

# メタマテリアルによるマイクロ波伝搬設計の技術動向

侍鳥 誠範 Shigenori Mattori

## [要 旨]

対象とする電磁波の波長よりも十分に短い周期で金属や誘電体を配列した人工構造物であるメタマテリアルは、電磁波の伝搬について天然の媒質には見られない特異な性質を有する。近年、メタマテリアルの特徴がマイクロ波や光の伝搬に対する設計の自由度を高めるものとして研究されてきた。このようなマイクロ波伝搬設計に関する研究は非常に多岐にわたり、2次元的なメタ表面の応用も重要になっている。本稿ではマイクロ波領域について、メタマテリアルの典型的な利用形態と考えられている負屈折率媒質の基礎的な特性と、電気工学系の技術者に馴染みのある伝送線路をベースとした右手/左手系複合伝送線路モデルを概説し、最後に研究が進展しているさまざまな応用を紹介する。

## 1 まえがき

この 20 年間に、対象とする電磁波の波長よりも十分に短い周期で金属や誘電体を配列した人工構造物がもたらす特異な電磁波の反射・透過特性の理解とその応用が精力的に研究されてきた。今後も、このようなメタマテリアルと呼ばれる人工構造物の基礎研究の展開とともに、それらの特性を活かした実用化がますます進展すると考えられる。

一方、近年の無線通信の需要拡大に伴い、大容量、高速伝送に適したミリ波帯通信の利用が進んでいる。第 5 世代移動通信システム(5G)ではサブ 6 GHz 帯の他、28 GHz 帯、39 GHz 帯の商用サービスが開始されており、次世代無線 LAN(WiGig)でも 60 GHz 帯が利用されている。高周波になるほど自由空間伝搬損失が無視できなくなるため、ミリ波帯移動通信システムでは、これを補うべく、指向性制御を可能にする高機能、高性能なアンテナが要求される。非通信分野では車載レーダや、環境モニタリングのための種々のワイヤレスセンサーネットワークの実用化、それらシステムの省電力化、ワイヤレス給電などが IoT 社会実現の基盤技術の一つとされている。航空宇宙、気象分野のレーダーにおいては高感度化のためにアンテナの高利得化、アンテナパターン制御の要求が高まっている。このような背景からスマート社会の実現に向けて、高性能・高機能なアンテナの実現など、電磁波を操る技術の高度化が要求されている。さらに、2030 年代の第 6 世代移動通信システム(6G)に向けた議論がすでに始まっており、さらなる大容量・高速伝送の要求から 300 GHz 程度までの利用が検討されている。この中で、メタマテリアルを応用した“Intelligent Surface”が従来にない無線ネットワークを構築するための基盤技術と考えられている<sup>1)~3)</sup>。メタマテリアル等の周期構造による電磁波の伝搬に関する研究

は非常に多岐にわたり、それらを網羅することは難しい。そこで、本稿ではマイクロ波伝搬を設計する手法の研究動向としてメタマテリアルの典型的な利用形態と考えられている負屈折率媒質について概説する。特に、電気工学系の技術者に馴染みのある伝送線路をベースに議論できる右手/左手系複合伝送線路を中心に説明し、最後にさまざまな応用について触れる。

## 2 メタマテリアル

対象とする電磁波の波長よりも十分小さい人工的な構造を持ち、天然の物質にはない性質を備えた媒質は広義のメタマテリアルと呼ばれている。本稿では負の屈折率を持つ人工媒質をメタマテリアルと呼び、議論する。すでに 1948 年にはこのような人工的な誘電体が考えられていたとされる<sup>4)</sup>。1964 年には負の屈折率に関する理論<sup>5)</sup>が Veselago によって提唱され、負屈折率媒質中の光の伝搬が論じられている。その後 30 年以上も負屈折率媒質は注目されなかつたが、1990 年代末に Pendry らがメタマテリアルによってマイクロ波帯での負屈折率媒質が実現され得ることを提案した<sup>6), 7)</sup>。この後、2001 年に誘電率と透磁率が共に負である負屈折率媒質が実証され<sup>9)</sup>、以後、急速に研究が進展してきた<sup>10)~12)</sup>。負屈折率媒質(左手系媒質)はメタマテリアルでしか実現されていない。

図 1 に誘電率( $\epsilon$ )、透磁率( $\mu$ )の符号による媒質の分類を示す。多くの媒質は比透磁率が 1 度であるため、グループ I, II に分類される。そのうちガラスや樹脂などの誘電体は正の誘電率を持つ(グループ I)。金属の多くはマイクロ波の領域では良導体であるため純虚数とみなせる誘電率を持ち、光の領域では負の誘電率を持つ(グループ II)。一部の強磁性体にはマイクロ波の領域で透磁率が負となるものがあるが、同時に負の誘電率を持つものは知られていない(グループ IV)。つまり、マイクロ波を透過する多くの媒質は

