

(208) 光エレクトロニクス

人工誘電体メタルスリットアレイの積層構造の光学共鳴特性

Optical resonance properties of stacked artificial dielectric systems composed of metallic sub-wavelength slit arrays

渡辺 将伍[†], 坂口 浩一郎^{††}, 徳田 安紀^{††}

Shogo Watanabe,[†] Koichiro Sakaguchi,^{††} Yasunori Tokuda^{††}

[†]岡山県立大学大学院 情報系工学研究科 システム工学専攻

^{††}岡山県立大学 情報工学部 情報通信工学科

1 はじめに

入射波長より短い構造体を規則的に配置した人工構造体であるメタマテリアルは、自然界では見られない不思議な物理現象を示すことから基礎科学の観点からも応用技術の観点からも強い関心を集めている[1,2]. 一方、電磁波のテラヘルツ (THz) 帯は、未開拓の周波数領域であり、その利用に関して活発な研究開発が行われている[3].

金属板に周期的に溝を切ったメタルスリットアレイは、そのスリット周期が電磁波の波長より短いときメタマテリアルの一種とみなせ、たとえその体積のほとんどを金属が占めていても誘電体のような性質を示し、その等価屈折率は原理的には構造パラメータのみで 0 から ∞ までの全ての範囲で変えられる[4]. しかし、この擬似誘電体からなる積層構造の光学共鳴モードの振舞いは、必ずしもそれと等価な誘電体多層膜とは同じではない[5-8]. 我々は、このような人工誘電体系が示す特異な性質を利用して THz 波を制御する新たな機能を創出することを目指している[9-12]. 本研究では、メタルスリットアレイで空気層を挟んだ二段構造の透過特性のスリット幅依存性をシミュレーションを用いて調べ、共鳴モードの振舞いに対する物理的メカニズムを明らかにした.

2 構造とシミュレーション方法

図 1(a)と 1(c)は、それぞれ、メタルスリットアレイの単体および二段構造を示す. ここで、板厚を h , スリット周期を d , スリット幅を w , 上下のアレイ間のエアギャップを s とした. 本研究では、時間領域有限差分 (Finite-Difference Time-Domain: FDTD) 法を用いて、金属部を完全導体と仮定し、垂直入射に対する透過特性のエアギャップ依存性をいろいろなスリット幅に対してシミュレーションした.

また、図 1(b)と 1(d)は、それぞれ、図 1(a)と 1(c)に等価な厚さ t と屈折率 n をもった誘電体構造を示す. 通常の誘電体多層膜の透過特性は Transfer Matrix 法を用いて計算した[13].

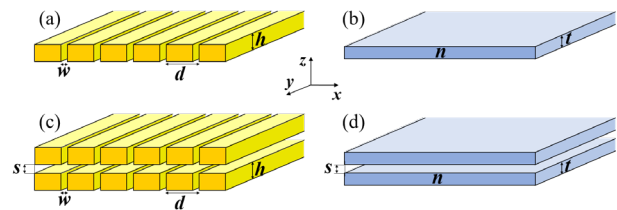


図 1 メタルスリットアレイと誘電体の単層構造(a, b)と二段積層構造(c, d)

3 単層構造の透過特性

図 2(a)に $h = 1000 \mu\text{m}$, $d = 500 \mu\text{m}$, $w = 100 \mu\text{m}$ のメタルスリットアレイ単板の透過スペクトルを示す. 0.6 THz 以下の周波数領域で、Fabry-Perot 的な顕著な導波路共鳴モードがみられる. ここで、この 0.6 THz は波長 λ がスリット周期 $d (= 500 \mu\text{m})$ に一致するときの周波数、すなわち Rayleigh-Wood の回折限界周波数

$$f_{\text{RW}} = c/d \quad (1)$$

に対応している (c は真空中の光の速さ) [14].

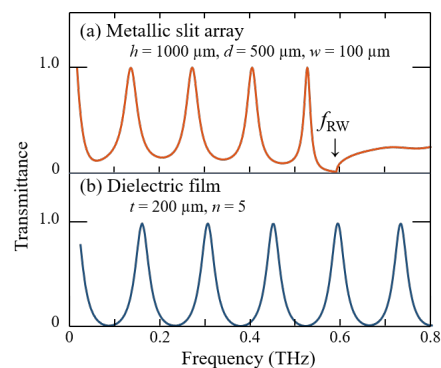


図 2 メタルスリットアレイ単板(a)と誘電体フィルム(b)の透過スペクトル

さらに、メタルスリットアレイの等価屈折率 n と等価膜厚 t は、それぞれ、

$$n = d/w, \quad (2)$$

$$t = h/n = hw/d \quad (3)$$

で与えられることが報告されている[4]. ここで, $h = 1000 \mu\text{m}$, $d = 500 \mu\text{m}$, $w = 100 \mu\text{m}$ に対しては $n = 5$, $t = 200 \mu\text{m}$ であり, 図 2(b)はその等価な誘電体膜に対する透過スペクトルを示す. 回折限界周波数 f_{RW} 以下での共鳴特性は図 2(a)とほぼ同じであり, 単体のメタルスリットアレイはスリットの回折限界周波数以下, すなわちメタマテリアル条件下で擬似的な誘電体とみなせることが確認できた.

