

研究トピックス



人工材料・複合材料を用いた 電磁メタマテリアルの開発

Development of electromagnetic metamaterials by use of
artificial and granular composite materials

広島大学大学院教育学研究科 蔦岡 孝則

〒739-78524 広島県東広島市鏡山 1-1-1,

e-mail: tsutaok@hiroshima-u.ac.jp

1. はじめに

ラジオ波帯(RF)からミリ波、及び赤外から可視光領域における電磁場制御を目的として、これらの周波数領域で負の誘電率 (ENG : Epsilon Negative) , あるいは負の透磁率 (MNG: Mu Negative) を有する材料 (SNG : Single Negative) , 及びこれらを組み合わせて特定の周波数領域で同時に負の誘電率と透磁率(DNG : Double Negative)を実現する材料 (電磁メタマテリアル) が注目され、多くの研究がなされている。中でも、RF帯からマイクロ波の領域においては、電磁遮蔽や電波吸収をはじめとする電磁環境技術 (EMC技術) への応用を目指して、これらメタマテリアルを用いた周波数選択遮蔽や電波吸収体の超広帯域化、さらには超薄型構造で完全電波吸収体や空間フィルターを実現するメタ表面 (Meta -surface) 技術が検討されている[1-5]。

本稿では、電磁メタマテリアルの概要と、人工材料及び粒子分散型複合材料を用いた SNG・DNG メタマテリアルの電磁気特性について述べる。

2. 電磁メタマテリアル

空気中や各種誘電体・磁性体中を伝搬する電磁波の伝搬特性(位相や振幅、速度等)は、これら材料(媒質)の誘電率・透磁率によって決定される。媒質の誘電率・透磁率を、真空中の値で規格化した複素比誘電率 $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$ と複素比透磁率 $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$ で表示すると、実数部(ϵ_r' と μ_r')が伝搬特性を、虚数部(ϵ_r'' と μ_r'')が減衰特性を表す。図1に示すように、媒質を ϵ_r と μ_r (実部と考えると良い)の符号で分類すると、 ϵ_r と μ_r が同符号のIとIII、及び異符号のII

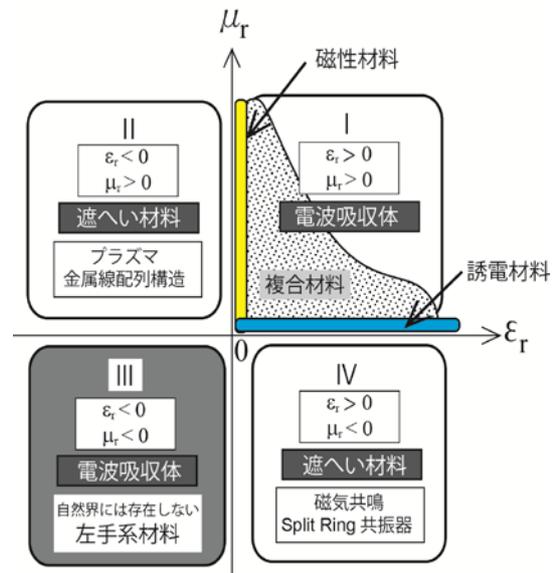


図1: 透磁率 μ_r と誘電率 ϵ_r で分類した材料の電磁特性

とIVに分けられる[6]。媒質II、IVでは ϵ_r' あるいは μ_r' の一方が負であるため、電磁波は減衰波(エバネセント波)となり媒質中を伝搬しない。これらの媒質は自然界に存在し、媒質IIIは金属や、電離層等のプラズマが、媒質IVは強磁性体の磁気共鳴周波数における負の透磁率が相当する。媒質IIの金属線配列構造は負の誘電率を示す人工材料の一種である[7]。媒質IVは金属パターンを用いたSplit Ring共振器で人工的に実現されている[6]。しかしながら、同時に負の誘電率と透磁率を有する媒質IIIは自然界には存在が知られていない。これら4つの状態の内、電磁波が伝搬可能なのは領域IとIIIであるが、領域IIIは伝搬する電磁波の位相速度が領域Iとは逆方向であり、このため負の屈折率など特異な性質が得られる[6]。この特性は左手