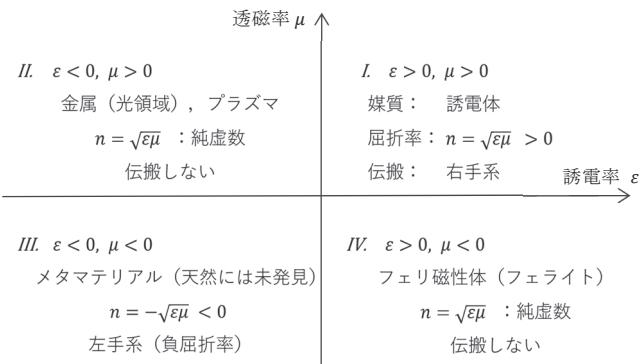


図 1 誘電率( $\epsilon$ )、透磁率( $\mu$ )の符号による媒質の分類

正の誘電率と 1 度程の比誘電率を有し、屈折率は正の値を示す。しかし、波長よりも十分に小さな人工的な周期構造を用いれば、実効的な誘電率や透磁率を変化させることができ、特定の周波数帯域で負の誘電率や負の透磁率を実現することもできる。それらの周波数帯域が重なるように設計することで、その範囲では誘電率と透磁率を共に負とすることでき、負の屈折率が実現できる(グループIII)。

初期の負屈折率媒質は図 2 のような金属細線アレイとスプリットリング共振器アレイの組み合わせによって実現された<sup>8)</sup>。図 2(a)のように金属細線を波長より十分に短い間隔で格子状に並べたものはマイクロ波領域で細線方向の偏波に対して負の誘電率を持つことが知られている<sup>6)</sup>。このことは電子の自由振動に基づいて説明される。この自由振動の周波数はプラズマ周波数と呼ばれ、図 2(a)のグラフのようにプラズマ周波数以下では媒質は負の誘電率を持つ。プラズマ周波数の 2 乗は有効電子質量に反比例し、有効電子密度に比例する。銀などの金属ではプラズマ周波数が紫外域にあることが知られている。マイクロ波電界に対する細線中の電子の運動は、光に対する金属中の自由電子と同様に復元力を受けないが(ドルーデモデル)，インダクタンスによって大きな有効質量を持つ。また、細線が空間に対して占める割合によってマイクロ波電界に応答する有効電子密度を金属のバルクのそれよりも大幅に下げることができる。これらによって金属細線アレイの実効的なプラズマ周波数をマイクロ波帯に設計できる。

金属のリングは 1 回巻きのコイル(インダクタ)であり、交流磁界を与えると、鎖交磁束を減らすような電流が流れる。従って、コイル内の磁束密度はゼロに近づき、入射する電磁波の波長よりも十分に小さい金属リングが同じ向きに散りばめられた媒質は不均一な磁束密度の空間分布のため、実効的に 1 よりも小さい比透磁率を持つことになる。しかし、印加される磁界以上の反磁界を生じることはな

いため、透磁率は正である。そこで、リングに切れ目を入れると、間隙がキャパシタとなって LC 共振器を構成する。この構造はスプリットリング共振器と呼ばれ、共振周波数付近では単純なリングよりも電流が増して強い反磁界を生じる。このため、図 2(b)のように低損失なスプリットリング共振器を十分な密度で配置すれば、共振周波数よりも高周波数側の一部の周波数帯で負の透磁率を実現できる<sup>7)</sup>。ここでは簡単のため、単純な 1 重のリングを例に取って説明したが、電界に対する応答を抑えるために、切れ目が互いに逆向きの 2 重のスプリットリングが使われることも多い。

