 $\sqrt{\mu} \sqrt{\epsilon}$ は第1象限では正、第3象限では負の値をとるので、 k 、 n 、 v_p の正負もこれに従う。一方、エネルギーの流れの方向を知るために、 ξ_{+} モードのポインティングベクトル S を求めてみよう。他方のモード振幅がゼロ（ $\xi_{-}=0$ ）という条件より、 $E_x = ZH_y$ が成り立っており、 $S_z = \text{Re}\{E_x H_y^*\} = Z|H_y|^2 > 0$ がいえる。第1，第3象限ともにエネルギーは z の正の方向に流れている。（ ξ_{-} モードに関しては、 z の正負を入れ換えれば同じ議論が成り立つ。）このように第3象限の媒質（ $\mu < 0$ ， $\epsilon < 0$ ）では、ポインティングベクトルと位相速度（波数）が逆方向になっている。これらのことから、式（1）において、 $\sqrt{\mu_r \epsilon_r}$ ではなく、 $\sqrt{\mu_r} \sqrt{\epsilon_r}$ と表すことが適切であるこ

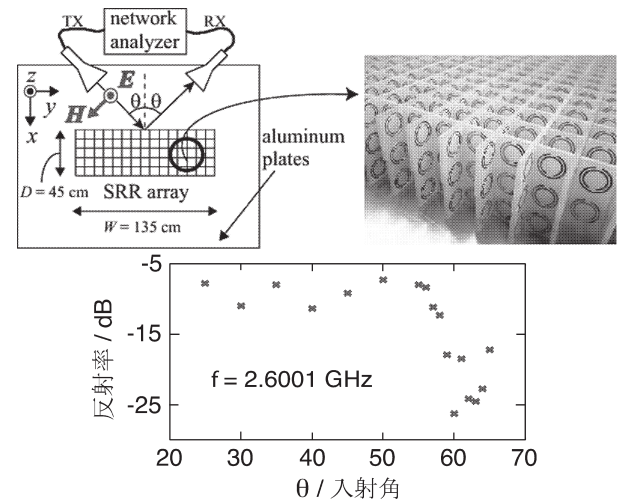


図2 メタマテリアルを用いた磁氣的ブルースター現象の実験。

とがわかった。第3象限では屈折率は負の値をとるので、負屈折媒質とよばれる。また、通常媒質とは逆に、 (E, H, k) が左手系をなすので、左手系（left-handed）媒質ともよばれる。

2. 磁気ブルースター現象と波動インピーダンス

ブルースター効果は、異なる媒質間の平面境界において特定の入射角に対して反射が消失する現象であり、TM波（p偏光）に対してのみ存在する。この非対称の原因は、誘電的媒質（ $\epsilon_r \neq 1$ ）を利用していることにある。磁氣的な媒質（ $\mu_r \neq 1$ ）に対しては状況は逆になる。このことは簡単な計算で確かめることができるが、これまで実験的に確認された例はなかった。それは高周波領域で μ_r が1と大きく異なり、かつ ϵ_r が1に近い媒質を作製することが困難だったからである。メタマテリアルを利用すれば比較的簡単に磁気媒質が構成できるので、TE波（s偏光）に対するブルースター現象を実験的に観測できる可能性がある。玉山^りはマイクロ波領域（ ~ 3 GHz）において、図2のような split ring resonator（SRR）構造の磁氣的メタマテリアルを作製して、反射特性の測定を行った。グラフに示すように、特定の入射角に対して反射率が減少する効果を観測した。

ところで、位相速度 v_p 、あるいは屈折率 n は $v_p = 1/\sqrt{\mu} \sqrt{\epsilon} = c/n$ で与えられるが、これらは波長を決定し、屈折、回折、位相整合などに寄与する。他方、波動インピーダンス

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = Z_r Z_0 \quad (4)$$

は、モードの電場と磁場の比であり、境界での反射、透過を決めるパラメーターである。メタマテリアルにおいては、

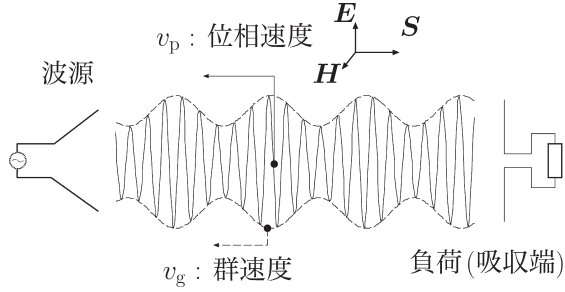


図3 位相速度も群速度も負の媒質。

誘電率と透磁率をそれぞれ制御できるので、屈折率（位相速度）と波動インピーダンスを独立にコントロールできることになる。本章のはじめに述べたブルースター無反射現象も、斜め伝搬波に対する実効的インピーダンス $Z(\theta) = \sqrt{\mu(1 - \sin^2 \theta)/\epsilon}$ の整合の結果であると考えることができる。

