

## 第5節 メタマテリアルフィルムを用いた光学迷彩

東京工業大学 雨宮 智宏

はじめに

光学迷彩とは、空間を伝搬する光が‘反射や位相ずれを起こすことなく’綺麗に迂回する状況を作り上げ、その内部に存在する物体を視覚から消す装置である。2006年に発表された「変換光学」の理論により、そのような装置を実現するためには、媒質の誘電率と透磁率に空間分布を持たせる必要があることが明らかになって以来、それらの値を自在に制御できるメタマテリアル技術への関心が高まった。本稿では、光学迷彩の基礎理論について簡単に触れた後、当グループで開発したメタマテリアルフィルムを用いた光学迷彩技術の解説を行う。

### 1. 光学迷彩の理論

本節では、変換光学 (Transformation optics) に基づく光学迷彩の理論を解説する。変換光学は、インベリアル・カレッジ・ロンドンの J. B. Pendry 教授らによって 2006 年に提案された手法であり<sup>1,2)</sup>、光学迷彩の理論としては古典ともいえるものであるが、理論の美しさ・設計の容易さという面から他の追随を許さない。メタマテリアルの動作周波数に律速される形で光学迷彩の動作帯も狭域になるという欠点があるものの、数多くの研究機関でその応用が取り組まれている。

変換光学では、はじめに 3 つの空間を準備する。1 つ目は真空空間と呼ばれるものであり、媒質で満たされていない平坦な空間である (図 1 参照)。2 つ目は数学空間と呼ばれる仮想の空間であり、媒質で満たされていないが、空間自体が歪んでいる (図 1, 2 参照)。3 つ目は媒質空間であり、平坦な空間を媒質で満たしたものである (図 2 参照)。これは、我々が普段目にする一般的な空間である。

我々が最終的に知りたいのは、「光学迷彩を実現するためには、媒質空間において、どのような誘電率と透磁率をもつ物質をどのような分布で配置するのか」ということである。変換光学では、上記 3 つの空間の対応関係を用いることで、比較的容易にその答えにたどり着くことができる。

#### 1.1 光学迷彩の形状を決める (真空空間 ⇔ 数学空間)

まず、真空空間から数学空間への変換プロセスを経ることで、光学迷彩の形状を決定する。例えば、図 1 のように平坦な空間の地面にある一点を各方向に引き延ばして、歪んだ数学空間を作ることを考える。数学空間の中央には場が存在しないため、その内部では各種物理現象は起こらない。そのため、この領域内部の物体は外界から隔離される。このような、空間の一点を引き伸ばすというアルゴリズムは汎用性があり、各方向に対して別々に空間を伸縮

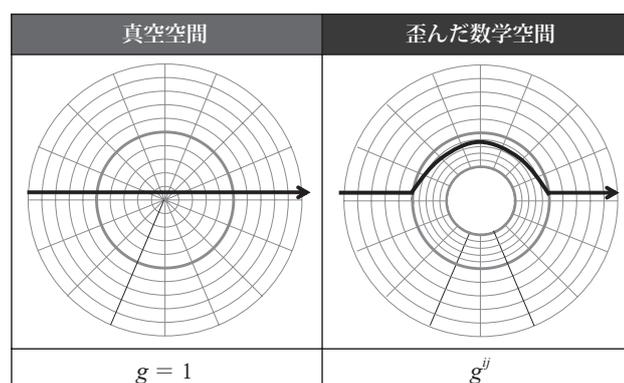


図 1 光学迷彩の形状を決める (真空空間 ⇔ 数学空間)

させると考えれば、様々な形状の光学迷彩が実現可能である。

数学空間の計量テンソル  $\mathbf{g}$  は、真空空間の計量テンソル  $\mathbf{g}'$  と座標変換行列  $\mathbf{\Lambda}$  を用いて、以下のように与えられる。

$$\mathbf{g} = \mathbf{\Lambda}^{-T} \mathbf{g}' \mathbf{\Lambda}^{-1} \quad (1)$$

まず、真空空間の計量テンソル  $\mathbf{g}'$  は座標系を選択した時点で一意に決まる。加えて、前述のアルゴリズムに従って、極座標系  $(r, \theta, \varphi)$  において  $\theta, \varphi$  で指定される各方向に対して別々に  $r$  を伸縮させると考えると、座標変換行列  $\mathbf{\Lambda}$  についても簡単に計算できる。以上により、数学空間の計量テンソル  $\mathbf{g}$  を即座に求めることができる。

## 1.2 光学迷彩に必要な誘電率と透磁率を求める (数学空間 $\leftrightarrow$ 媒質空間)

次に、数学空間から媒質空間への変換プロセスを経ることで、光学迷彩を実現するための誘電率および透磁率の空間分布を求める (図 2)。そのためには、Maxwell 方程式において、「歪んだ数学空間における光の軌跡」と「屈折率 (誘電率と透磁率) が変化している媒質空間における光の軌跡」が全く同じ形になるような条件を導く必要がある。

