

[共同研究成果]

数 GHz の周波数帯における負の透磁率を示す構造の開発 とその広帯域化に関する研究

有馬 卓司, 宇野 亨

東京農工大学 大学院 工学研究科 電気電子工専攻

周波数が数 GHz の電磁波は波長が数十 cm であり, その伝搬特性や波長がアンテナ作成に適していることなどから, 携帯電話をはじめ, 様々な用途に使用される. 一方, これまで自然界には存在しないと思われていた電気的特性を示すメタマテリアルと呼ばれる構造が注目されている. 筆者らは, 周波数が数 GHz の領域において, このメタマテリアルの一種である負の透磁率を示す構造の開発および負の透磁率を示す帯域の広帯域化を行った. 開発した構造は, コの字型の導体近傍に寄生素子を付加し, これを周期的に並べたものである. 開発には FDTD (時間領域有限差分) 法による電磁界シミュレーションを行った. シミュレーションはすべて東北大学サイバーサイエンスセンターのスーパーコンピュータ SX-9 を用いた.

1. はじめに

現在, 我々の生活において, 電磁波は無くてはならない物となっている. 電磁波は周波数によって特性が異なり, 地上デジタル放送では 410MHz~710MHz の周波数が用いられ, 2G, 3G, 4G 携帯電話においてはそれぞれ 1.5GHz 帯, 2GHz 帯, 3.5GHz 帯などが用いられている. さらに高い周波数帯の 3GHz~30GHz の電磁波はマイクロ波と呼ばれ, UWB (超広帯域信号利用) 通信やレーダなどに利用されている.

一方, これら周波数において自然界には存在しない電気的特性を示すメタマテリアル[1][2]と呼ばれる人工媒質の研究が進められている. その中でも負の屈折率[3][4][5]を実現するメタマテリアルの研究が注目を集めている. このメタマテリアルは周期構造体で構成され, 負の屈折率を有するメタマテリアルに電磁波を当てると, 既存の媒質とは逆の方向へ屈折をするため, アンテナの小型化やレンズの高性能化に寄与できるとされている. 負の屈折率を実現するには負の誘電率と負の透磁率の組み合わせが必要である. 負の誘電率を実現する構造の開発は現在, 多くされている. 一方で, 負の透磁率を実現する構造の開発はいまだ少なく, また負の透磁率を実現する周波数帯が既存の構造だと狭いため, 実用的な技術応用がされにくいとされている. そこで本研究は, 周波数が数 GHz の領域において負の透磁率を実現する構造の開発および周波数帯の広帯域化を目的とする. 開発には微分形のマクスウェルの方程式を空間および時間について差分する FDTD 法[6]を用いた電磁界シミュレーションを行った. シミュレーションはすべて東北大学サイバーサイエンスセンターのスーパーコンピュータ SX-9 を用いた.

2. FDTD 法による実効誘電率, および透磁率の解析手法

本研究は, FDTD 法を用いたシミュレーションにより, 構造の透磁率を解析し, 適した構造の設計を行う. FDTD 法による構造の誘電率と透磁率の解析方法を示す. 解析モデルを図 1 に示す. 図 1 は厚さ d の構造が FDTD 法の解析空間中におかれているモデルである. FDTD 法では垂直入射による媒質からの透過波と反射波によって誘電率と透磁率の評価ができる.