系と呼ばれ、金属線配列材とSplit Ring共振器を組み合わせて負の屈折率特性が実証されている[6]。

3. 人工材料を用いた電磁メタマテリアル

3-1. 金属線配列構造による負の誘電率

金属細線を周期配列した構造体(Metal Wire Array)は、負の誘電率特性(ENG)を有するメタマテリアルとなる[5]。金属線配列構造体は、金属細線を保持するために誘電体フィルム等で挟んだ構造にするため、均一媒質としてみた場合の誘電率、透磁率は誘電体フィルムの効果を考慮する必要がある。

無限長金属線で近似できる長金属線配列構造は、図2(b)に示すような、特定の周波数以下で誘電率の実数部 ϵ_r' が負となるドルーデ(Drude)型の誘電率スペクトルを示す[7]。一方、虚数部はほぼゼロであり複素誘電率は、 ω を角周波数とすると以下の式で記述できる。

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' = A \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \quad (1)$$

ここで、 A は定数、 ω_p は等価プラズマ振動数で、金属細線の直径を d 、中心間の距離を a 、誘電体シートの厚みと誘電率をそれぞれ b 、 ϵ_m とすると、

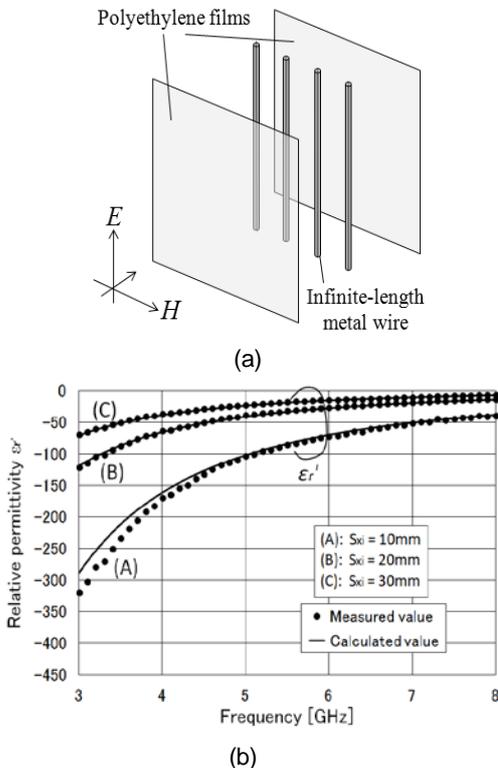


図 2: 長金属線配列構造体の構造と等価誘電率スペクトル

$$\omega_p^2 = \frac{1}{\epsilon_m b + d} \frac{2\pi c^2}{a} \frac{1}{\ln\left(\frac{a}{\pi d}\right)} \quad (2)$$

で与えられる[7]。

一方、短い金属線を等間隔に配置した短金属線配列構造体は、外部電場によって金属線に誘起される分極が特定の周波数で外部交番電場に共鳴するローレンツ(Lorentz)型の誘電率スペクトルを持ち、等価誘電率は以下の式で近似できる[8]。

$$\epsilon_r = \epsilon_a + \frac{K}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\Gamma\omega} \quad (3)$$

ここで、 ϵ_a 、 K は定数、 ω_0 は構造体の配列状態で決まる共鳴角振動数、 Γ はダンピング係数である。図3に短金属線配列構造体と、測定及び(3)式を用いて近似した等価誘電率スペクトルを示す[8]。図3(b)は、直径 275 μm 、長さ 25 mmの短金属線を 40 mmの間隔で縦横に配列した構造体の例であり、共鳴周波数 $f_0 = \omega_0/2\pi = 4.9$ GHzで虚数部 ϵ_r'' がピークを取り、 $f_0 \sim 7$ GHzで実数部 ϵ_r' が負の値を取る。伝送線路理論では、これら金属線配列構造体を含む金属パターンの周期配列構造は、線路に並列にインダクタンス L が挿入される回路で表され、