ところで、真空中でこれらに対応する量は、 $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 、 $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ である。真空の誘電率と透磁率の組 (ϵ_0, μ_0) の別の表現として (c, Z_0) は対称性がよく、自然なものである。しかし、多くの文献では、対称性の悪い組 (c, μ_0) が利用されている。真空インピーダンスの概念は、もともとマイクロ波の伝送など工学上の必要性から導入されたものである²⁾。そのような経緯もあって、応用上の重要なパラメーターとしてはともかく、 c と併置すべき物理定数だと認識されていないのが実状である。メタマテリアルの研究においては、波動インピーダンスはいっそう重要な役割を担っており、その真空での値である Z_0 に関する理解を深めておくことは大切である (arXiv: Physics/0607056 参照)。

3. 位相速度，群速度，エネルギー流

通常の媒質では位相速度が波源から外に向かうのに対して、負屈折媒質中では逆に波源に戻る方向になる。すなわち、エネルギーの流れる方向（ポインティングベクトル S ）と位相速度（波数ベクトル k ）の方向が逆向きになる。しばしば、負屈折媒質を群速度と位相速度が逆向きの媒質として特徴づけることがある。しかし、群速度とエネルギーの流れる方向は必ずしも一致しないので³⁾、これは正確さを欠く定義である。図3のように、波の発生源（波源）と吸収端（負荷）が適当な距離を隔てて置かれているとしよう。ポインティングベクトル S は媒質にかかわらず波源から負荷に向かう。通常媒質では、位相速度 v_p 、群速度 v_g はいずれも波源から負荷に向かう。負屈折率媒質において、位相速度が負となり、負荷から波源に向かう。一

方、負群速度媒質では包絡線の変化が負荷から波源に向かう現象がみられる。群速度と位相速度は、独立に変化させることが可能である。したがって、位相速度と群速度の両方が負の媒質を作ることも不可能ではない。実際、そのような検証実験が行われている⁴⁾。

4. 透明マント

Pendry らと Leonhardt らは、マクスウェル方程式の座標変換を考えることで、物体を透明に見せる方法を考案した^{5,6)}。真空中のマクスウェル方程式はデカルト座標系 (x_1, x_2, x_3) から、ある曲線直交座標系 (x'_1, x'_2, x'_3) への座標変換に対して、次のように不変な形に保たれる。

$$\nabla' \times \mathbf{E}' = -\mu_0 \mu' \frac{\partial \mathbf{H}'}{\partial t}, \quad \nabla' \times \mathbf{H}' = -\epsilon_0 \epsilon' \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t} \quad (5)$$

ここで、電場 E と磁場 H 、誘電率 ϵ と透磁率 μ は

$$E'_i = Q_i E_i, \quad H'_i = Q_i H_i, \quad \epsilon'_{ii} = \mu'_{ii} = \frac{Q_1 Q_2 Q_3}{Q_i^2} \quad (6)$$

のように変換される⁵⁾。ただし、 ϵ_{ii} と μ_{ii} は2階対角テンソルであり、 Q_i は次のように定義される。

$$Q_i^2 = \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial x_j}{\partial x'_i} \right)^2 \quad (7)$$

もとのデカルト座標系において、電磁波が直進するような状況を考え、それを曲線座標系でみると、見かけの ϵ' および μ' を感じながら伝搬し、電磁波は曲線を描きながら伝搬しているようにみえる。このことを応用して、空間に式(6)で与えられる ϵ' 、 μ' をもつ媒質を実際に配置することにより、この座標変換に対応する電磁波の伝搬を実空間で実現することができる。

ここで、図4(a)のような円筒座標系 (r, θ, z) から、次式で与えられる座標変換を考える。

$$\theta' = \theta, \quad z' = z, \quad r' = \begin{cases} r(b-a)/b + a & (r' < b) \\ r & (r' \geq b) \end{cases} \quad (8)$$