4 積層構造の透過特性

4.1 共鳴モードのエアギャップ依存性

図 3(a)と 3(c)は, そのような擬似誘電体であるメタルスリットアレイで空気層を挟んだ図 1(c)のような構造に対して計算した透過スペクトルのエアギャップ幅 s 依存性を示す. 共に $h = 1000 \mu\text{m}$, $d = 500 \mu\text{m}$ で, スリット幅 w は図 3(a)が $100 \mu\text{m}$, 図 3(c)が $200 \mu\text{m}$ である. また, 図 3(b)と 3(d)は, それぞれ, 図 3(a)と 3(c)の積層構造に等価な図 1(d)で示した誘電体積層膜 ($n = 5, t = 200 \mu\text{m}$ と $n = 2.5, t = 400 \mu\text{m}$) に対する計算結果である.

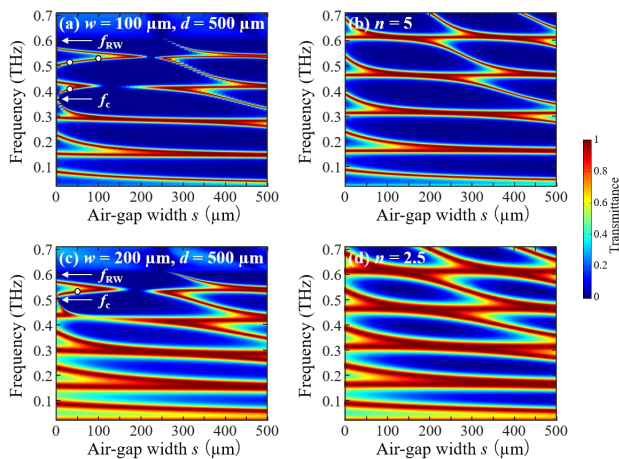


図 3 メタルスリットアレイの二段構造(a, c)とそれらに等価な誘電体多層構造(b, d)の透過スペクトルのエアギャップ幅依存性

まず, 図 2(a)の単板の場合と同様に, 回折限界周波数 f_{RW} である 0.6 THz 以下で, 顕著な Fabry-Perot 的な導波路共鳴モードが見られることが分かる. また, その共鳴ピークの幅は, 図 3(a)の方が図 3(c)より狭いことが分かる. この結果は, 図 3(b)と 3(d)の等価な誘電体多層膜の結果と一致しており, メタルスリットアレイの等価屈折率の違いが反映されていることが確認できた[8].

しかしながら, 図 3(a)では 0.38 THz 以上, 図 3(c)では 0.50 THz 以上の周波数領域では, 共鳴モードの振舞いは対応する誘電体多層膜とは明らかに異なっている. すなわち, 図 3(a)では 4 次と 6 次の偶数次モードは, エアギャップが広がるにつれ, その周波

数が高くなっている, すなわちブルーシフトしていることが分かる. また, 図 3(c)では, 4 次モードは通常のレッドシフトを示しているが, 6 次モードはブルーシフトしていることが分かる.

さらに, 図 3(a)における s が 125 と $220 \mu\text{m}$ 付近と図 3(c)における s が $190 \mu\text{m}$ 付近でみられるモード消失現象は, ブルーシフトした偶数次モードがその上の奇数次モードにぶつかり破壊的な干渉を起こして生じている[6].

4.2 ブルーシフトに対する臨界周波数

ここで, 偶数次モードがブルーシフトを示す臨界周波数を f_c とし, その値を正確に求めるために, ほんの少しだけギャップを開いた状態に対する透過スペクトルの計算を行った. 図 4 に, $h = 1000 \mu\text{m}$, $d = 500 \mu\text{m}$ で, いろいろなスリット幅 w に対して $s = 0.4 \mu\text{m}$ で計算した結果を示す.