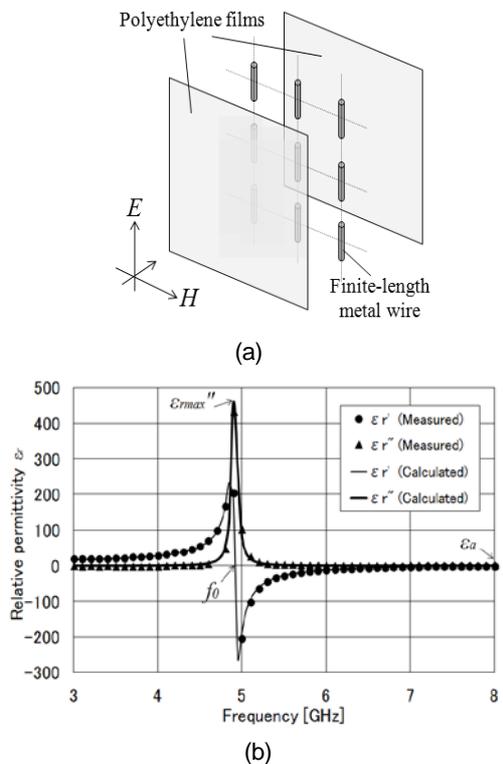


図 3: 短金属線配列構造体の構造と等価誘電率スペクトル

負の誘電率を持つ均一媒質として扱うことができる[5]。

3-2. 人工材料を用いた空間フィルター

金属パターンの EMC 技術への応用として、特定周波数帯のみ電磁波を透過させる空間フィルターがある。図 4 (a)は、ホールアレイと呼ばれる金属薄板 (厚み 0.012 mm) に等間隔で穴をあけた金属パターン構造体 (ホール半径 1.5 mm, 中心間距離 10 mm) を誘電体で挟んだメタマテリアル構造体であり、図に示すように、インダクタンス L とキャパシタンス C を線路に並列に挿入した等価回路で表すことができる[5]。本構造体に対するマイクロ波の透過・反射係数を図 4 (b)に示す[9]。低周波領域では反射係数 $\Gamma=1$ であり、電磁波は透過しないが、約 6 ~ 10 GHz の周波数領域で透過係数 $T=1$ となり、電磁波が透過する空間フィルター特性が得られる。