この座標変換は、 $0 < r < b$ の領域を $a < r' < b$ に圧縮するもので、新座標は、図4(b)のように表される。もとの座標系(図4(a))を真空とし、新座標系(図4(b))に式(6)で与えられる ϵ 、 μ をもつ媒質を配置することにより、電磁場を図4(c)のように、 $r'=a$ の円筒の外側へ追い出すことができる。図4(d)に平面波を入射した場合の等位相面の分布を示した。平面波が入射して、平面波が出力されていることから、位相も乱すことなく電磁波が通過していくことがわかる。円筒の外側では、もとの座標も新座標も同一であるため、円筒の外側から観測しても、振幅、位相

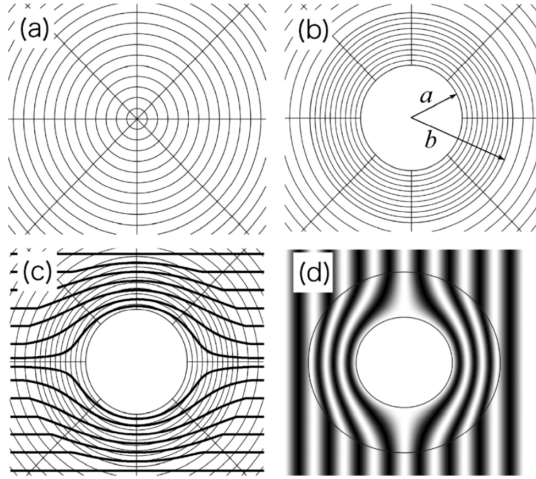


図4 透明マントを実現する座標変換。(a) 変換前の円筒座標系、(b) 透明マントを実現する新座標系、(c) 光線の軌跡、(d) 平面波の入射で形成される等位相面。

ともに電磁波の伝搬に違いはなく、この媒質の影響を検知することはできない。そして、円筒の内側 ($r' < a$) に物質を置いても、外側からの電磁波は到達できないために、物質による散乱や吸収は当然なく、検知されることはない。また、式(6)にあるように、 ϵ 、 μ は同じように変化するので、インピーダンス $\sqrt{\mu/\epsilon}$ はどこでも一定値をとっている。その結果、透磁率と誘電率が非連続的に変化する $r' = b$ の円筒の表面でさえ反射はない。

透明マントについて、計算機シミュレーションだけでなく⁷⁾、マイクロ波に対しての実験も実現されている⁸⁾。実験では、スプリットリング共振器の構造を動径方向に変化させながら配置することにより、非等方かつ場所に依存した誘電率および透磁率を実現している。

5. 回折限界を超えるレンズ

点光源から発せられた光をレンズで集めると、光は点には収束せず、ある広がりをもつ。この広がり、波長 λ 程度であり、回折限界とよばれる。図5(a)のような二次元系 (x, z) において、点光源の光が、位置 $z = d$ に設けられた凸レンズによって、 $z = d_f$ で焦点を結ぶ光学系を考える。 $z = 0$ における電場 $E(z = 0)$ は、

$$E(0) = E_0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik_x x} dk_x \quad (9)$$

のように、非常に広い x 方向の波数 k_x の波の重ね合わせで構成されている。これが、 z 方向に伝搬するとき、 $|k_x| < k_0$ (k_0 は真空の波数) の成分は、波数 $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$ で伝搬するが、 $|k_x| > k_0$ の成分は波数 k_z が複素数 $i\sqrt{k_x^2 - k_0^2}$ ($\equiv ik'_z$) となり、 $\exp(-k'_z z)$ のように、減衰するエバネセ

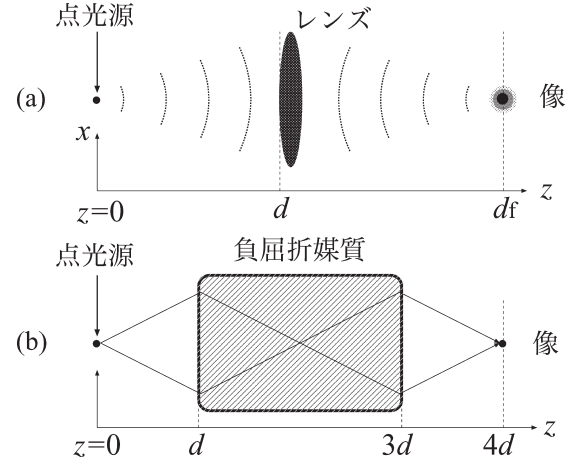


図5 (a) レンズによる光の収束と回折限界、(b) 完全レンズ。

ント波となる。よって、 $z = d$ の位置における電場は、

$$\frac{E(d)}{E_0} = \int_P e^{ik_x x + ik_z d} dk_x + \int_E e^{ik_x x - k'_z d} dk_x \quad (10)$$

