

FDTD 法による電磁波散乱解析における平面大地のモデル化

有馬 卓司^{†,††a)} 渡辺 聡一[†] 宇野 亨^{††} 高橋 応明^{†††}

An FDTD Modeling of Semi-Infinite Lossy Ground for Electromagnetic Scattering Problem

Takuji ARIMA^{†,††a)}, Soichi WATANABE[†], Toru UNO^{††}, and Masaharu TAKAHASHI^{†††}

あらまし 本論文では、大地上人体が VHF 帯の電磁波に曝露された際の影響を FDTD 法を用いて定量的に評価することを目的とし、FDTD 法における半無限大地の効率的なモデル化手法を検討した。FDTD 法を用いて、半無限の媒質をモデル化するには、半無限媒質と整合をとった PML 吸収条件を用いるのが一般的であるが、損失性媒質に対する PML 吸収境界条件は計算コストの面で不利である。そこで本論文では、VHF 帯においては大地の損失が小さいことに着目し、低損失媒質に対する表面インピーダンス条件を用いることで効率的な半無限大地のモデル化ができることを示す。解析対象は、地面に接触していない金属ワイヤ、及び人体の平均的な電気定数値をもつ損失性角柱とした。解析結果より、表面インピーダンス境界条件を用いた手法は PML 吸収境界条件を用いた結果と同程度の精度を保ちながら大幅な計算時間の削減が可能であることが分かった。また、計算手法の妥当性は、モーメント法と比較することによって確認した。

キーワード FDTD 法、大地上の物体と電磁波の相互作用、PML 吸収境界、表面インピーダンス法

1. ま え が き

大地に直立した人体が垂直偏波の電磁波に曝露されると、全身共振現象により人体に多くの電流が流れ、電波の吸収が最大となることが知られている [1]。靴をはいて大地と接触しない場合と、素足になって接地状態となる場合で共振周波数は異なるが、例えば、身長 170 cm の大人を想定すると、前者の場合は 90 MHz 付近、後者の場合は 45 MHz 付近で共振する。身長 100 cm の子供の場合には、それぞれ 150 MHz、75 MHz となり、いずれの場合も VHF 帯の周波数範囲に入る。VHF 帯は広く利用されている周波数であるため、電波防護指針においても厳しい制限が設けられている [2], [3]。一方、この周波数帯での電磁波曝露に対する人体の影響を検討することは社会的にも極め

て重要である。また、人体による吸収電力や共振現象は大地の影響を強く受けるために、これを考慮した検討が不可欠である。人体と大地との接地状態により共振周波数を含め、吸収電力等も大きく変わることが予想されるため、これらを区別して解析する必要がある。そこで本論文では、人体が大地に接触していない場合を取り上げ、大地の影響を効率良く計算に取り入れる方法を検討している。

さて、平面大地の問題は古くから Sommerfeld の問題として知られており [4], [5]、グリーン関数も与えられている [6], [7]。したがってモーメント法 [8], [9] を利用すれば、大地上人体の電磁波曝露の問題も原理的には解析できる。しかしながら、極めて複雑で高誘電率の人体組織に流れる電流間の相互インピーダンスを計算することは、プログラミングの上でも数値計算の上でも不可能に近い。更にこの計算には、Sommerfeld 積分 [10] という収束の遅い積分も含まれており、これがよりいっそう問題を複雑にしている。したがって、人体を含むような問題では純数値的な手法が有効であると考えられる。代表的な数値解析法には有限要素法 [11] と FDTD 法 [12] があるが、人体の内部組織の電気データがボクセル (Voxel) データとして与えられてい

[†] 独立行政法人情報通信研究機構, 小金井市
National Information Communication Technology Research
Center, Koganei-shi, 184-8795 Japan

^{††} 東京農工大学大学院共生科学技術研究院, 小金井市
Tokyo University of Agriculture and Technology, Koganei-shi,
184-8588 Japan

^{†††} 千葉大学フロンティアメディカル工学研究開発センター, 千葉市
Chiba University, Chiba-shi, 263-8522 Japan

a) E-mail: t-arima@cc.tuat.ac.jp

る [13] ために、FDTD 法の方が使いやすく、人体に対する電磁波曝露の問題には FDTD 法がよく用いられている [14], [15]。そこで本論文においても FDTD 法を用いて、大地上の人体モデルの解析を行うこととする。