歪んだ空間の Maxwell 方程式は、電場  $E$ 、磁場  $H$  を共変ベクトルの形で表した場合、以下の式で与えられる<sup>3)</sup>。

$$\begin{aligned} (\sqrt{g} g^{ij} E_j)_{,i} &= \frac{\sqrt{g} \rho}{\epsilon_0}, & (\sqrt{g} g^{ij} H_j)_{,i} &= 0, \\ [ijk] E_{k,j} &= -\mu_0 \frac{\partial (\pm \sqrt{g} g^{ij} H_j)}{\partial t}, \\ [ijk] H_{k,j} &= \epsilon_0 \frac{\partial (\pm \sqrt{g} g^{ij} E_j)}{\partial t} \pm \sqrt{g} j^i \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 $g^{ij}$  は数学空間の計量テンソル、 $g$  は  $g^{ij}$  の行列式、 $[ijk]$  はレヴィ=チヴィタの完全反対称テンソルである。

一方、媒質空間における Maxwell 方程式は、

$$\begin{aligned} (\sqrt{\gamma} D^i)_{,i} &= \sqrt{\gamma} \bar{\rho}, & (\sqrt{\gamma} B^i)_{,i} &= 0, \\ [ijk] E_{k,j} &= -\frac{\partial (\sqrt{\gamma} B^i)}{\partial t}, \\ [ijk] H_{k,j} &= \frac{\partial (\sqrt{\gamma} D^i)}{\partial t} + \sqrt{\gamma} J^i \\ (D^i &= \epsilon_0 \epsilon^{ij} E_j, & B^i &= \mu_0 \mu^{ij} H_j) \end{aligned} \quad (3)$$

で与えられる。ここで、 $\gamma^{ij}$  は媒質空間における計量テンソルであり、平たん計量であることから座標系を選択した時点で一意に決定される ( $\gamma$  は  $\gamma^{ij}$  の行列式である)。また、 $\epsilon^{ij}$  と  $\mu^{ij}$  は、各々、媒質の誘電率テンソル、透磁率テン

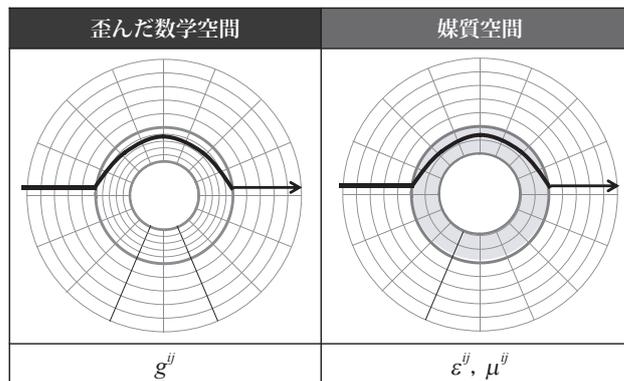


図 2 光学迷彩に必要な誘電率と透磁率を求める (数学空間  $\leftrightarrow$  媒質空間)

ソルである。このとき、「平坦な媒質空間における媒質の誘電率テンソル、透磁率テンソル」と「数学空間の計量テンソル」が、以下の関係式を満たすときに、式(6)と式(7)は完全に一致をみる。

$$\varepsilon^{ij} = \mu^{ij} = \pm \frac{\sqrt{g}}{\sqrt{\gamma}} g^{ij} \quad (4)$$

つまり、媒質空間における誘電率分布・透磁率分布が式(9)のようになれば、数学空間における光の挙動を媒質空間においても再現できることになる。

### 1.3 実際に光学迷彩の設計を試みる

1.1および1.2の手順を、最終的に一つの式でまとめることにする。式(1)と式(4)により、次の式が導かれる。

$$\varepsilon = \mu = \frac{\sqrt{g'} \Lambda (g')^{-1} \Lambda^T}{\sqrt{\gamma} \det \Lambda} \quad (5)$$

これにより、「真空空間の計量テンソル  $g'$ 」「光学迷彩の形状を決定する座標変換行列  $\Lambda$ 」「媒質空間の計量テンソル  $\gamma$ 」の3つから、光学迷彩に必須となる媒質の誘電率テンソル  $\varepsilon$ 、透磁率テンソル  $\mu$  を求めることができる。