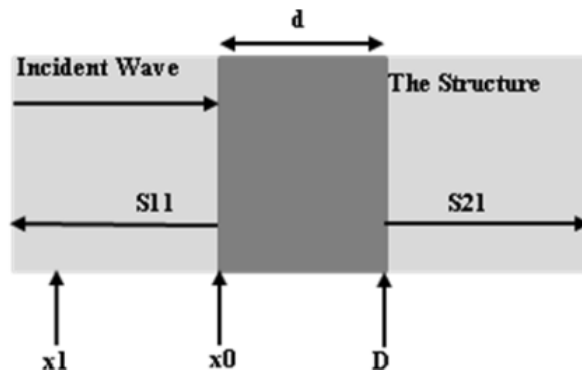


図1 解析空間中の構造

誘電率 ϵ と透磁率 μ は、媒質の屈折率 n とインピーダンス z を用いて、次のように表現できる。

$$\epsilon = \frac{n}{z} \tag{1}$$

$$\mu = nz \tag{2}$$

さらに、屈折率 n とインピーダンス z は、媒質スラブに対する S パラメータと以下の関係が成り立つ。

$$S_{11} = \frac{R_{01}(1 - e^{i2nk_0d})}{1 - R_{01}^2 e^{i2nk_0d}} \tag{3}$$

$$S_{12} = \frac{(1 - R_{01}^2)e^{ink_0d}}{1 - R_{01}^2 e^{i2nk_0d}} \tag{4}$$

ここで

$$R_{01} = \frac{z-1}{z+1} \tag{5}$$

である。したがって、(3)、(4)を n および z について解くことで、媒質の誘電率 ϵ と透磁率 μ を求めることができる。式(3)、(4)をインピーダンス z 、屈折率 n について解くと次のようになる。

$$z = \sqrt{\frac{(1+S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1-S_{21})^2 - S_{21}^2}} \tag{6}$$

$$n = \frac{1}{k_0d} \left\{ \text{Im} \left[e^{ink_0d} \right] + 2m\pi - i \text{Re} \left[e^{ink_0d} \right] \right\} \tag{7}$$

ここで m は $\text{Re}[n]$ の分岐の番号を示す整数であり、 $e^{ink_0d} = X \pm i\sqrt{1-X^2}$ 、 $X = 1/2S_{21}(1-S_{11}^2+S_{21}^2)$ である。 m は屈折率 n が連続的になるようにして選ぶ。

次に S パラメータの求め方について説明する。 S パラメータの位相は媒質表面によって定義される。一方で FDTD 法では、反射波と透過波は媒質から少し離れた点で解析をするため、そのまま S パラメータに適用できない。したがって位相の補償をする必要がある。反射率 R と透過率 T の計算は、構造体がある場合とない場合の2回行う。まず、構造体がある場合、 $x1$ で記録された電界は

$$V_1(\omega) = A(\omega)e^{-i\beta(\omega)x1} + B(\omega)e^{+i\beta(\omega)x1} \tag{8}$$

で与えられる．一方、構造がない場合の電界は

$$V_2(\omega) = A(\omega)e^{-i\beta(\omega)x_1} \quad (9)$$

で与えられるので、 x_1 における反射率 R は次の式で与えられる．

$$R = \frac{V_1 - V_2}{V_2} = \frac{B(\omega)e^{+i\beta(\omega)x_1}}{A(\omega)e^{-i\beta(\omega)x_1}} = \frac{B(\omega)}{A(\omega)}e^{+2i\beta(\omega)x_1} \quad (10)$$

この R の位相を x_0 点を基準にすることで、 S_{11} が与えられる．

$$S_{11} = \text{Re}^{-2i\beta(\omega)x_1} \quad (11)$$

S_{21} についても同様の計算を行う．透過率 T は構造がない場合の透過波と構造がない場合の透過波から与えられる．

$$T = \frac{A'(\omega)e^{-i\beta(\omega)x_2}}{A(\omega)e^{-i\beta(\omega)x_2}} = \frac{A'(\omega)}{A(\omega)} \quad (12)$$

この T を用いると、 S_{21} は次の式で与えられる．

$$S_{21} = Te^{ik_0d} \quad (13)$$

3. 提案する構造と解析結果

広帯域な負の透磁率を示す構造の開発にあたり、図 2 に示す既存のモデルに対する解析結果を示す．この構造は Split Ring Resonators(SRRs)と呼ばれる．2 節で説明した方法を用いて、負の透磁率を解析した結果を図 3 に示す．解析結果からわかるように、1.3 GHz において約 96 MHz の周波数帯域で負の透磁率を示している．