と表せる。ただし、 $P = \{k_x | k_x^2 < k_0^2\}$ 、 $E = \{k_x | k_x^2 > k_0^2\}$ とする。レンズまでの距離 d が波長に比べて十分大きいような場合には、式(10)の第2項は無視できるほど小さくなる。その後レンズの位相変換作用によって、伝搬光は収束するが、消えてしまった波数成分 $|k_x| > k_0$ は戻らないので、焦点での電場 $E(d_f)$ は、 $E(d_f)/E_0 = \int_P \exp(ik_x x) dk_x$ のように表される。波数が $|k_x| < k_0$ に限定されてしまったことで、焦点での光源の像は、 $2\pi/k_0 = \lambda$ 程度の広がりをもつことになる。

5.1 完全レンズ

$\epsilon_r = \mu_r = -1$ の負屈折媒質を用いることで、この回折限界を破ることができる⁹⁾。図5(b)にあるように、点光源から、距離 d だけ離れた場所に厚さ $2d$ の負屈折媒質を設けることで、光線は図のように屈折し、媒質から d だけ離れた位置に像が結ばれる。この像が回折限界を超えることから、完全レンズ (perfect lens) とよばれている。

距離 d がエバネセント成分がなくなる程度の距離、つまり波長の数倍程度だと仮定して、負屈折媒質の入り口 $z = d$ では、先ほどの式(10)で電場が与えられる。負屈折媒質を伝搬することで、伝搬成分には、位相 $\exp(-i2k_z d)$ が、エバネセント成分には $\exp(+2k'_z d)$ が付け加わり、

$$\frac{E(3d)}{E_0} = \int_P e^{ik_x x - ik_z d} dk_x + \int_E e^{ik_x x + k'_z d} dk_x \quad (11)$$

となる。真空中と負屈折媒質中で波数の符号が変わり、 $k_z \rightarrow -k_z$ (伝搬の波数)、 $k'_z \rightarrow -k'_z$ (エバネセント波の波数) の入れ替えが起こった結果、負屈折媒質中でエバネセント波の増強が起こっていると説明できる。このように、負屈

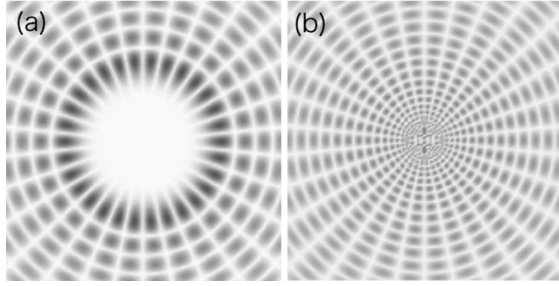


図6 $m=15$ の円筒波. (a) 等方媒質, (b) $\epsilon_r < 0$, $\epsilon_\theta > 0$ の異方媒質.

折媒質中でエバネセント波が増強されたように見えるが、これは定常状態においてそのような場の分布になるというだけで、媒質がエネルギーを供給して電磁波を増幅しているわけではないことに注意する⁹⁾。

負屈折媒質の後は通常の伝搬となるので、伝搬成分には位相 $\exp(ik_z d)$ が付け加わり、エバネセント成分は再び $\exp(-k_z d)$ で指数減衰する。その結果、式(9)で与えられるもとの光源の電場 $E(0)$ が完全に再現される。このように、負屈折媒質によってエバネセント波の増強が行われ、自由伝搬におけるエバネセント波の減衰を補っている。

実験においては、マイクロ波領域で負の屈折率をもつメタマテリアルを用いて回折限界を超えたという実験が報告されている¹⁰⁾。そのほかにも、銀のプラズマ振動を利用して紫外光のエバネセント波の増強を行い、回折限界を超えたという報告もある¹¹⁾。