以上のように、図 2(c)のような金属細線アレイとスプリットリング共振器の組み合わせによって負の屈折率が実現される。

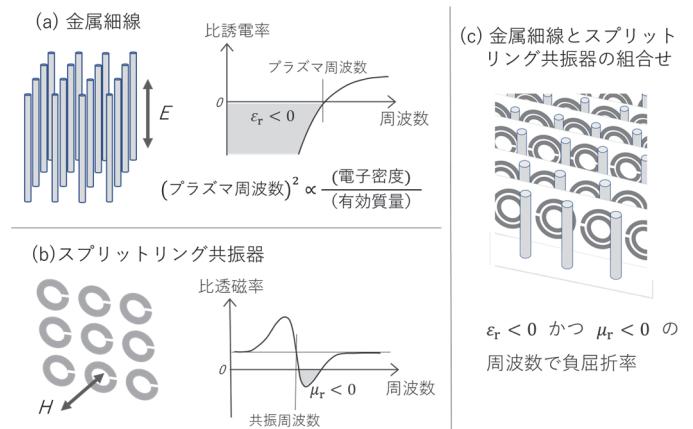


図 2 金属細線アレイ、スプリットリング共振器アレイ

### 3 右手/左手系複合伝送線路

先述のとおり、初期の負屈折率媒質は金属細線とスプリットリング共振器の組み合わせによるものであったが、共振を利用するためには屈折率が負となる周波数帯域が狭く、損失も大きかった。そこで伝送線路の理論に基づいて説明される、広帯域、低損失な非共振型の左手系媒質、すなわち負屈折率媒質が提案され、工学的な応用が広がっている。

ここでは、改めて左手系媒質の性質を簡単に述べ、メタマテリアルの右手/左手系複合(CRLH; Composite Right/Left Handed)伝送線路モデルによる取り扱いを紹介する。

#### 3.1 左手系媒質（負屈折率媒質）

均質な媒質中の電磁波の伝搬は誘電率と透磁率によって記述される。電磁気学によれば、媒質中を伝搬する平面波の波数ベクトル  $\vec{k}$ 、電界  $\vec{E}$ 、磁界  $\vec{H}$  の関係は  $\vec{k} \times \vec{E} = \omega \mu \vec{H}$ ,  $\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \epsilon \vec{E}$  である。真空(空気)中や通常の誘電体では  $\epsilon > 0, \mu > 0$  であるから、図 3(a)のように位相の伝搬方向(波数ベクトル  $\vec{k}$  の向き)は  $\vec{E}$  を  $\vec{H}$  の向き

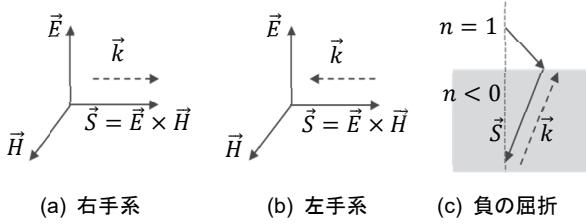


図3 平面波の電磁界と伝搬方向および負の屈折

に回したときに右ねじが進む向きである。このような媒質を右手系媒質といふ。これに対して  $\epsilon < 0$ ,  $\mu < 0$  の場合、図3(b)のように波数ベクトルの向きは左ねじが進む向きになるため、左手系媒質と呼ばれている。このとき、エネルギーの伝搬方向はポインティングベクトル  $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$  の向きであるから、左手系媒質では位相の伝搬方向  $\vec{k}$  とエネルギーの伝搬方向  $\vec{S}$  が逆の向きになっている。このような位相が逆方向に進む波を後進波といふ。感覚的に理解しにくいが、左手系媒質の内部に電磁波が持続的に入射される定常的な伝搬状態において、入射方向と逆向きに位相が伝搬しているように見える、ということである。

電磁波の伝搬を論じる際には誘電率と透磁率を個別に考える必要はなく、屈折率を考えることも多い。因果律を満たすために左手系媒質の屈折率は負でなければならない<sup>5)</sup>。左手系媒質と負屈折率媒質が同義であるのはこのためである。空气中から左手系媒質に入射する光(電磁波)は図3(c)のように通常の媒質とは大きく異なる形で屈折する。電磁波の伝搬を設計することは屈折率の分布を設計することであるから、天然の媒質と著しく異なる特性を持つ左手系媒質を導入することによって伝搬設計の自由度を高められる。

### 3.2 理想左手系伝送線路モデル

以下では簡単のために1次元的な媒質、つまり、伝送線路を考える。同様の考え方を2次元(表面)に拡張することは難しくない。

通常の右手系の伝送線路は図4(a)のように微小区間  $\Delta z$  の周期でインダクタとキャパシタから成る単位回路が継続接続されたモデルを考え、 $\Delta z \rightarrow 0$  の極限をとることで定式化される。まず一般的に  $Z$ ,  $Y$  を単位長さ当たりの直列インピーダンスおよび並列アドミタンスとし、単位回路の入力端子電圧および電流をそれぞれ  $V(z)$  および  $I(z)$  とすると、 $\Delta V(z) = -(Z \Delta z) I(z)$  および  $\Delta I(z) = -(Y \Delta z) V(z)$  であるから、 $\Delta z \rightarrow 0$  として