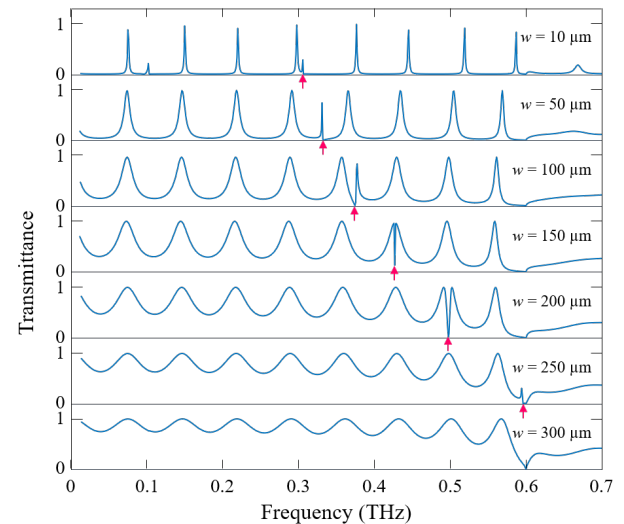


図 4 透過スペクトルのスリット幅依存性 ($s = 0.4 \mu\text{m}$)

図中に矢印で示したように, w が 10 から $250 \mu\text{m}$ のスペクトルにおいては明らかに異常なディップが見られ, これが臨界周波数 f_c に対応している. その周波数は w が広がるにつれて上昇し, w がスリット周期 d の半分の $250 \mu\text{m}$ で 0.6 THz , すなわち回折限界周波数 f_{RW} にほぼ一致する. そして, $w = 300 \mu\text{m}$ では f_c は f_{RW} を超えるため確認できなくなる. 一方, w が 0 に近づけば, f_c は 0.3 THz , すなわち, $f_{\text{RW}}/2$ に限りなく近づくことが予想される.

ここで, この臨界周波数 f_c は

$$f_c = c/2(d - w) \quad (4)$$

で表されることが報告されている[8]. 図 5 は, 式(4)と, 図 4 のスペクトルから読みとった f_c の値をプロットしたもので, 全ての w の値に対して極めてよく一致していることが分かる.

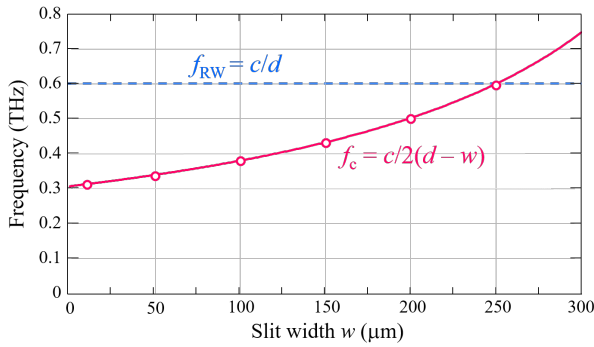


図5 偶数次モードのブルーシフトに対する臨界周波数 f_c のスリット幅依存性

4.3 共鳴モードのフィールド分布

次に、臨界周波数 f_c に関する式(4)の物理的意味を視覚的に理解するために、FDTD シミュレーションにより磁場の振幅分布 H_y を計算した。図6に、図3(a)と3(c)において白丸でマークした4点に対する計算結果を示す。

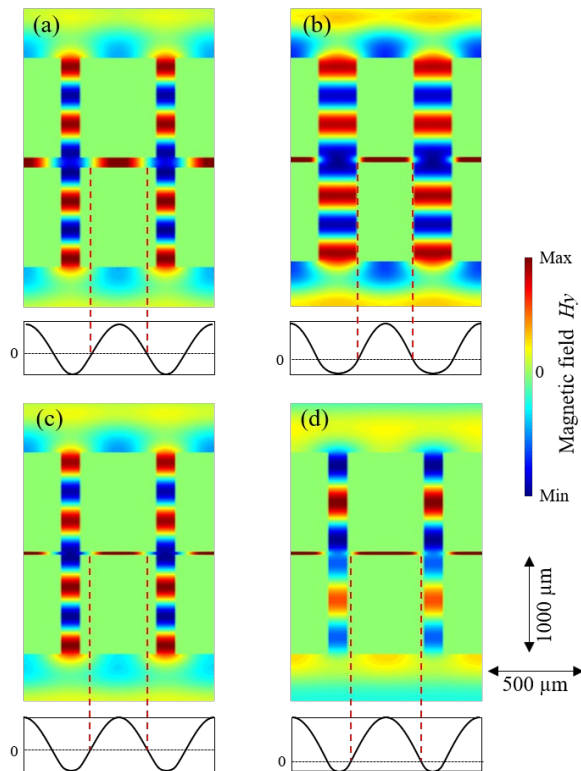


図6 磁場分布. (a) $w = 100 \mu\text{m}$, $s = 100 \mu\text{m}$, $f = 0.519 \text{ THz}$, (b) $w = 200 \mu\text{m}$, $s = 50 \mu\text{m}$, $f = 0.519 \text{ THz}$, (c) $w = 100 \mu\text{m}$, $s = 30 \mu\text{m}$, $f = 0.507 \text{ THz}$, (d) $w = 100 \mu\text{m}$, $s = 30 \mu\text{m}$, $f = 0.401 \text{ THz}$.