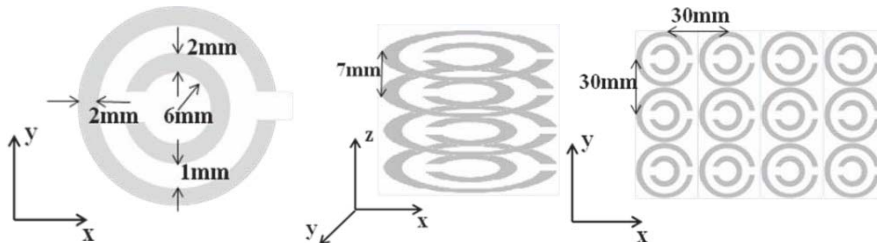


図 2 既存の Split Ring Resonators

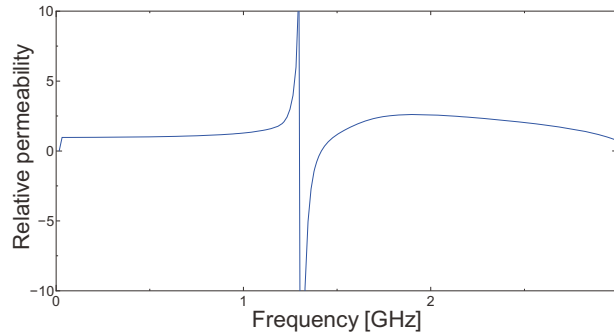


図 3 既存の Split Ring Resonators の解析結果

次に広帯域化を実現するために、広帯域化の理論的考察を行う．まず SRRs における透磁率の理論式は以下で導かれる．

$$\mu = 1 - \frac{F}{1 - \frac{1}{LC\omega^2} + i\frac{Z(\omega)}{L\omega}} \quad (14)$$

ここで、 F はFilling factor, L はインダクタンス, C はキャパシタンスである.

(14)から、周波数が $\frac{1}{\sqrt{LC}}$ (共振周波数)で透磁率が発散し、 $\frac{1}{\sqrt{LC}} \frac{1}{\sqrt{1-F}}$ で透磁率が $-\infty$ から0に戻る. したがって、負の透磁率を示す周波数帯幅は $\frac{1}{\sqrt{LC}} (\frac{1}{\sqrt{1-F}} - 1)$ である事が分かる. このことより負の透磁率を示す周波数帯幅は共振周波数が高いか、Filling factorが大きい. つまり周期面積に対する媒質のコイル作用をする面積が大きいほど大きくなる. このことを前提として同じ共振周波数で考えた場合、図4にあるような占有率が大きい右の構造のほうが、周波数帯幅が大きくなるのは必然であると考えられる. また、図4中の右の構造に付随する寄生素子はコ型の切り取り部分から少し離れたほうが、占有面積が大きくなるので理にかなっているといえる. しかし、離しすぎるとキャパシタンスがあまりに小さくなり変位電流が小さくなりすぎるため、リングがコイルとしての役割を果たさなくなり、負の透磁率を示さなくなるので注意が必要である.

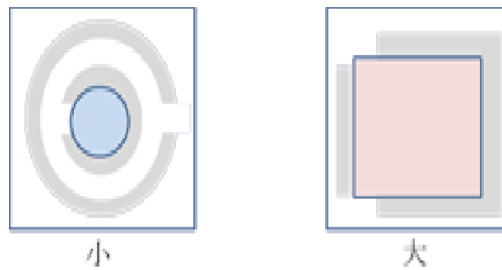


図4 面積占有率の違い

これら理論考察を元に、開発を行った構造を図5に示す. この構造はコイルとして働かせるため、方形ループがカットされている部分に寄生素子を加えたものである.

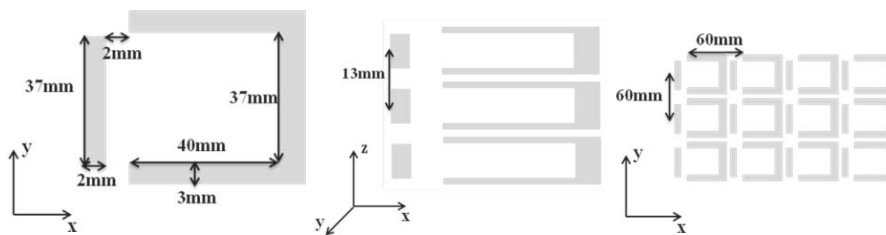


図5 提案構造

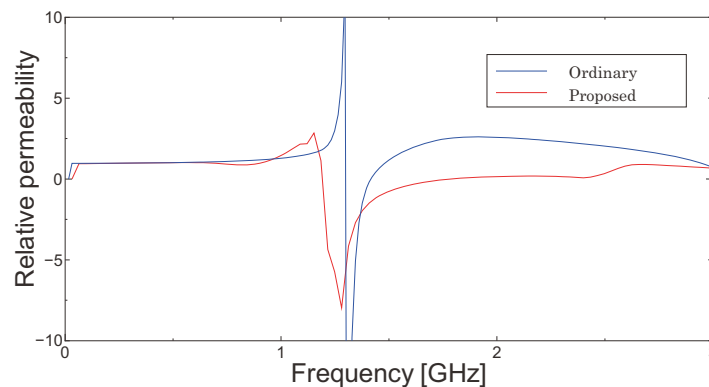


図6 提案モデルの解析結果

図 6 に透磁率の解析結果を示す。この解析結果より提案モデルは 1.3 GHz 付近で約 544 MHz の周波数帯域で負の透磁率を示し、従来の SRRs に比べ広帯域化できたことが分かる。