$$\frac{dV}{dz} = -Z I, \quad \frac{dI}{dz} = -Y V \quad (1)$$

が得られる。特に  $Z$ ,  $Y$  が無損失の場合、

$$\frac{dV}{dz} = -j\omega L I, \quad \frac{dI}{dz} = -j\omega C V \quad (2)$$

となる。ここに  $L$ ,  $C$  は単位長さ当たりのリアクタンスおよびキャパシタンス(単位は  $F/m$ ,  $H/m$ )である。

一方、一様な媒質中を  $z$  方向に伝搬する  $x$  方向偏波の平面波の電磁界は

$$\frac{dE_x}{dz} = -j\omega\mu H_y, \quad \frac{dH_y}{dz} = -j\omega\epsilon E_x \quad (3)$$

と表される。式(1), (3)について  $E \propto V$ ,  $H \propto I$  であることを考えると、

$$Z \Leftrightarrow j\omega\mu, \quad Y \Leftrightarrow j\omega\epsilon \quad (4)$$

の対比が見て取れる。特に、無損失の場合、

$$L \Leftrightarrow \mu, \quad C \Leftrightarrow \epsilon \quad (5)$$

の関係にある。

ここで、インダクタによる誘導性リアクタンス(インピーダンスの虚部)は正、キャパシタによる容量性リアクタンスは負であることを思い出すと、通常の右手系伝送線路のインダクタとキャパシタを入れ替えた系は、誘電率と透磁率が共に負の媒質、つまり、左手系媒質に対応すると予想される。

実際、 $C'$ ,  $L'$  を単位長さの逆数当たりのキャパシタンスおよびインダクタンス(単位は  $F \cdot m$ ,  $H \cdot m$ )として、直列キャパシタンス  $C'/\Delta z$  と並列インダクタンス  $L'/\Delta z$  からなる単位構造が周期  $\Delta z$  で無限に接続された図4(b)のような線路を考えると、単位長当たりのインピーダンス、アドミタンスは  $Z = 1/(j\omega C')$ ,  $Y = 1/(j\omega L')$  であるから、式(4)の対応より

$$\mu \Leftrightarrow -1/(\omega^2 C'), \quad \epsilon \Leftrightarrow -1/(\omega^2 L') \quad (6)$$

が得られる。予想通り、このモデルは誘電率と透磁率が共に負の媒質に対応する左手系伝送線路を表現している。

この線路を伝搬する電圧波の位相定数  $\beta$ (伝搬定数  $\gamma = \sqrt{ZY}$  の虚部)、位相速度  $v_p$ 、群速度  $v_g$  は次のようになる。

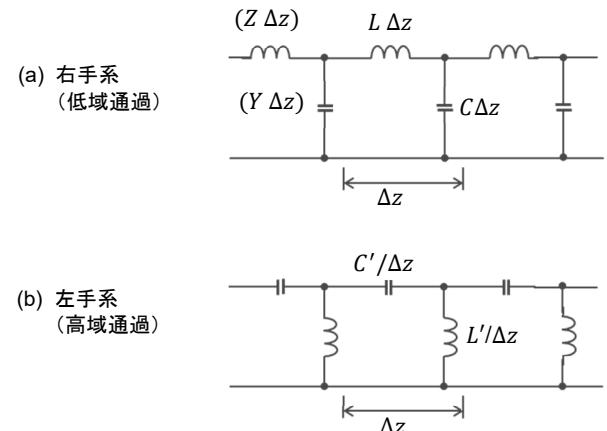


図4 右手系および理想左手系伝送線路モデル

$$\beta = -\frac{1}{\omega \sqrt{L'C'}}, \quad (7)$$

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = -\omega^2 \sqrt{L'C'}, \quad v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \omega^2 \sqrt{L'C'}$$

位相速度は負であり、群速度と逆符号である。つまり、エネルギーの流れと逆向きに位相が進む後進波が伝搬する。

### 3.3 右手/左手系複合伝送線路モデル

上述の左手系線路モデルは右手系線路からの類推で理解しやすいが、理想的なものであり、実在しない。なぜならば、高周波(位相定数が小さい領域)では群速度が光速を超えてしまう。これは微小区間における位相遅れを考慮していないからである。そこで、単位セルの直列インダクタンス、並列キャパシタンスの影響を含めて、より現実的なモデルとして図5のような右手/左手系複合伝送線路モデルが考えられた<sup>13), 14)</sup>。右手系と左手系を構成するキャパシタ、インダクタを区別するために、図4のC, LおよびC', L'を図5ではC<sub>R</sub>, L<sub>R</sub>およびC<sub>L</sub>, L<sub>L</sub>と表記した。図4および図5の伝送線路モデルの一部を切り出したものは集中定数素子を組み合わせたフィルタ回路に他ならない。図5は帯域通過フィルタであり、通過帯の下端付近は高域通過フィルタとして振舞い、左手系伝送線路の特性を示す。このことは低周波において直列インピーダンスは容量性、並列アドミタンスは誘導性であり、左手系伝送線路と見なせることからも理解できる。