FDTD 法を用いるには解析領域の外側に吸収境界を設ける必要があるが、損失性の大地があるために Mur などの媒質中の速度を陽に含む吸収境界条件は原理的に適応できず、必然的に PML 吸収境界条件を使うことになる。しかし、大地のような損失性媒質に対する PML 吸収境界条件 [16] は、通常の真空に対する PML 吸収境界条件に比べて非常に多くの計算機資源を必要とする。そこで本論文では、低損失媒質に対する表面インピーダンス境界条件 (Surface Impedance Boundary Condition, SIBC) を新たに導き、これを FDTD 法に組み込む手法を提案する。2. では損失性媒質に対する PML 吸収境界条件を簡単に紹介するとともに、その利点と欠点を述べる。更にこの欠点を克服するために導入する新たな表面インピーダンス境界条件を導き、それを FDTD 法に組み入れる手法を述べている。3. ではモーメント法や損失性媒質に対する PML 吸収境界条件を利用した FDTD 法と比較することによって本手法の有効性を確認するとともに、必要とする計算機資源を明らかにする。なお、解析対象は大地に接触していない垂直に設置された金属ワイヤ及び損失性角柱とした。

2. FDTD 法における半無限大地のモデル化手法

2.1 損失性媒質に対する PML 吸収境界条件

図 1 に解析モデルを示す。複素誘電率 $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0\varepsilon_s + \frac{\sigma_s}{j\omega}$ の損失性半無限大地の上に導体あるいは誘電体の散乱体があり、これに平面波が入射するもの

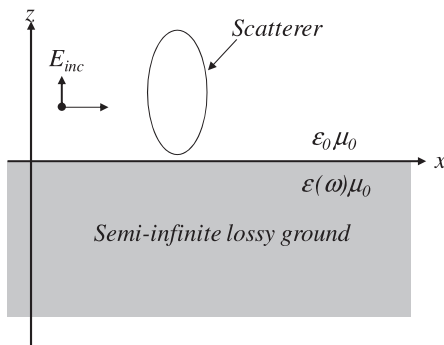


図 1 半無限大地上の散乱体
Fig. 1 Scatterer over semi-infinite lossy ground.

とする。これを FDTD 法を用いて解析するには、図 2 に示すように解析領域全域を PML 吸収境界で取り囲むようにすればよいが、大地部分の PML は損失性媒質に対するものにしなければならない。このとき、損失性媒質に対する PML 中の複素誘電率 $\varepsilon_{PML}(\omega)$ は

$$\varepsilon_{PML}(\omega) = \varepsilon_0\varepsilon_s + \frac{\sigma_s}{j\omega} + \frac{b_0}{(j\omega)^2} \quad (1)$$

としなければならない [16]。ただし、

$$b_0 = \frac{\sigma_s\sigma^*}{\mu_0} = \frac{\sigma_s\sigma^*}{\varepsilon_s} \quad (2)$$

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon_s} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (3)$$

である。なお、 σ^* は PML 媒質中の磁気導電率である。式 (1) から分かるように、損失性媒質に対する PML は高次の分散性媒質になる。こうすることによって、理論的には周波数に無関係に完全無反射となるが、PML 内の電磁界の計算は真空に対する PML より複雑となる。この手法では、実際の大地と等価な媒質を仮想的に置いたことになるので、大地に接している解析モデルも解析可能と考えられる。FDTD 法による電磁界の計算には、RC (Recursive Convolution) 法 [17] 若しくは PLRC (Piecewise Linear RC) 法 [18] が計算メモリの点で有利である。しかし、それぞれの場所の電界磁界に対し新たな補助関数一つ追加する必要がある。真空に対する PML 吸収境界条件よりも多くの計算機資源を必要とする。

2.2 低損失性媒質に対する表面インピーダンス条件と電磁界計算手法

図 1 において、真空中から見た大地の表面インピーダンスが分かるとすると、大地表面の電界が磁界と表面インピーダンスの積によって与えられるから、図 3 のように、これを一種の境界条件として使うことができる。

まず、誘電率 ε_s 、導電率 σ_s 、透磁率 μ_0 の損失性媒

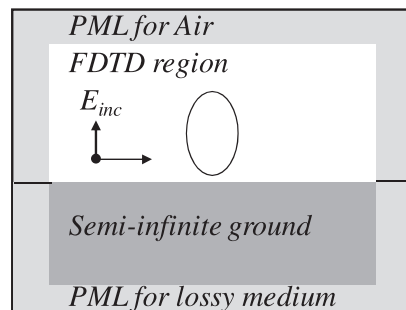


図 2 FDTD 法解析モデル
Fig. 2 Computational model for FDTD.