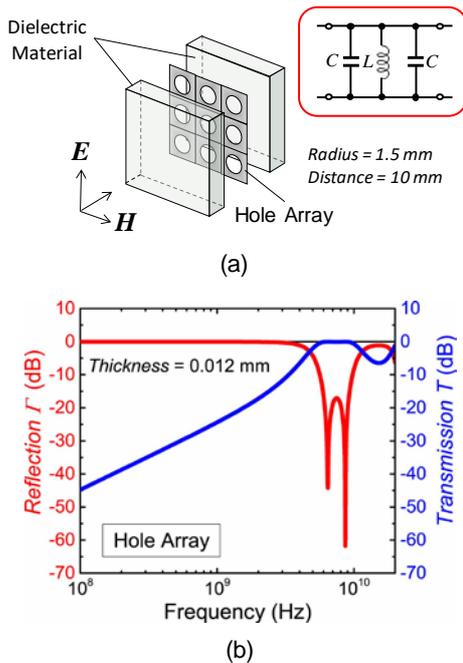


図 4: ホールアレイ構造体とそれを用いた空間フィルターの反射、透過特性

4. 複合材料技術を用いたメタマテリアル

4-1. 金属粒子と強磁性粒子のハイブリッド構造

粒子分散型複合材料で DNG 特性を実現する方法として、金属微粒子と磁性体微粒子を同時に絶縁体母材に分散させたハイブリッド複合材料が検討されている

[10-12]。図 5 にハイブリッド複合材料の構造を示す[11]。図には、ENG と MNG の概念図も示している。金属粒

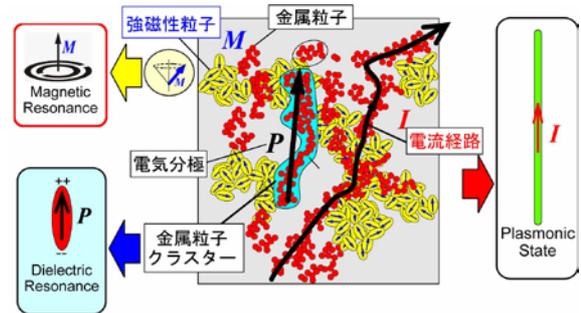
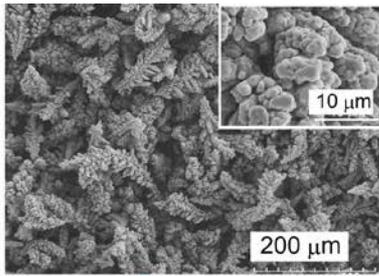


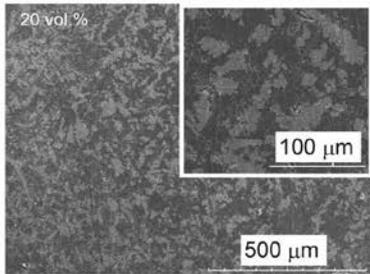
図 5: 粒子分散型複合材料による負の透磁率・誘電率の発現機構

子濃度を増加させると粒子同士が接触してクラスターが形成される。この時、粒子クラスターの結合により材料全体に電流経路が形成されるパーコレーション濃度 ϕ_c 以下では、電場が印加されると、孤立金属粒子あるいは孤立クラスターに分極 P 誘起され、複合材料は誘電的性質を示す。強磁性粒子は、絶縁体の場合には電氣的パーコレーションには関与せず、透磁率が磁性体粒子濃度とともに増加してゆく。そして、高周波では、磁気共鳴により透磁率に正、あるいは負の周波数分散が現れる。金属粒子濃度の増加によりハイブリッド複合材料がパーコレート相に移行すると、電氣的には金属状態となる。しかしながら、電流は結合したクラスターに沿ったいくつかの経路にしか流れないため、無限長金属繊維の配列構造によるメタマテリアルと同様の低周波プラズマ状態がランダムコンポジットで実現できることとなる。この際、孤立した金属粒子クラスターは、電気分極を持つので、誘電率には、ドルーデ型のプラズマ振動による分散と、ローレンツ型の誘電共鳴による分散とが重なったスペクトルが得られる。それゆえ、特性周波数以下でハイブリッド材料の誘電率実数部が負となる ENG 特性が実現できる。そして、この状態で、強磁性体微粒子が磁気共鳴による負の透磁率(MNG)を持たば、前述の ENG 特性との組み合わせにより DNG 複合材料が実現できる可能性がある。

4-2. 金属粒子のクラスター構造による負の誘電率



Cu 粒子
複合粒子サイズ: 数10μm
(a)



Cu 複合材料(20 Vol.%)
(b)