右手/左手系複合伝送線路モデルはそのまま集中定数回路として実現することもできるが、特定の帯域内でマイクロストリップ線路などの分布定数回路や導波管回路にも適用でき、共振器、結合器、アンテナなどへの応用が考えられている。特に、位相定数を設計できる右手/左手系複合系の特徴から、アンテナの小型化やアレイアンテナの給電用線路への応用が進んでいる。例えば、導波管漏れ波アレイアンテナ(スポットアレイアンテナ)は、通常、右手系の導波管を給電線路として用いる。このため、伝送方向に必ず位相遅れが生じ、スポット面に垂直な方向(ブロードサイド方向)よりも伝送方向側に傾いた方向にしか放射できない。しかし、右手/左手系複合系を給電線路とすれば、低周波では左手系線路となって伝送方向の逆側に傾

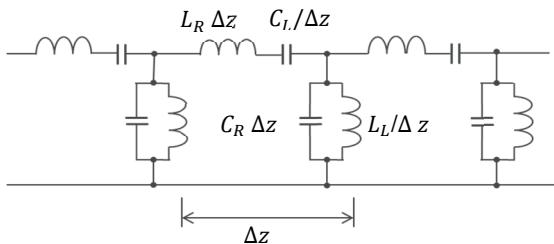


図5 右手/左手系複合伝送線路モデル

いた方向に放射し、高周波では右手系線路となって伝送方向側に傾いた方向に放射するアンテナを実現できる。

右手/左手系複合線路を2次元的に配列したものが2次元メタマテリアルあるいはメタ表面である。その代表例として図6(a)のようなマッシュルーム構造が知られている。マッシュルーム構造は誘電体基板の底面を接地面とし、上面の正方形や六角形が密に配置された周期的なパッチと、これを接地面と結ぶ導体(ビアホール)から成る。隣接するパッチの間隙が直列キャパシタンスを形成するため、図6(b)のようなLC共振器と見なすことができる。また、図6(c)のように右手/左手系複合伝送線路を2次元的に拡張したものと解釈することもできる。マッシュルーム構造の表面(基板の上面)は特定の帯域で人工的な磁気壁となることが知られている。導体表面は電界の接線成分がない短絡面と見なせ、電気壁となる。磁気壁はこれと対偶で、磁界の接線成分がない高インピーダンス面である。ダイポールアンテナを電気壁である金属板に近づけると、金属板に逆向きのダイポールが誘起されるため、ダイポールアンテナからの放射は抑制される。これと対照的にダイポールアンテナを人工磁気壁に近づけると、放射は増強される。このような特性を応用して、マッシュルーム構造の基板に接近した低背アンテナなどが考えられている。

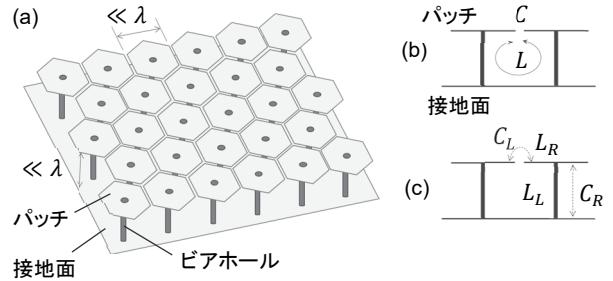


図6 マッシュルーム構造

### 4 技術動向

前述のとおり、2001年に天然には存在しない負の屈折率がマイクロ波帯で実証され、メタマテリアルを用いて電磁波の伝搬を設計する技術が進展してきた。負屈折率媒質中の電磁波の伝搬は我々の日常の感覚とは大いに異なり、電磁波の伝搬設計の自由度を高めることができる。

実際に、屈折やイメージングに対する興味深い初期の研究以降も表1に示すような新たな電磁界の伝搬設計の手法が開拓されてきた。例えば、メタマテリアルによる各偏波に対する反射特性の設計<sup>15), 16)</sup>、フェライトを用いた伝送線路による非相反性を持つ漏れ波アンテナやマイクロ波共振器<sup>17), 18)</sup>などが挙げられる。また、あた