この理論をベースに、実際に光学迷彩の設計を行ってみる。まず二次元極座標系（円柱座標で電場が  $z$  軸に偏極し、磁場が直行する平面内に存在する系）において、空間の一点を各方向に同じ長さだけ引き延ばす一般座標変換  $(r, \theta, z) \rightarrow (r', \theta', z')$  を考える。このとき、座標変換行列は以下のように与えられる。

$$\Lambda = \text{diag}(R, 1, 1), \quad R = \frac{dr}{dr'} \quad (6)$$

ここで、 $r' = r$ として、例えば、図3aで与えられるような変換を仮定すればよい。各空間の計量は  $g' = \text{diag}(1, r'^2, 1)$ 、 $\gamma' = \text{diag}(1, r^2, 1)$  で与えられることを考慮すると、円柱型の光学迷彩を実現するための誘電率テンソルおよび透磁率テンソルは以下で与えられる。

$$\varepsilon^i_j = \mu^i_j = \text{diag}\left(R \frac{r'}{r}, \frac{r}{r'R}, \frac{r'}{rR}\right) \quad (7)$$

これらの設計に基づき、媒質の誘電率テンソルおよび透磁率テンソルを空間的に変化させて解析を行った結果を図3bに示す。適切に設計された光学迷彩周囲では、いずれの方向から入射した電磁場もその部分を迂回するような挙動を示すことがわかる。

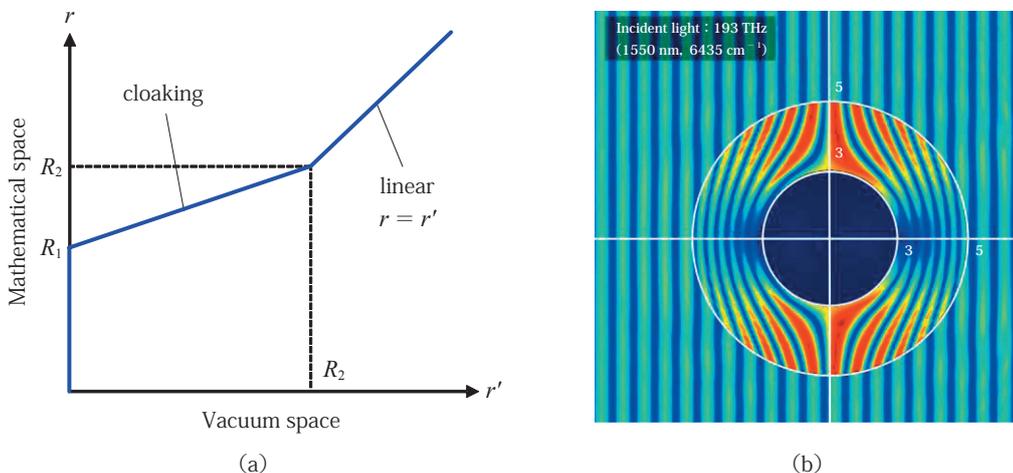


図3 実際に光学迷彩の設計を試みる

## 2. 光学迷彩のために必要な技術

光学迷彩を実現するためには、適切な誘電率及び透磁率をもつ異方性物質を適切な位置に配置することが必要不可欠となる。しかしながら、誘電率や透磁率は物質固有の値であるため、何らかの手法により、これらの値を人工的に変化させなければならない。そのために作られた人工物質を総称して、メタマテリアル (Metamaterial) と呼ぶ。メタマテリアルは、平たく言えば「金属/誘電体で構成された電気回路 (RLC 回路) の集合体」である。電磁波の周波数が回路の共振周波数に一致すると、RLC 回路内に強い自由電子の振動が現れ、それに伴って回路周囲の電磁界分布が大きく変化する。これらの空間的に偏った電磁界分布をマクロ的な電気分極・磁気分極とみなすことで、誘電率・透磁率の値を人工的に変化させることが可能となる<sup>4)</sup>。

2 節の式 (5) から、所望の光学迷彩を実現するための誘電率・透磁率の空間分布は予め分かっているので、それらの値を持つメタマテリアルを準備した上で設計どおりに空間に配置すれば、光学迷彩を実現することができ、現在までに、様々な周波数帯域において光学迷彩が実現されている。しかしながら、マイクロ波のような低周波での光学迷彩に比べて、近赤外/可視光のような高周波での光学迷彩は実現が難しく、特に、「3次元実装」と「誘電率・透磁率の高精細な制御」の二点が課題となる。本節では、それらの解決へ向けて、当グループが行っている手法を述べる。

### 2.1 メタマテリアルの3次元実装

可視・赤外のような高周波帯で動作するメタマテリアルを用いて不可視化を目指す場合、数 100 nm 程度の金属構造体を3次元的に配置することが必要不可欠となる。しかし、微細な金属構造体の作製手法としてよく用いられる“電子ビーム描画によるリフトオフプロセス”や“取束イオンビームによる金属ナノ加工”は、いずれも2次元平面内にメタマテリアルを実現する上では優れた技術であるものの、ビーム焦点距離の問題から3次元的な作製には適していない<sup>5)</sup>。また、フェムト秒レーザーによる2光子還元法を用いて金属を3次元析出させる手法なども考案されているが、これらは柔軟な3次元実装ができる反面、ビーム解像度の面から構造体の最小サイズが限定されるという問題を含む<sup>6)</sup>。