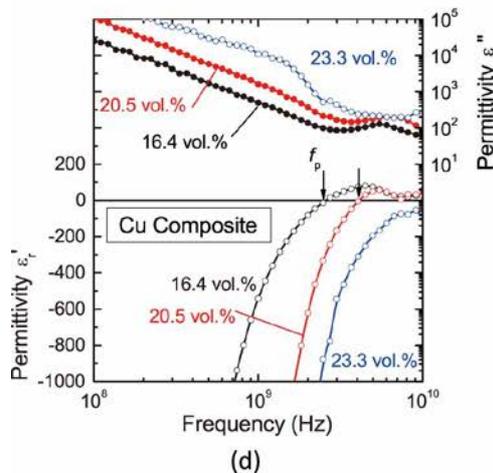
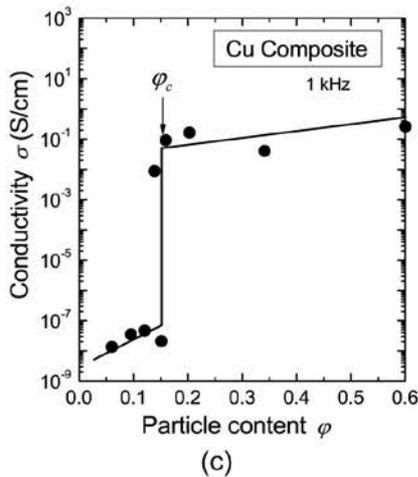


図6: 複合Cu粒子(a)及びCu複合材料(b)のSEM写真, Cu複合材料の導電率σのCu粒子濃度依存(c), 及びパーコレート相の誘電率スペクトル(d)

金属粒子のクラスター構造を利用したENG材料の例

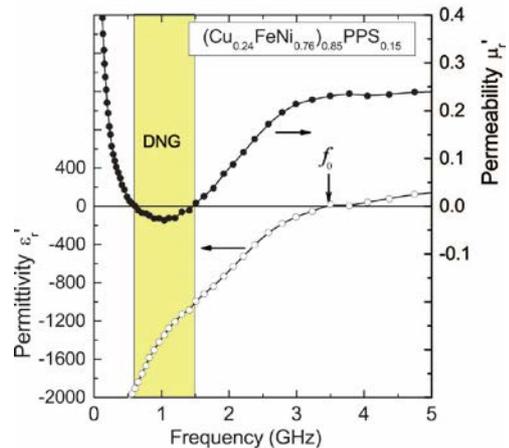
として、直径 2~5 μmの複合Cu粒子を樹脂中に分散させたCu複合材料について述べる[12]。図6は、複合Cu粒子と 20 vol.%複合材料のSEM写真((a)と(b)), 電気伝導率のCu粒子濃度依存(c), 及びパーコレート相の誘電率スペクトル(d)を示したものである。低濃度のCu複合材料は、導電率が 10^{-8} S/cmのオーダーの絶縁体であるが、Cu粒子濃度が 15 vol.%付近で導電率は急激に増加し 10^{-1} S/cmのオーダーとなる。そして、16 vol.%以上では負の誘電率を有するプラズマ媒質の性質を示し、周波数分散特性はドルーデモデルで記述できる。図6(d)では、数GHzに誘電率の実数部が負から正に変わる特性周波数 f_p が存在する。しかしながら、金属粒子複合材料では、金属線配列構造体とは異なり、ジュール損失が大きく媒質中での電磁波の減衰が顕著に表れる。

4-3. 金属/強磁性ハイブリッド構造による DNG

金属粒子と強磁性粒子のハイブリッド構造を用いたDNG複合材料の例として、CuとFeNi合金($Fe_{53}Ni_{47}$)をPPS樹脂中に複分散させたCu/FeNi ハイブリッド複合材料の透磁率・誘電率スペクトルについて述べる。



パーコレートしたクラスター
(a)



(b)

図7: Cu/FeNi 合金ハイブリッド複合材料のSEM写真(a), 及び透磁率, 誘電率スペクトル(DNG特性)(b)

図7(a)にCu/FeNi 複合材料のSEM写真を示す。Cu粒子, FeNi粒子, 及びPPS樹脂の体積分率 (Volume fraction) を添え字 x, y で表し, $(\text{Cu}_x\text{FeNi}_{1-x})_y\text{PPS}_{1-y}$ のように記述する。図7(a)は, 体積濃度がそれぞれ $x=0.1, y=0.85$ 組成の複合材料である。Cu/FeNi 複合材料は, FeNi合金が金属であるため, Cu粒子とFeNi粒子が結合したクラスター構造が電氣的パーコレート相を形成する。同図より, 孤立したCu/FeNiクラスターと, パーコレートしたクラスターが共存しているのがわかる。