ここで、偶数次モードのブルーシフトに対する臨界波長を λ_c とするととき、式(4)は、

$$\lambda_c/2 = d - w \quad (5)$$

と書き換えられる。式(5)は、ブルーシフトが生じるためには、共鳴波長の半分が金属で挟まれた導波

路部分に収まる必要があることを意味している。したがって、 f_c からより高く離れた共鳴モードほどその半波長は金属の部分の長さ $d - w$ よりより短くなり、分布の節の位置はスリット繋ぐ横方向の導波路内に入り込むことが予想される。

ここで、図6(a)と6(b)は、それぞれ、図3(a)と3(c)に白丸で示した共に周波数が 0.519 THz の6次モードに対する共鳴状態を示す。しかし、図6(a)の方が f_c が低いため、言い換えれば w が小さく金属で挟まれた部分が長い、分布の節の位置は導波路内に深く入り込んでいることが確認できる。また、図6(a)と6(c)は、共に $w = 100 \mu\text{m}$ の6次モードに対する分布であるが、図3(a)の白丸の位置から分かるように s が小さい6(c)の方が共鳴周波数は低くなるため、分布の節の位置はより導波路端に近づいていることが分かる。さらに、図6(c)と6(d)は、共に $w = 100 \mu\text{m}$ で、 s も $30 \mu\text{m}$ と同じであるが、それぞれ、6次モードと4次モードに対するもので、共鳴周波数が f_c により近い4次モードの方が分布の節の位置はさらに導波路端に近づいていることが分かる。

なお、図6において各磁場分布図の下に示したグラフはスリットを繋ぐ導波路の横中央での磁場の振幅強度を示す。このグラフから読み取った節間の長さは、(a)と(b)が $292 \mu\text{m}$ 、(c)が $296 \mu\text{m}$ 、(d)が $372 \mu\text{m}$ であり、それぞれ、共鳴周波数から求めた半波長 289 、 295 および $374 \mu\text{m}$ と極めてよく一致した。

5 まとめ

スリットの回折限界周波数以下で擬似的な誘電体とみなせるメタルスリットアレイからなる積層構造の透過特性のスリット幅依存性についてシミュレーションを用いて調べた。多段化したときに生じる偶数次モードのブルーシフトに対する臨界周波をスペクトルから正確に求め、予想される式に極めて良く一致することを示した。さらに、共鳴状態の磁場分布の計算から視覚的に式の意味を説明した。

謝辞

本研究の一部はJSPS 科研費 JP16K04982 助成を受けて行った。

参考文献

- [1] T. W. Ebbesen et al., Nature **391**, 667 (1998).
- [2] J. B. Pendry, Phys. Rev. Lett. **85**, 3996 (2000).
- [3] 萩行正憲, 応用物理 **81**, 271 (2012).
- [4] J. T. Shen, P. B. Catrysse, and S. Fan, Phys. Rev. Lett. **94**, 197401 (2005).
- [5] Y. Tokuda, K. Sakaguchi, K. Takano, T. Fukushima, and M. Hangyo, J. Appl. Phys. **115**, 243104 (2014).

- [6] Y. Tokuda, K. Sakaguchi, K. Takano, Y. Yamaguchi, and T. Fukushima, Appl. Phys. Express **9**, 032201 (2016).
- [7] Y. Tokuda, K. Sakaguchi, Y. Yamaguchi, and K. Takano, AIP Adv. **7**, 035209 (2017).
- [8] Y. Tokuda, K. Takano, K. Sakaguchi, K. Kato, M. Nakajima, and K. Akiyama, J. Appl. Phys. **123**, 183102 (2018).
- [9] Y. Tokuda, H. Takaiwa, K. Sakaguchi, Y. Yakiyama, K. Takano, K. Akiyama, T. Fukushima, and M. Hangyo, Appl. Phys. Express **5**, 042502 (2012).
- [10] Y. Tokuda, K. Sakaguchi, T. Nishihara, K. Takano, T. Fukushima, and M. Hangyo, Appl. Phys. Express **6**, 062602 (2013).
- [11] Y. Tokuda, K. Takano, Y. Yamaguchi, K. Sakaguchi, and M. Nakajima, Jpn. J. Appl. Phys. **56**, 030306 (2017).
- [12] Y. Tokuda, K. Takano, K. Sakaguchi, K. Kato, M. Nakajima, and K. Akiyama, AIP Adv. **8**, 095305 (2018).
- [13] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, 7th (expanded) ed. (Cambridge University Press, UK, 1999).
- [14] B. Hou, J. Mei, M. Ke, W. Wen, Z. Liu, J. Shi, and P. Sheng, Phys. Rev. B, **76**, 054303 (2007).