そこで、当グループでは、メタマテリアルの3次元配置を目的として、メタマテリアルを内包した有機薄膜フィルム (メタマテリアルフィルム) を三井化学と共同開発した<sup>7)</sup>。メタマテリアルフィルムの特徴は、膜厚 500 nm から 20  $\mu\text{m}$  の有機薄膜内に様々な種類のメタマテリアルを内包することで、所望の光学特性 (誘電率・透磁率) を持ったフレキシブルフィルムを実現できる点にある (図 4)。本フィルムを曲面に貼り付けると、それに沿った形でフィルム内部のメタマテリアルがセルフアラインに並ぶため、簡単に3次元配置が可能となる。

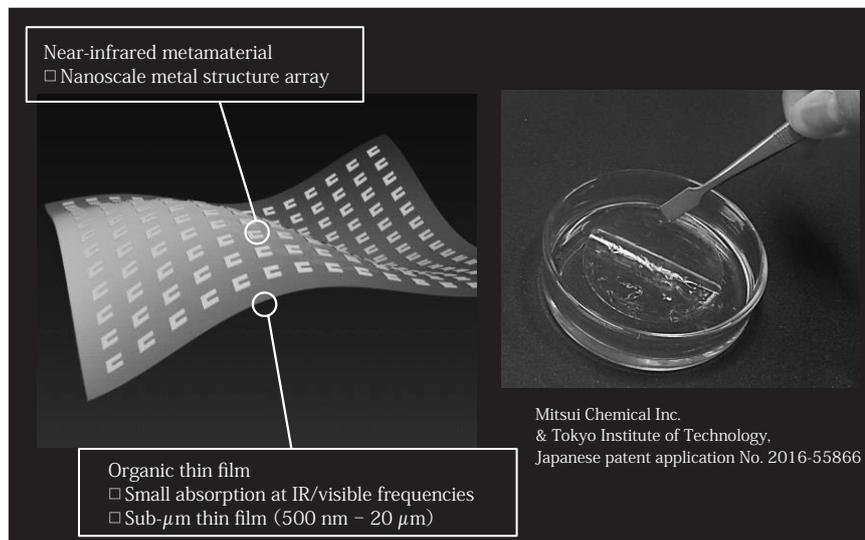


図 4 メタマテリアルフィルムの概要図と写真

メタマテリアルフィルム作製には、従来の2次元平面内にメタマテリアルを配置する手法を用いることができる。ホスト材料には、可視・近赤外全域に対して高い透明性を有するノルボルネン系のポリイミドである ECRIOS<sup>®</sup> をベースに本研究用途にカスタムしたポリマーを用いる。まず、支持基板上にポリイミドの前駆体であるポリアミド酸を塗布し、熱処理により硬化させる。その後、電子ビーム描画およびリフトオフプロセスを用いて、金属（主に Au, Ag など）から構成されるメタマテリアルを2次的に形成する。再度、ポリアミド酸を塗布・硬化させてメタマテリアルを埋め込んだ後、支持基板から剥離を行うことで完成となる。

できあがったメタマテリアルフィルムの誘電率および透磁率については、測定したフィルムの透過/反射スペクトルに理論フィッティングをかけることで、 $S$ パラメータ ( $S_{21}$ ,  $S_{11}$ ) の実部と虚部を推定した後、以下の式を用いることで、おおよその値を知ることができる<sup>8)</sup>。

$$\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\mu} = \frac{1}{kd} \operatorname{Arccos} \left[ \frac{1}{2S_{21}} (1 - S_{11}^2 + S_{21}^2) \right] \quad (8)$$

$$\frac{\sqrt{\mu}}{\sqrt{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}} \quad (9)$$

## 2.2 誘電率・透磁率を高精細に制御可能なメタマテリアル

一般的に、対象物を不可視化させる際には、その周囲の誘電率と透磁率の値を空間位置に対して極めて精細に制御することが要求される。前述したように、メタマテリアルは構成要素となる金属構造体を適切にデザインすることで、誘電率や透磁率の値を人工的に制御している。このとき、構造体の寸法に対して誘電率や透磁率の値が大きく変化してしまうと、精細な値の制御が困難となる。可視・赤外のような高周波帯で動作するメタマテリアル構造として、現在までに多分割スプリットリング共振器<sup>9)</sup>やフィッシュネット構造<sup>10)</sup>などが提案されているが、いずれも寸法が数ナノ変化しただけで透磁率が大きく変化するため、不可視化を実現する上で適当とはいえない。そこで、当グループでは、高周波において透磁率の値を精密に制御可能なメタマテリアル構造を提案している。

具体的なメタマテリアルの構造を図5aに示す。本構造は4本の金属細線を積層した井桁構造となっており、構造の中央がリアクタンス ( $L$ ) として、1層目と2層目の金属細線が重なっている箇所周辺がキャパシタンス ( $C$ ) として機能する。ここで、図5bに示すように、各層における金属構造体の寸法  $a$  を変化させると、 $L$  と  $C$  の値が相反