図7(b)は, $x=0.24$ 組成の複合材料における透磁率と誘電率の実数部を示している。本Cu粒子濃度では, Cu/FeNi複合粒子がパーコレート相を構成し, 電気伝導率は 2.1 S/cm であり, 低周波プラズマが形成されて誘電率の実数部 ϵ' が 3.5 GHz 以下で負の値を取る[15]。また, 透磁率の実数部 μ' は, 約 $0.6\sim 1.5\text{GHz}$ で負の値をとる。FeNi合金のジャイロ磁気共鳴はXバンドに存在することが知られているので, 負の透磁率は分散したマイクロ粒子内の磁区構造(磁壁共鳴)に起因すると考えられる。これら2つの機構により透磁率が負となる周波数範囲でDNG特性が得られる。

5. おわりに

人工材料, 及び複合材料技術を利用して, RF帯からマイクロ波領域で負の誘電率・透磁率スペクトルを有する電磁メタマテリアルを構成する方法について述べた。人工材料による電磁メタマテリアルは, マイクロ波からミリ波領域で超薄型の電波吸収体や空間フィルタを構成するメタ表面技術として実用化を目指して現在活発に研究が進められている。一方, 粒子分散型複合材料を用いた電磁メタマテリアルを EMC 技術や電子デバイスに応用するためには, ENG, MNG, 及びDNGスペクトルを制御するための材料パラメータ, 誘電損失, 磁気損失, 導電損失等の影響とその制御方法の開発など, 基礎的な物性研究が今後さらに必要であると思われる。

参考文献

- [1] T. Tsutaoka, K. Hatakeyama, *IEICE Transaction on Communications*, E93-B (7), (2010) 1858-1861.
 [2] C.M. Watts, X. Liu, W.J. Padilla, *Advanced Materials*, 24,

(2012) OP98-OP120.

- [3] N.L. Landy, S. Sajuyigbe, J.J. Mock, D.R. Smith, W.J. Padilla, *Physical Review Letters*, 100, (2008) 207402.
 [4] W. Fang, S. Xu, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 29, (2008) 799-807.
 [5] 畠山賢一, 葛岡孝則, 電子情報通信学会論文誌 B, J100-B (3), (2017) 127-137.
 [6] C. Caloz and T. Itoh, "Electromagnetic Metamaterials" John Wiley & Sons, (2006) 1.
 [7] 畠山賢一, 葛岡孝則, 兼本貴仁, 山本真一郎, 岩井通, 電子情報通信学会論文誌 B, J-93-B (1) (2010) 101-111.
 [8] S. Yamamoto, K. Hatakeyama, T. Tsutaoka, *Proc. IEEE Int. Symp. EMC, Denver*, (2013) 557.
 [9] 藤井 渉, 山本真一郎, 畠山賢一, 岩井 通, 葛岡孝則, 信学技報, EMCJ2016-56, (2016) 35.
 [10] B. Li, G. Sui, and W. H. Zhong, *Advanced Materials*, 21 (2009) 4176.
 [11] T. Tsutaoka, T. Kasagi, S. Yamamoto, K. Hatakeyama, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 383 (2015) 139.
 [12] T. Tsutaoka, K. Fukuyama, H. Kinoshita, T. Kasagi, S. Yamamoto, K. Hatakeyama, *Applied Physics Letters*, 103 (2013) 261906.
 [13] B. Li, G. Sui, and W. H. Zhong, *Advanced Materials*, 21 (2009) 4176.
 [14] Z. C. Shi *et al.*, *Advanced Materials*, 24 (2013) 2349.
 [15] H. Massango, T. Tsutaoka, T. Kasagi, *Materials Research Express*, 3, (2016) 1.