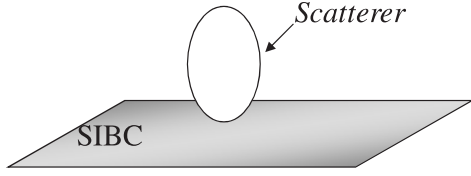


図 3 表面インピーダンス境界を用いた半無限大地のモデル化手法

Fig. 3 A modeling method of semi-infinite ground plane using SIBC.

質の表面インピーダンスは

$$Z_s(\omega) = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma_s + j\omega\varepsilon_s}} \quad (4)$$

で与えられるが、このままでは FDTD 法に組み込むことは困難である。一方、VHF 帯における一般的な大地の比誘電率は $\varepsilon_s = 4\varepsilon_0 \sim 10\varepsilon_0$ 程度、導電率は $\sigma_s = 0.001 \sim 0.002$ であり、湿地であっても $\varepsilon_s \simeq 30\varepsilon_0$ 、 $\sigma_s \simeq 0.02$ であるから [19]、この周波数帯では $\tan \delta = \frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_s} \ll 1$ となる。このことを利用して式 (4) を近似すると

$$Z_s(\omega) = \sqrt{\frac{\mu/\varepsilon_s}{1 + \frac{\sigma_s}{j\omega\varepsilon_s}}} \simeq Z \left(\frac{1}{1 + \frac{\sigma_s/2}{j\omega\varepsilon_s}} \right) \quad (5)$$

となる。ここで $Z = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_s}$ である。この表面インピーダンスを用いることで、大地における電界の接線成分 E_{tan} が

$$\mathbf{E}_{tan} = Z_s \mathbf{n} \times \mathbf{H} \quad (6)$$

によって計算できる。ここで、 \mathbf{n} は法線ベクトルである。こうすることによって、媒質中の電磁界計算をしなくて済むため大幅な計算時間の削減が可能となる。

次に、式 (5) の表面インピーダンスを RC 法を用いて FDTD 法へ組み入れる方法を簡単に説明する。座標系を図 4 に示す。FDTD 法においては、このように電界と磁界は空間的に半セルずれて配置されている。ここではセルサイズは十分小さいとして、磁界 $H_y(k+1/2) \simeq H_y(k+1)$ と近似する。すると、インピーダンス境界上の電界 $E_x(t)$ は

$$E_x(t) = \int_0^t Z_s(\tau) H_y(t-\tau) d\tau \quad (7)$$

と畳込み積分で表される。ただし $Z_s(\tau)$ は式 (5) より求めることができ

$$Z_s(t) = Z \left(1 - \frac{\sigma_s}{2\varepsilon_s} e^{-\frac{\sigma_s}{2\varepsilon_s} t} \right) \quad (8)$$

となる。FDTD 法の表記に従い、時間を離散化すると式 (7) は

$$E_x^n = H_y^n \left\{ Z - \frac{\sigma_s}{2\varepsilon_s} \int_0^{\Delta t} e^{-\frac{\sigma_s}{2\varepsilon_s} t} dt \right\}$$

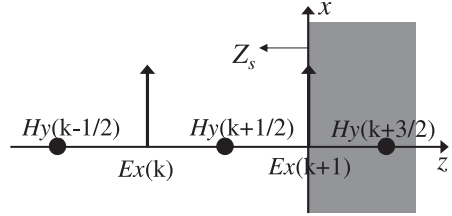


図 4 表面インピーダンス境界における電界磁界の配置
Fig. 4 Fields placement in SIBC.

$$- \frac{\sigma_s}{2\varepsilon_s} \sum_{m=1}^n H_y^{n-m} \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} e^{-\frac{\sigma_s}{2\varepsilon_s} t} dt \quad (9)$$