かも、そこにある物体をないかのように見せるクローキングについても、座標変換に基づく概念(変換電磁気学)と共に研究が続けられている<sup>19)~22)</sup>。近年では誘電率等が電磁波の周波数と同程度の速さで時間変動する時空メタマテリアルの提案もある<sup>24)~25)</sup>。

物理学の観点からは、メタマテリアルは電磁気学の枠組みの中に入り、負の屈折率に対する指摘以降、大きな進展はないと思われる。波長よりも小さい周期構造を持つメタマテリアルは有効媒質近似に基づいて取り扱われることが多く、本稿でも「実効的な透磁率」などの表現を使ってきた。しかし、構造の単位胞は波長に対して無視できるほど小さくはないので、メタマテリアルの巨視的な誘電率や透磁率を求めるには空間的な均質化の手法は妥当ではなく、単位胞ごとの場の平均化に基づく必要がある<sup>23)</sup>。

メタマテリアルは天然の物質にはない特徴を持ち、電磁波伝搬の設計の自由度を高めるものであるが、3次元的に大きな構造物や低損失で高品質な媒質を作製することが難しい。3次元的なメタマテリアルのこのような課題を背景に、波長よりも十分に小さい2次元的な周期構造を持つメタ表面による電磁波の伝搬設計が近年注目されている<sup>26)~29)</sup>。メタ表面は厚さが無視できるため、比較的低損失である。一般的なフォトリソグラフィ等による量産性も高く、大面積化や半導体デバイス・回路との同一基板上での集積化も可能である。メタマテリアルの解析に用いられる実効的な誘電率や透磁率(有効媒質近似)は厚みを持たないメタ表面に対しては有効でなく、メタ表面の解析は分散特性の把握を中心に行われる。非周期構造を取り扱う場合には反射率、透過率の空間的な分布あるいは表面インピーダンスなどが指標として使われる。メタ表面のマイクロ波領域での応用としては前節のマッシュルーム構造が代表的であるが、これ以外にも光領域も含めて興味深い検討が進められてきた。例えば、方位角に対する偏波特性を設計可能な薄いレンズアンテナ<sup>30)</sup>、複屈折メタ表面を用いたマイクロ波領域での波長板、偏波分離器<sup>31)</sup>、二層構造のキラルメタマテリアル共振器を利用した偏波切替<sup>32)</sup>、準周期的な構造を持つ1波長程度の厚さしかない光学レンズ<sup>33)</sup>、薄い光学ホログラム<sup>34)</sup>などが挙げられる。また、単位素子の配列をデジタルコードと結び付けたデジタルメタ表面<sup>35), 36)</sup>、金属の表面プラズモンボラリトンに類似の性質を実現するプラズモニックメタ表面<sup>37), 38)</sup>などの提案もある。さらに、表面インピーダンスの分布を適切に設計することで、入射波によって所望の分布で表面電流が誘起されるメタ表面が提案されている。このホイエンス表面と呼ばれるメタ表面によって、波長以下の薄い媒質で理想的にはすべての入射電力を屈折させる「完全屈折」メタ表面や任意の角度に反射

させる「完全反射」メタ表面を実現できる<sup>39), 40)</sup>。このように新たな概念を含む、メタ表面を利用した多様な電磁波の伝搬設計が実現されており、今後の実用化が期待される。

表1 近年のメタマテリアルによる電磁波伝搬設計の研究例

| 構造            | 内容                | 文献     |
|---------------|-------------------|--------|
| 3次元           | 偏波に対する反射特性の設計     | 15, 16 |
|               | クローキング、変換電磁気学     | 19~22  |
|               | 時空メタマテリアル         | 24, 25 |
| 2次元<br>(メタ表面) | 方位角に対する偏波特性の設計    | 30     |
|               | 複屈折素子(波長板、偏波分離)   | 31     |
|               | 円複屈折素子(偏波切替)      | 32     |
|               | 薄い光学素子(レンズ、ホログラム) | 33, 34 |
|               | デジタル メタ表面         | 35, 36 |
|               | プラズモニック メタ表面      | 37, 38 |
|               | ホイエンス表面           | 39, 40 |
| 1次元           | 非相反性左手系線路         | 17, 18 |

## 5 むすび

マイクロ波領域の特徴的なメタマテリアルである負屈折率媒質と、それを電気回路との対比によって記述する右手/左手系複合伝送線路モデルについて概説した。金属リング等の共振を利用する3次元の負屈折率媒質は興味深い性質を持つが、損失が大きく、本質的に狭帯域であるため、適用の制約になっている。これに対して2次元のメタ表面や1次元の右手/左手系複合伝送線路ではこの制約が比較的緩やかであるため、アンテナの給電線路などに応用が広がりつつある。