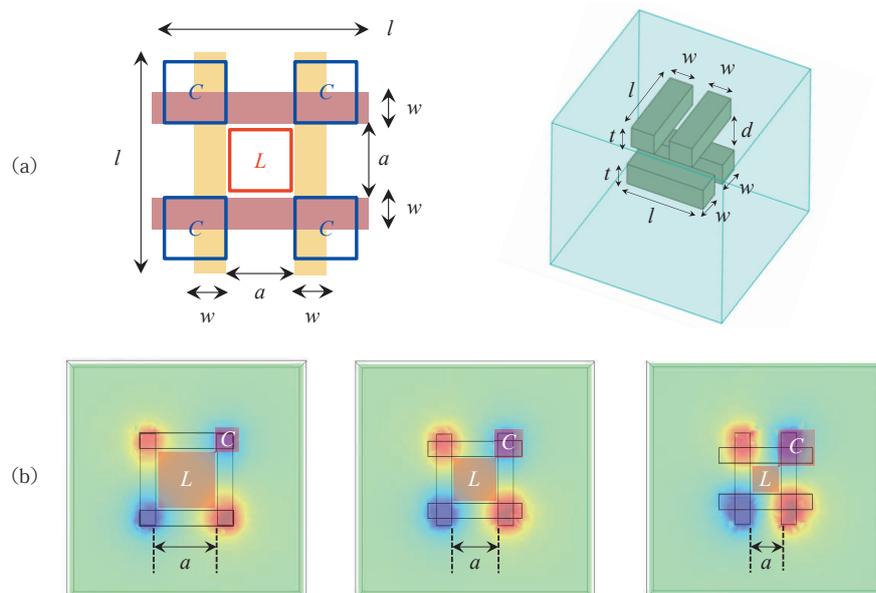


図5 (a) 井桁構造のメタマテリアル  
(b) 各層における金属構造体の寸法  $a$  を変化させると、 $L$  と  $C$  の値が相反して変化するため、透磁率の値を精密に制御可能

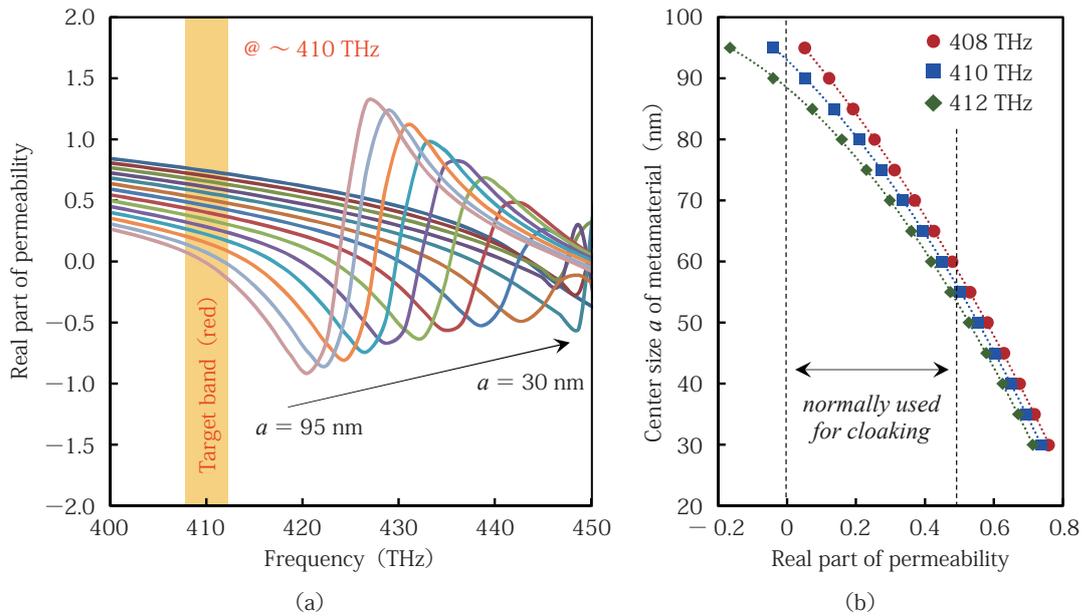


図6 (a) 可視（赤色）用に設計された井桁構造のメタマテリアルにおける透磁率の周波数依存性  
 (b) 410 THz 近傍での透磁率の構造依存性

して変化する。これにより、メタマテリアルの共振周波数  $\omega = 1/\sqrt{LC}$ （透磁率がもっとも大きく変化する周波数）は  $a$  に対して極めて小さい変化量を示すことになり、それはすなわち、寸法に対して透磁率を高精細に制御できることを意味する。

