

**FDTD 法の解析形状モデル化に関する一考察**  
**Development of a Computational Modeling Technique for the FDTD Method.**

○久間丹<sup>1</sup>, 竹内嵩<sup>2</sup>, 関口洋平<sup>2</sup>, 大貫進一郎<sup>3</sup>

\*Akira Kuma<sup>1</sup>, Takashi Takeuchi<sup>2</sup>, Yohei Sekiguchi<sup>3</sup>, Shinichiro Ohnuki<sup>4</sup>

Abstract: The Finite Difference Time Domain (: FDTD) method is useful for analyzing electromagnetic fields. When we solve the problems with curved boundaries, the modeling requires special treatments to improve computational accuracy. In this report, we develop a computational modeling technique for the FDTD method.

1. はじめに

電磁界解析の手法として現在 FDTD 法が広く用いられている<sup>[1]</sup>. しかし, FDTD 法では解析形状を離散化してモデル化するため, 形状に応じた離散化手法が重要となる<sup>[2]</sup>.

本文では, 解析対象物を格子状に離散化した際に, 計算精度を向上させるためのモデル化について検討する.

2. 解析手法

FDTD 法は, Maxwell 方程式を差分法により解析する. 本文では, 周波数分散性を持つ誘電体を, FDTD 法で解析する際のモデル化について検討する. 周波数分散性には Drude モデル<sup>[3]</sup>を仮定し, その比誘電率は式(1)で表される.

$$\epsilon_r = 1 - \left( \frac{q^2 N}{m \epsilon_0} \right) \frac{1}{\omega(\omega + j\nu)} \quad (1)$$

誘電率の周波数分散性を考慮するため, 式(2)に示す電子の運動方程式から分極電流密度を求める<sup>[4]</sup>.

$$m \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + m \nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = q \mathbf{E} \quad (2)$$

ここで,  $q$  は電子の電荷,  $N$  は単位体積当たりの電子数,  $m$  は電子の有効質量,  $\omega$  は角周波数,  $\nu$  は衝突周波数,  $\mathbf{u}$  は変位ベクトルである.

FDTD 法では, 電界と磁界の配置に Figure1 に示す Yee 格子を用い, 解析形状は格子状に離散化する. 従来法では, 媒質には全て等しい誘電率を用いた. 一方, 本文で提案する手法では, 媒質の境界を含むセルを中間層として扱い, 中間層の誘電率は二つの媒質の体積比から求める. Figure2 に銀の誘電率  $\epsilon_r$  と, 真空と銀の体積比が 1 の場合の誘電率  $\epsilon_r'$  の実部の波長応答を示す.

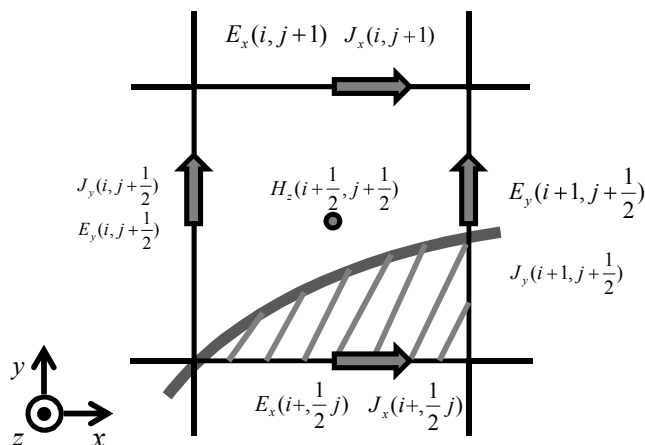


Figure1. Yee lattice

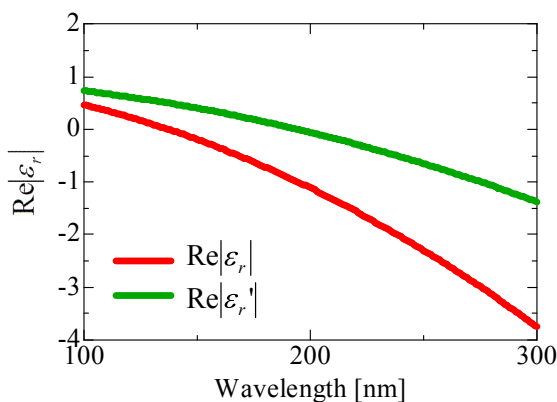


Figure2. Relative permittivity for silver.

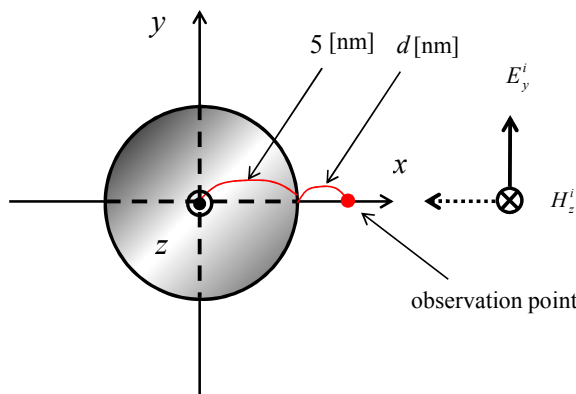


Figure3. Dielectric cylilnder

1 : 日大理工・学部 電気 2 : 日大理工・院 電気 3 : 日大理工・教員 電気

### 3. 解析結果

Figure3 に示す  $z$  軸方向に無限に長い半径 5 [nm] の円柱に対し,  $+x$  方向から平面波が入射した場合について解析を行う. 入射波は振幅 1 [V/m] のガウシアンパルスとした. 以降の結果では, 観測点での時間応答波形をフーリエ変換して求めた波長応答を, 厳密解と比較する.