先述のとおり、左手系伝送線路は図5の右手/左手複合伝送線路モデルの共振周波数付近で実現される。共振を生じると、右手系の伝搬に比べて単位長さ当たりに蓄積される電磁エネルギーが大きくなり、一般に単位長さ当たりの損失も大きくなる。このため、高周波では損失が顕著になり、ミリ波帯への適用が制限される。しかし、人工磁気壁などは有用であり、左手系表面の特性を活かしやすい形態で利用されていくことが予想される。通信分野向けの計測器を構成する場合、ミキシング等によって装置内部で発生する不要な周波数成分をできるだけ抑圧することが望まれる。それ自体がフィルタとして作用する伝送線路やモジュールの入出力間の不要な電磁結合を抑圧するパッケージングなどへの利用は特に有効と考えられる。

前節でも示したとおり、メタマテリアルの研究は非常に多岐にわたりて継続されている。微細加工技術の進歩にも支えられ、近年、特徴的な物性が見出された材料との組み合わせなども含めて、今後もメタマテリアルの新たな応用が拓ける可能性に期待したい。

## 参考文献

- 1) W. Saad, M. Bennis, and M. Chen, "A vision of 6G wireless systems: Applications, trends, technologies, and open research problems," arXiv:1902.10265, 2019.
- 2) E. Basar, M. Di Renzo, J. De Rosny, M. Debbah, M. Alouini, and R. Zhang, "Wireless communications through reconfigurable intelligent surfaces," IEEE Access, vol. 7, pp. 116 753-116 773, 2019.
- 3) 6G flagship, University of Oulu, "Intelligent Reflecting Surfaces Changing the Wireless System Design Paradigm," 6G waves magazine, vol. 2, pp. 36-37, Autumn 2020.
- 4) R. E. Collin, Field Theory of Guided Waves, Chap.12, McGraw-Hill, 1960. (p.509 脚注:W. E.Kock, Metallic Delay Lenses, Bell System Tech. J., vol.27, pp.58-82, 1948.)
- 5) V. G. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ ," Sov. Phys. Usp., vol. 10, no. 4, pp. 509-514, 1968.
- 6) J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures," Phys. Rev. Lett., vol. 76, pp. 4773-4776, 1996.
- 7) J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," IEEE Trans. Microw. Theory Techn., vol. 47, no. 11, pp. 2075-2084, 1999.
- 8) 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., vol. 84, pp. 4184-4187, 2000.
- 9) R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, "Experimental verification of a negative index of refraction," Science, vol. 292, no. 5514, pp. 77-79, 2001.
- 10) N. I. Zheludev, "A roadmap for metamaterials," Opt. Photon. News, vol. 22, no. 3, pp. 30-35, 2011.
- 11) T. J. Cui, "Microwave metamaterials from passive to digital and programmable controls of electromagnetic waves," J. Opt., vol. 19, no. 8, p. 084004, 2017.
- 12) M. Kadic, G. W. Milton, M. van Hecke, and M. Wegener, "3D metamaterials," Nat. Rev. Phys., vol. 1, pp. 198-210, 2019.
- 13) A. Lai, C. Caloz and T. Itoh, "Composite right/left-handed transmission line metamaterials," Microwave Mag., vol. 5, No.3, pp.34-50, 2004.
- 14) A. Sanada, C. Caloz and T. Itoh, "Planar distributed structures with negative refractive index," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 52, pp. 1252-1263, 2004.
- 15) J. Hao, Y. Yuan, L. Ran, T. Jiang, J. A. Kong, C. T. Chan, and L. Zhou, "Manipulating electromagnetic wave polarizations by anisotropic metamaterials," Phys. Rev. Lett., vol. 99, p. 063908, 2007.
- 16) N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso, and Z. Gaburro, "Light propagation with phase discontinuities: Generalized laws of reflection and refraction," Science, vol. 334, no. 6054, pp. 333-337, 2011.
- 17) T. Ueda, K. Horikawa, M. Akiyama, and M. Tsutsumi, "Nonreciprocal phase-shift composite right/left handed transmission lines and their application to leaky wave antennas," IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 57, no. 7, pp. 1995-2005, 2009.
- 18) T. Ueda and H. Kishimoto, "Pseudo-traveling-wave resonator based on nonreciprocal phase-shift composite right/left handed transmission lines," 2010 IEEE MTT-S Int. Microw. Symp., pp. 41-44, May 2010.
- 19) 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, vol. 314, no. 5801, pp. 977-980, 2006.
- 20) W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, "Optical cloaking with metamaterials," Nat. Photonics, vol. 1, pp. 224-227, 2007.
- 21) H. F. Ma and T. J. Cui, "Three-dimensional broadband ground-plane cloak made of metamaterials," Nat. Commun., vol. 1, no. 21, 2010.
- 22) M. Selvanayagam and G. V. Eleftheriades, "Discontinuous electromagnetic fields using orthogonal electric and magnetic currents for wavefront manipulation," Opt. Express, vol. 21, no. 12, pp. 14 409-14 429, 2013.
- 23) D. R. Smith and J. B. Pendry, "Homogenization of metamaterials by field averaging," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 23, pp. 391-401, 2006.
- 24) C. Caloz and Z. Deck-Leger, "Spacetime metamaterials, part I: General concepts," IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 68, issue 3, pp. 1569-1582, 2020.
- 25) C. Caloz and Z. Deck-Leger, "Spacetime metamaterials, part II:

- Theory and applications," IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 68, issue 3, pp. 1583-1598, 2020.
- 26) S. A. Tretyakov, "Metasurfaces for general transformations of electromagnetic fields," Philos. Trans. R. Soc. A, vol. 373, no. 2049, p. 20140362, 2015.
- 27) H.-T. Chen, A. J. Taylor, and N. Yu, "A review of metasurfaces: physics and applications," Rep. Prog. Phys., vol. 79, no. 7, p. 076401, 2016.
- 28) L. Zhang, S. Mei, K. Huang, and C.-W. Qiu, "Advances in full control of electromagnetic waves with metasurfaces," Adv. Opt. Mater., vol. 4, no. 6, pp. 818-833, 2016.
- 29) S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, and C. R. Simovski, "Metasurfaces: From microwaves to visible," Phys. Rep., vol. 634, pp. 1-72, 2016.
- 30) C. Pfeiffer and A. Grbic, "Controlling vector bessel beams with metasurfaces," Phys. Rev. Applied, vol. 2, p. 044012, 2014.
- 31) K. Achouri, G. Lavigne, and C. Caloz, "Comparison of two synthesis methods for birefringent metasurfaces," J. Appl. Phys., vol. 120, no. 23, p. 235305, 2016.
- 32) H. Shi, A. Zhang, S. Zheng, J. Li, and Y. Jiang, "Dual-band polarization angle independent 90° polarization rotator using twisted electric-field-coupled resonators," Appl. Phys. Lett., vol. 104, no. 3, p. 034102, 2014.
- 33) M. Khorasaninejad, W. T. Chen, R. C. Devlin, J. Oh, A. Y. Zhu, and F. Capasso, "Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging," Science, vol. 352, no. 6290, pp. 1190-1194, 2016.
- 34) W. Wan, J. Gao, and X. Yang, "Metasurface holograms for holographic imaging," Adv. Opt. Mater., vol. 5, no. 21, p. 1700541, 2017.
- 35) T. J. Cui, M. Q. Qi, X. Wan, J. Zhao, and Q. Cheng, "Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials," Light Sci. Appl., vol. 3, no. 10, p. e218, 2014.
- 36) K. Chen, Y. Feng, Z. Yang, L. Cui, J. Zhao, B. Zhu, and T. Jiang, "Geometric phase coded metasurface: from polarization dependent directive electromagnetic wave scattering to diffusion-like scattering," Sci. Rep., vol. 6, no. 35968, 2016.
- 37) J. B. Pendry, L. Martin-Moreno, and F. J. Garcia-Vidal, "Mimicking surface plasmons with structured surfaces," Science, vol. 305, no. 5685, pp. 847-848, 2004.
- 38) X. Shen, T. J. Cui, D. Martin-Cano, and F. J. Garcia-Vidal, "Conformal surface plasmons propagating on ultrathin and flexible films," Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., vol. 110, no. 1, pp. 40-45, 2013.
- 39) A. Epstein and G. V. Eleftheriades, "Huygens' metasurfaces via the equivalence principle: design and applications," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 33, no. 2, pp. A31-A50, 2016.
- 40) M. Chen, M. Kim, A. M. Wong, and G. V. Eleftheriades, "Huygens' metasurfaces from microwaves to optics: a review," Nanophotonics, vol. 7, no. 6, pp. 1207-1231, 2018.

---

### 執筆者



待鳥誠範  
先端技術研究所  
第2研究室

公知