一例として、可視（赤色）用に設計された本メタマテリアルの理論特性を示す。図 6a は、透磁率の周波数依存性を示したものであり、寸法  $a$  を 45 nm から 95 nm まで変化させた際に、共振周波数は 30 THz 程度シフトした。本結果により、金属構造体の寸法に対して、極めて精細に共振周波数が変化していることが見て取れる。上記結果をもとに、透磁率を導出した結果を図 6b に示す。対象周波数を 410 THz に設定した場合、透磁率を 0 から 0.5 まで変化させるために、 $a$  には約 40 nm の変化幅が許容されており、これにより透磁率の値を高精細に変化させることが可能となる（一般的なメタマテリアル構造である多分割スプリットリング共振器を用いて同様の透磁率変化を得る場合、サイズとして 2-3 nm の変化幅しか許容されない）。

### 3. メタマテリアルフィルムを用いた光学迷彩の設計と評価

本節では、前述のメタマテリアルフィルムを用いて光学迷彩を実現する手法について、可視域（ $\sim 400$  THz）における評価と共に紹介する。メタマテリアルフィルムを用いた光学迷彩の実現手法の概要を図 7 に示す。本研究では、予めフィルム内に特定の誘電率・透磁率分布を持つようにメタマテリアルを内包させておき、それを対象に巻き付けることで光学迷彩を実現する。迷彩対象として円柱を仮定した場合、式 (7) から、フィルム内の誘電率・透磁率分布を以下の式で与えると、特定の偏光に対してフィルムを巻き付けた領域が透明化される。

$$\varepsilon_z = \left( \frac{R_2}{R_2 - R_1} \right)^2 \quad \mu_r = \left( \frac{\frac{t}{2\pi}\theta - R_1}{\frac{t}{2\pi}\theta} \right)^2 \quad \mu_\theta = 1 \quad (10)$$

$$x = \sqrt{\left( \frac{df}{d\theta} \right)^2 + \left( \frac{dg}{d\theta} \right)^2} d\theta \quad (11)$$

$$(f(\theta), g(\theta)) = \left( \frac{t}{2\pi}\theta \cos\theta, \frac{t}{2\pi}\theta \sin\theta \right)$$

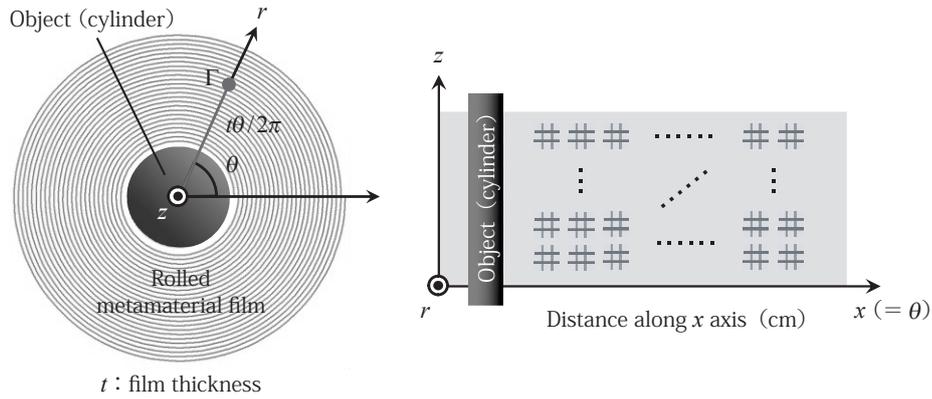


図7 メタマテリアルフィルムを用いた不可視化の概要：あらかじめフィルム内に特定の誘電率と透磁率分布をもつように井桁構造のメタマテリアルを内包させておき、それを対象物に巻きつける

ここで、 $\epsilon_z$ 、 $\mu_r$ はフィルム内の誘電率と透磁率、 $t$ はフィルム膜厚、 $R_1$ は円柱の直径、 $R_2$ は円柱にフィルムを巻き付けたときの直径である。図8aに、赤色帯域（～410 THz）において直径50  $\mu\text{m}$ の円柱形状の対象物を不可視化するための、フィルム内の誘電率・透磁率分布を示す（本計算では、メタマテリアルフィルムの膜厚は725 nm、円柱への巻き数は50と仮定した）。この状況下では、誘電率はフィルムのマトリクス材料とほぼ同等（= 2.25）となることから、透磁率のみメタマテリアルを用いて変化させればよいことになる。

上記の透磁率分布を実現するために、フィルム内に予め分布させるべきメタマテリアルの寸法を図8bに示す。本研究では、金属細線の間隔 $a$ のみを変化させており、その他のパラメータは一定値とした（図5参照）。これにより、金属細線の間隔 $a$ をフィルム内における位置 $x$ に対して、ほぼ線形に変化させればよいことが分かる。