と表される。FDTD 法における電界磁界は時間的に $1/2\Delta t$ だけずらさなければならぬため、式 (9) の磁界の時刻を $n \simeq n+1/2$ と近似する。式 (9) 右辺第 2 項を符号も含めて Φ^{n-1} とおくと $(n-1)\Delta t$ における値 Φ^{n-1} は

$$\Phi^{n-1} = - \frac{\sigma_s}{2\varepsilon_s} H_y^{n-\frac{1}{2}} \int_{\Delta t}^{2\Delta t} e^{-\frac{\sigma_s}{2\varepsilon_s} t} dt - e^{-\frac{\sigma_s}{2\varepsilon_s} \Delta t} \Phi^{n-2} \quad (10)$$

と表され、帰納的評価が可能となる。

一方、三次元 FDTD 法において磁界 H_y は

$$\begin{aligned} & -\mu_0 \frac{1}{\Delta t} \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \right. \\ & \left. - H_y^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\} \\ & = \frac{1}{\Delta z} \left\{ E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k + 1 \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \right\} \\ & + \frac{1}{\Delta x} \left\{ E_z^n \left(i + 1, j, k + \frac{1}{2} \right) \right. \\ & \left. - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\} \quad (11) \end{aligned}$$

と計算される。式 (9) を式 (11) へ代入することにより

$$\begin{aligned} & H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \\ & = \frac{1}{\frac{\mu}{\Delta t} + \frac{Z+\chi^0}{\Delta z}} \left\{ \frac{\mu}{\Delta t} H_y^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \right. \\ & \left. - \frac{1}{\Delta z} \left(E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) - \Phi^n \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{\Delta x} \left\{ E_z^n \left(i + 1, j, k + \frac{1}{2} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\} \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

を得る。このようにして、インピーダンス境界上の磁界が、境界上の電磁界のみを用いて求められる。ただし、 $\chi^0 = -\frac{\sigma_s}{2\varepsilon_s} \int_0^{\Delta t} e^{-\frac{\sigma_s}{2\varepsilon_s} t} dt$ である。 H_x に対しても同様に定式化することで (付録参照)、三次元 FDTD 法へ組み込むことができる。

なお、本論文では、低損失の媒質に対する表面インピーダンス境界条件の FDTD 法への定式化を示したが、 $\frac{\sigma_{ss}}{\omega \epsilon_{ss}} \simeq 1$ 程度のときは、表面インピーダンス Z_s をパデ近似等を用いて近似的にラプラス変換可能な形式に変換するのが有効である [12] .

3. 解析結果

3.1 計算精度

本節では、表面インピーダンス法を用いた大地のモデル化手法の有効性を検討するために、前章で述べた大地と PML を整合させる手法及びモーメント法それぞれとを比較した。散乱体は長さ 175 cm、半径 2.35 cm の円筒金属ワイヤとし、大地表面から 17.5 cm の高さに垂直に置かれているものとする。入射平面波は垂直偏波とし、周波数は 79.4 MHz、波高値は $E_z = 5.714$ V/m とした。また、大地の非誘電率は 3、導電率は 0.0016 S/m とした [20]。FDTD 法のセルサイズは 17.5 cm、PML は 6 層とした。誘導電流は導体に一番近い周囲の磁界を線積分して求めている。なお、大地内の電磁界を計算する場合には、50 セル分考慮した。一方、モーメント法におけるインピーダンス行列要素の計算では細線近似を用いずに金属ワイヤ表面で積分を実行した [21]。また、インピーダンス行列要素には、Sommerfeld 積分が含まれているが、次のように

$$\int_0^\infty d\lambda = \underbrace{\int_0^{k_0} d\lambda}_{\lambda=k_0 \sin \theta} + \underbrace{\int_{k_0}^{k_0 n_1} d\lambda}_{\lambda=k_0 \cosh \theta} + \underbrace{\int_{k_0 n_1}^\infty d\lambda}_{\lambda=k_0 \tan \theta} \quad (13)$$