5.2 ハイパーレンズ

完全レンズは、式(10)のエバネセント波(第2項)を増大することで実現されるが、距離 d を波長に比べて大きくしすぎると、ノイズや媒質の損失の影響を大きく受けるために、エバネセント波の増大がうまく働かなくなる。完全レンズは、近接場を負屈折媒質付近で再び近接場として再生するものであり、遠方で像を結ぶことには利用できない。

これに対して、波長以下の物質から散乱する光のエバネセント成分の波長を徐々に増大し、伝搬できる波として外部に送り出す方法が考え出され、ハイパーレンズ(hyper-lens)と名づけられた¹²⁾。ハイパーレンズを用いて外に取り出された光は、エバネセント成分を含まない伝搬波だけであるので、通常のレンズを用いて結像することができる。

ハイパーレンズの原理を説明するために、まず等方的な通常の媒質で形成される二次元の平面波 $\exp(ik_x x)$ が物体によって散乱される状況を考える。入射平面波は円筒波

の重ね合わせとして、以下のように記述することができる。

$$e^{ik_x x} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(kr) e^{im\theta} \quad (12)$$

(r, θ) は円筒座標である。散乱波も円筒波の重ね合わせで記述できる。しかし、 $J_m(kr) \sim (kr)^m$ なので、 m の大きい円筒波は中心($r < m\lambda$)で大きく減衰するため(図6(a))、物体の大きさが波長より小さい場合には、 m の大きい円筒波は散乱波にほとんど含まれない。そのため、この散乱波をレンズで結像しても解像度の低い像しか得られない。

m の大きい円筒波が中心で指数的に減衰する原因は、次のように説明できる。散乱波の波数ベクトルを動径方向 k_r と直交方向 k_θ に分解すると、分散関係 $k_r^2 + k_\theta^2 = k^2$ ($k = 2\pi/\lambda$) が成り立つ。ただし、 k, λ はそれぞれ自由伝搬の波数および波長である。角運動量の関係式 $m = k_\theta r$ より、中心に近づくにつれて k_θ は大きくなり、分散関係から求められる動径方向の波数 k_r は次第に小さくなる。そして、 $r \sim m\lambda$ でついに虚数になりエバネセント波となる。

しかし、動径方向の誘電率 ϵ_r とその直交方向の誘電率 ϵ_θ で符号が異なる異方媒質を用いることで状況は変わってくる。例えば、 $\epsilon_\theta > 0$, $\epsilon_r < 0$ の場合には、分散関係は真空での波数 k_0 を用いて、次のように表現される。

$$\frac{k_r^2}{\epsilon_\theta} - \frac{k_\theta^2}{|\epsilon_r|} = k_0^2 \quad (13)$$

この双曲線型の分散関係では、 k_θ が大きくなると、動径方向の波数 k_r も同時に大きくなり虚数になることはない。図6(b)のように、中心付近でも伝搬波が存在していることが計算でも確かめられる。したがって、中心付近で波長以下の物質による光が散乱し、非常に大きい m をもつ円筒波が発生しても、光は異方媒質中を伝搬して外側に情報を伝えることができる。十分外側に伝搬すると、 k_r も k_θ も十分小さくなっているために、その後は、通常の媒質でも伝搬できる。そして、外側に伝搬した光は通常のレンズで結像することも可能である。

このような異方媒質は、負の誘電率 $\epsilon_m < 0$ をもつ金属と正の誘電率 $\epsilon_d > 0$ をもつ誘電体を円筒状に積層することで実現できる。1層の厚さが波長に比べて十分小さいときには、平均的な誘電率を $\epsilon_\theta = (\epsilon_m + \epsilon_d)/2$, $\epsilon_r = 2\epsilon_m\epsilon_d/(\epsilon_m + \epsilon_d)$ と置くことができる。 $|\epsilon_m| < \epsilon_d$ とすることで、 $\epsilon_r < 0$, $\epsilon_\theta > 0$ の異方媒質を実現することができる。