上記設計に基づいて、実際にメタマテリアルフィルムを作製した（井桁構造のメタマテリアルを作製する際には、電子ビーム描画装置の位置合わせ露光を用いている）。金属細線の間隔 $a$ については、フィルム内を各ブロックに分けて、1 nmずつ変化させることで、図8bの分布に近づくように設計した。できあがったメタマテリアルフィルムは、直径50  $\mu\text{m}$ のタングステンワイヤとともにスライドガラスに挟み、滑走させることで巻きつけを行った。

金属パターン（本研究では東工大のロゴマーク）が形成された透明基板の上部に前述のデバイスを配置し、顕微分光によるイメージングを行った結果を図9aに示す。設計周波数（410 THz）近傍において、巻きつけられたメタマテリアルフィルムが不可視化に寄与し、タングステンワイヤ下部のパターンが観測できている（イメージング画像の各領域におけるスペクトル測定結果も併せて図9bに示す）。本結果は、図9cのように入射光が迂回して、金属パターンが形成された透明基板に焦点を結んでいることを示唆している。逆に、設計周波数外においては、巻きつけられたメタマテリアルフィルムが機能せず、図9dのように入射光がタングステンワイヤで散乱されていることが見て取れた。

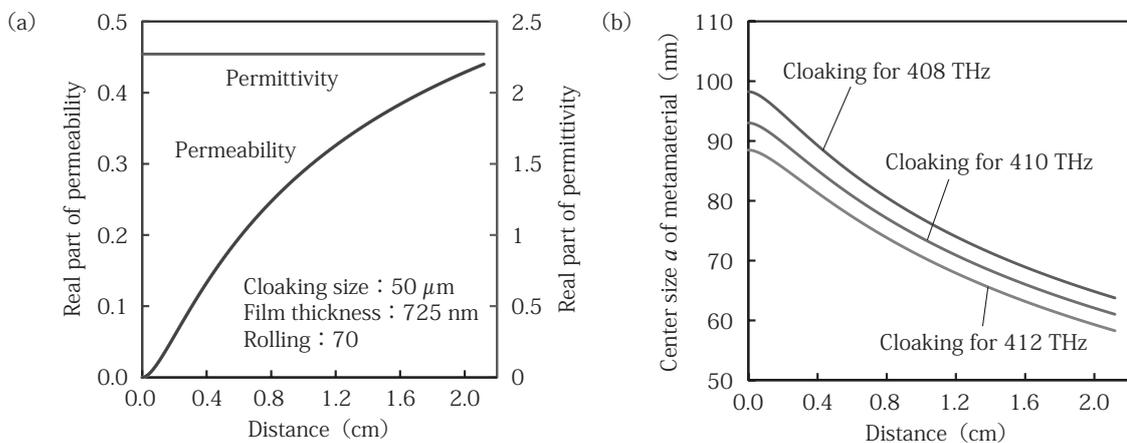


図8 (a) 可視域において直径50  $\mu\text{m}$ の円柱形状の対象物を透明化するための、フィルム内の透磁率分布  
(b) 必要な透磁率分布を実現するために、あらかじめフィルム内に内包すべき井桁構造のメタマテリアルの寸法