変数変換して分岐点による特異性を避けるとともに、無限区間の積分を有限区間の積分に変換して実行した。ただし、大地の複素比誘電率を ϵ_1 としたとき、 $n_1 = \text{Re}(\sqrt{\epsilon_1})$ である。なお、Sommerfeld 積分の評価法には数多くの手法がある。特に式 (13) 右辺第 3 項の評価法の一つとして外挿法 (Exterpolation Method) [22] が良いとされているが、本問題では、式 (13) のようにすることで、被積分関数の性質が良くなり収束の速い数値計算ができた。このようにして計算した電流分布を図 5 に示す。ただしモーメント法における分割数は 10 とした。FDTD 法では金属ワイヤ半径を考慮せず細線近似しているため振幅は異なる

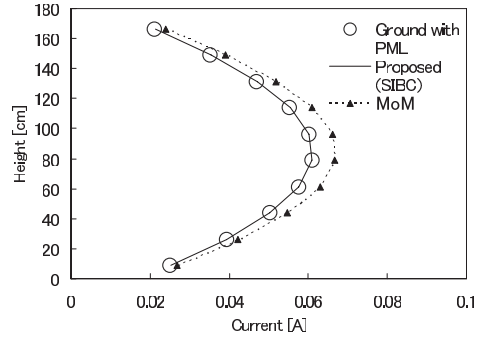


図 5 金属ワイヤ誘導電流分布
Fig. 5 Current distribution on wire.

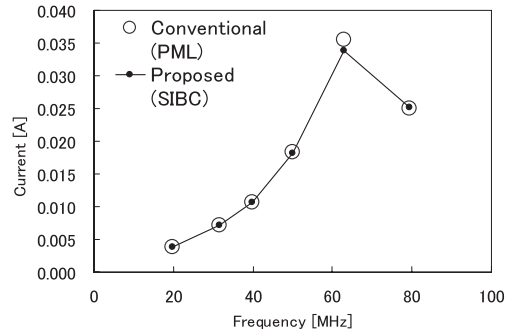


図 6 金属ワイヤ誘導電流の周波数特性
Fig. 6 Frequency characteristics of calculated induced current.

が、傾向はよく一致しており妥当な解析ができていることが判断できる。

次に、誘導電流の周波数特性を計算した。FDTD 法の計算パラメータ及び金属ワイヤのモデルは、前の計算と同じ条件とした。入射する平面波の周波数を、20 MHz から 80 MHz まで変化させた。このとき、大地は中乾燥とし、電気定数は文献 [20] の値を用いた。金属ワイヤの下から 8.5 cm における誘導電流の周波数特性を図 6 に示す。この結果より、誘導電流は 63 MHz でピークを迎えることが分かる。また、表面インピーダンス法による結果は、共振付近で PML 吸収境界条件を用いた手法と比べて 4.8%程度低い値となっているが、それ以外ではよく一致しており、妥当な計算ができていると考えられる。本計算では、大地と金属ワイヤの空間を 1 セルでモデル化しているが、これを細かなセルを用い 4 セルにすると、PML 吸収境界条件を用いた結果より 2.8%低い値となり、差異は小さくなることを確認している。

人体の簡易なモデルとして、図 7 に示すように、損失性の角柱を考え電流分布の計算を行った。損失性の

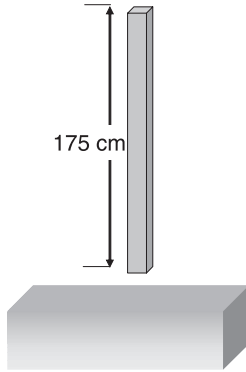


図 7 大地上の損失性角柱
Fig. 7 Lossy material on ground.

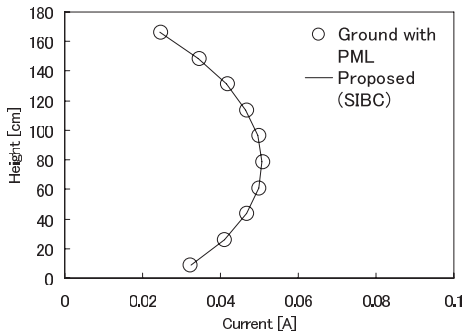


図 8 損失性角柱誘導電流分布
Fig. 8 Calculated induced current of lossy material.