Liu らは、図7(a)のような銀と Al_2O_3 の積層構造(厚さ 35 nm)を作製し実験を行っている¹³⁾。実験では、365

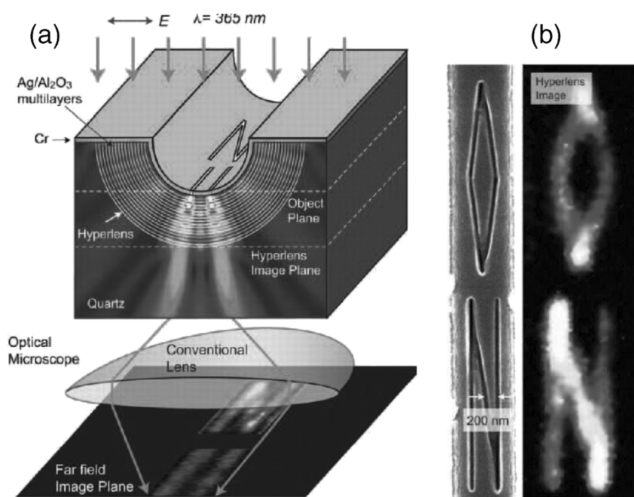


図7 ハイパーレンズの例 (文献13)。(a) 実験系, (b) 得られた像。

nm の紫外光を利用し, Cr 上に描かれた波長以下の幅の“ON”という文字からの散乱光をハイパーレンズで拡大した後, 光学顕微鏡のレンズで集光して像を得ている。図7(b)がその像であり, 回折限界を超える200 nm以下の分解能を得ていることがわかる。彼らの実験では, 最高120 nmの分解能を実現している。そのほかにも, 類似の原理で, Smolyaninovらが70 nmの分解能を有するハイパーレンズの実験に成功している¹⁴⁾。

電磁媒質の最も簡単なモデルは原子を古典的な調和振動子とみなすローレンツモデルであるが, 実際的には, 原子を量子的に扱う, いわゆる半古典モデルがもっぱら使われてきた。また, 磁性も本質的に量子的効果である点が強調されてきた。したがって, 古典電磁気学といえども, 媒質との関連では量子性を考慮せざるを得ない状況であった。しかし, メタマテリアルの登場によって, 「マクロな原子」によって構成される媒質が現実のものになり, 古典的な電磁気学が, 再度意味をもつようになってきたといえる。ま

た, 回折限界を超える分解能を実現するいくつかの方法が考え出されており, 実際の素子への応用も期待される。

文 献

- 1) Y. Tamayama, T. Nakanishi, K. Sugiyama and M. Kitano: “Observation of Brewster’s effect for transverse-electric electromagnetic waves in metamaterials: Experiment and theory,” *Phys. Rev. B*, **73** (2006) 193104.
- 2) S. A. Schelkunoff: “The impedance concept and its application to problems of reflexion, refraction, shielding and power absorption,” *Bell Syst. Tech. J.*, **17** (1938) 17–48.
- 3) 北野正雄, 中西俊博: “光の異常な伝搬を電気回路でシミュレートする”, *日本物理学会誌*, **61** (2006) 758–765.
- 4) G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C. Soukoulis and S. Linden: “Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial,” *Science*, **312** (2006) 892–894.
- 5) J. B. Pendry, D. Schurig and D. R. Smith: “Controlling electromagnetic fields,” *Science*, **312** (2006) 1780–1782.
- 6) U. Leonhardt: “Optical conformal mapping,” *Science*, **312** (2006) 1777–1780.
- 7) S. Cummer, B. Popa, D. Schurig, D. Smith and J. Pendry: “Full-wave simulations of electromagnetic cloaking structures,” *Phys. Rev. E*, **74** (2006) 036621.
- 8) 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*, **314** (2006) 977–980.
- 9) J. B. Pendry: “Negative refraction makes a perfect lens,” *Phys. Rev. Lett.*, **85** (2000) 3966–3969.
- 10) A. N. Lagarkov and V. N. Kissel: “Near-perfect imaging in a focusing system based on a left-handed-material plate,” *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004) 077401.
- 11) N. Fang, H. Lee, C. Sun and X. Zhang: “Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens,” *Science*, **308** (2005) 534–537.
- 12) Z. Jacob, L. Alekseyev and E. Narimanov: “Optical hyperlens: Far-field imaging beyond the diffraction limit,” *Opt. Express*, **14** (2006) 8247–8256.
- 13) Z. Liu, H. Lee, Y. Xiong, C. Sun and X. Zhang: “Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects,” *Science*, **315** (2007) 1686.
- 14) I. I. Smolyaninov, Y. Hung and C. C. Davis: “Magnifying superlens in the visible frequency range,” *Science*, **315** (2007) 1699–1701.

(2007年6月11日受理)