4. 実験による検証

解析結果の妥当性を示すために実験による測定を行った。以下に実際のモデル、および透過波の解析結果を示す。

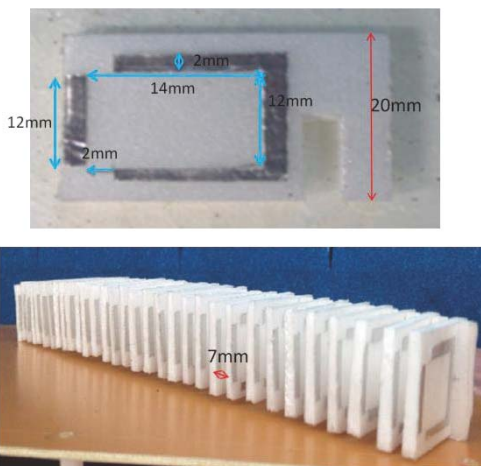


図 7 実験モデル

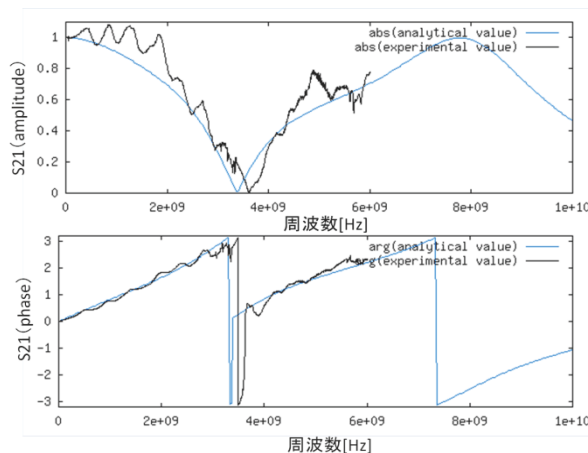


図 8 実験及び解析結果の比較

実験結果から、共振周波数が約 80 MHz ずれているものの、ほぼ一致している。その原因としては、製作誤差によるシミュレーションモデルとのずれ、および吸収体の置き方や導波路から発生してしまったノイズが原因であると考えられる。

5. まとめ

本研究では負の透磁率を実現する周波数帯域の広帯域化をおこなった。既存の構造では 1.3 GHz で約 96 MHz の周波数帯域で負の透磁率を示したのに対し、提案構造では約 544 MHz の周波数帯域で負の透磁率を示し、広帯域化が確認できた。また透過波を測定により求め解析結果と比較することにより、解析結果の妥当性を示した。

謝辞

本研究は、東北大学サイバーサイエンスセンターのスーパーコンピュータ SX-9 を利用することで実現することができた。また、研究にあたっては同センター関係各位に有益なご指導とご協力をいただいた。

参考文献

- [1] 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, pp. 977-980, 2006.
- [2] M. Beruete, M. Navarro-Cia, F. Falcone, I. Campillo, and M. Sorolla, “Single negative birefringence in stacked spoof Plasmon metasurfaces by prism experiment,” *Optics Letters*, vol. 35, no. 5, March. 2010
- [3] G. Dolling, C. Enkrich, and M. Wegener, J. Zhou and C. M. Soukoulis, S. Linden, “Cut-wire pairs and plate as magnetic atoms for optical metamaterials,” *Optics Letters*, vol. 30, no. 23, pp. 3198-3200, December. 2005
- [4] J. B. Pendry, “Negative Refraction,” *Contemporary Physics*, vol. 45, no. 3, pp. 191-202, January-February. 2004.
- [5] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, “Magnetic from Conductors and Enhanced Nonlinear Phenomena,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, no. 11, pp. 2075-2084, Nov. 1999.
- [6] 宇野亨 “FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析” コロナ社, 1998