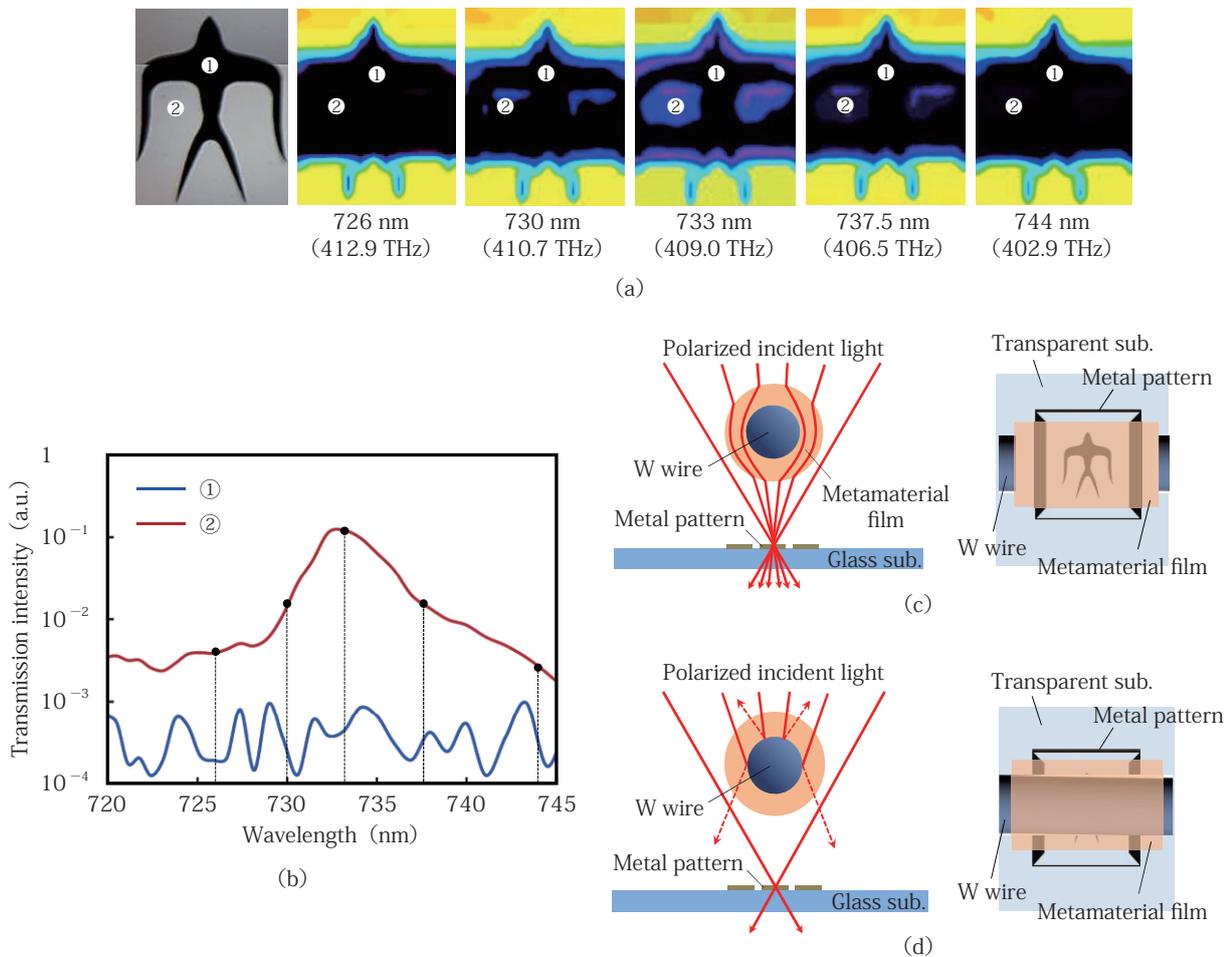


図9 メタマテリアルフィルムによる不可視化：(a) 金属パターン（本研究では東工大のロゴマーク）が形成された透明基板の上部に前述のデバイスを配置し、顕微分光によるイメージングを行った結果、(b) イメージング画像の各領域におけるスペクトル測定結果、(c) 設計周波数における光の軌跡、(d) 設計周波数外における光の軌跡

### おわりに

本節では、変換光学の理論を簡単に解説するとともに、光学迷彩実現へ向けて強力なツールとなるメタマテリアルフィルムを紹介した。メタマテリアルフィルムの特徴は、有機薄膜内にメタマテリアルを内包することで、所望の光学特性を持ったフィルムを実現できる点にある。本フィルムを対象サンプルの周囲に巻きつけるだけで、光学迷彩に必要な誘電率・透磁率の3次元分布を、比較的簡単に作り出すことが可能となる。

### 文 献

- 1) J. B. Pendry et al., "Controlling Electromagnetic Fields", Science 312, 1780 (2006)
- 2) U. Leonhardt and T. G. Philbin, Geometry and Light: The Science of Invisibility, Dover Books on Physics (2012)
- 3) エリ・デ・ランダウ, イェ・エム・リフシッツ, 場の古典論, 東京図書株式会社, pp. 285-287 (2010)
- 4) S. A. Ramakrishna and T. M. Grzegorzczak, Physics and Applications of Negative Refractive Index Materials, CRC Press and SPIE Press (2008)
- 5) X. Ni, Z. J. Wong, M. Mrejen, Y. Wang, and X. Zhang, "An ultrathin invisibility skin cloak for visible light", Science, vol. 349, no. 6254, pp. 1310-1314 (2015)
- 6) T. Ergin, N. Stenger, P. Brenner, J. B. Pendry, and M. Wegener, "Three-Dimensional Invisibility Cloak at Optical Wavelengths", Science, vol. 328, 337 (2010)

- 7) 浦上達宣, 岡崎真喜, 福川健一, 雨宮智宏, “メタマテリアルフィルム及びその製造方法”, 特願 2016-55866
- 8) D. R. Smith, D. C. Vier, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis, “Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials”, *Phys. Rev. E*, vol. 71, 036617 (2005)
- 9) C. Enkrich, M. Wegener, S. Linden, S. Burger, L. Zschiedrich, F. Schmidt, J. F. Zhou, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis, “Magnetic Metamaterials at Telecommunication and Visible Frequencies”, *Phys. Rev. Lett.* 95, 203901 (2005)
- 10) C. García-Meca, J. Hurtado, J. Martí, A. Martínez, W. Dickson, and A. V. Zayats, “Low-Loss Multilayered Metamaterial Exhibiting a Negative Index of Refraction at Visible Wavelengths”, *Phys. Rev. Lett.* 106, 067402 (2011)