Figure4 に空間刻み幅  $\Delta x = 25.0$  [pm], 観測点までの距離  $d = 1.5$  [nm] とした場合の波長応答を示す. 従来法では厳密解とのずれがピーク付近で現れるのに対し, 本手法による解析結果では傾向が一致している.

Figure5 に空間刻み幅  $\Delta x = 25.0$  [pm], 観測点までの距離  $d$  [nm] を変化させた場合における, ピーク波長の電界強度を示す. 従来法では, 観測点が  $d = 0.75$  [nm] 以下の場合, 電界強度が厳密解と大きくずれていることが分かる. それに対し本手法では媒質表面付近においても, 厳密解とほぼ一致していることがわかる.

Figure6 に距離  $d$  [nm] を変化させた場合のピーク波長を示す. 従来法では  $\Delta x = 25.0$  [pm],  $\Delta x = 15.6$  [pm] について, 本手法では  $\Delta x = 25.0$  [pm] について解析を行った. 従来法では,  $d = 1.5$  [nm] 以下の範囲では空間の刻みが大きい場合, ピーク波長が厳密解と大きくずれる. 本手法では, 刻みが  $\Delta x = 25.0$  [pm] でも媒質表面付近でも厳密解と図上で一致していることがわかる.

### 4. まとめ

解析対象物を格子状に離散化する FDTD 法を用いてモデル化を行い, 計算精度を検討した. 提案する手法では, 波長応答が厳密解と一致する傾向となることを確認した. また, 媒質の表面付近においても比較的精度よく解析することが出来ることを確認した.

### 5. 謝辞

本研究の一部は, 日本大学学術研究戦略プロジェクトの援助を受けて行われた.

### 6. 参考文献

- [1] 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
- [2] Yaxun Liu, Antennas and Propagation Society International Symposium, 2005 IEEE, July, 3-8, Washington, USA, 2005.
- [3] A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, and M. L. Majewski: “Optical Properties of Metallic Films for Vertical-Cavity Optoelectronic Devices,” Appl. Opt. Vol.37, No.22, pp.5271-5283(1998)

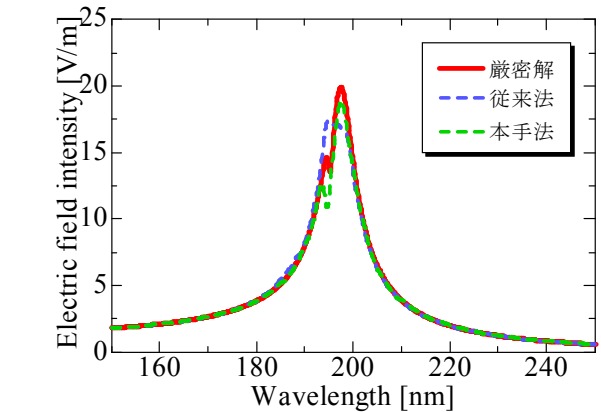


Figure4. Wavelength responses for the silver cylinder

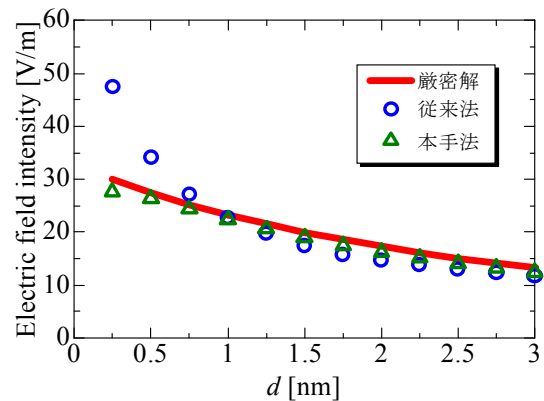


Figure5. Electric field intensity at the resonance wavelength for varying the distance  $d$  [nm]

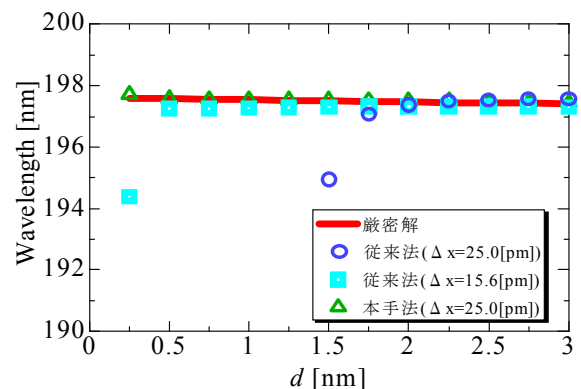


Figure6. Resonance wavelength for varying the distance  $d$  [nm]

- [4] T.Yamaguchi and T.Hinata, “Optical near-field analysis of spherical metals”, Application of the FDTD method combined with the ADE method Opt. Express, Vol.15, No.18, pp.11481-11491,2007.