角柱は、長さ 175 cm、一辺が 17.5 cm とし、大地より 17.5 cm 離して設置している。電気定数は、人体の平均的な電気定数とされている筋肉の 2/3 の誘電率導電率となるように、[23] より、 $\sigma = 0.438 \text{ S/m}$ 、 $\epsilon_r = 60.6$ とした。解析周波数は 31.6 MHz とした。FDTD 法のセルサイズはこれまでの計算と同様に 17.5 cm とした。その結果を図 8 に示す。この場合も表面インピーダンス法を用いた結果と PML 吸収境界によって半無限の大地をモデル化した手法はよく一致していることが分かる。

最後に金属ワイヤの場合と同様に、周波数特性を解析した。その計算結果を図 9 に示す。この結果より、金属ワイヤに比べて、共振のピークが鈍いことが分かる。また、計算結果は広い周波数でよく一致しており、PML 吸収境界条件を用いた手法とほぼ同じ精度で計算できていることが分かる。

3.2 計算機資源

ここでは、表面インピーダンス法を用いた半無限大地のモデル化手法と通常の PML 吸収境界を用いたモ

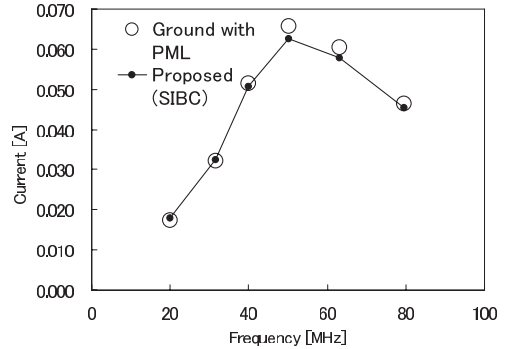


図 9 損失性角柱誘導電流分布の周波数特性
Fig. 9 Frequency characteristics of calculated induced current.

表 1 計算機資源の比較
Table 1 Computer Resource.

	PML	SIBC
メモリ	1.00	0.588
計算時間	1.00	0.33

デル化手法それぞれの計算に必要な計算機資源について比較を行った。PML 吸収境界を用いた方法では、吸収境界の層の数を 6 層とした。また、PML 吸収境界の上に 50 セル分用いて大地をモデル化している。表 1 に計算コストの比較結果を示す。この結果は周波数 79.4 MHz において、17 周期まで計算を行った際の結果である。計算時間で約 3 分の 1 の短縮、使用メモリで約 2 分の 1 の節約となった。これら結果より、表面インピーダンス境界を用いることにより大幅な計算機資源の節約ができることが分かった。

4. む す び

本論文では、平面大地上の人体に電磁波が曝露された影響を FDTD 法を用いて定量的に解析することを目的に、低損失媒質に対する表面インピーダンス境界を導出し、FDTD 法への定式化を示した。大地上の金属ワイヤ、損失性角柱を解析することにより、高精度かつ大幅な計算機資源の節約ができることを示した。また、モーメント法と比較することにより、解析結果の妥当性を示した。更に、解析に必要な計算機資源について検討を行い、その結果周波数 79.4 MHz において、17 周期まで計算を行った際、計算時間で約 3 分の 1 の短縮、使用メモリで約 2 分の 1 の節約となった。なお、この論文の計算においては、すべて大地に対して非接地のモデルで解析を行った。接地状態における解析は今後の課題である。また、人体の簡易モデルと

して損失性の角柱の解析を行ったが、このモデルにおいても妥当な結果を得られることを示した。今後は、実際の人体モデルや、多様な接触条件についても検討を加えたい。

文 献

- [1] O.P. Gandhi, "State of the knowledge for electromagnetic absorbed dose in man and animals," Proc. IEEE, vol.68, no.1, pp.24-32, Jan. 1980.
- [2] International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection, "Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz)," 1998.
- [3] 郵政省電気通信技術審議会答申, 諮問第 38 号, "電波防護指針「電波利用における人体の防護指針」" 1990.
- [4] J.A. Stratton, Electromagnetic Theory, Chap9, Sec.9.28-9.30, pp.573-587, McGraw Hill, 1941.
- [5] R.W.P. King, M. Owens, and T.T. Wu, Lateral Electromagnetic Waves, Springer-Verlag, 1992.
- [6] C.-T. Tai, Dyadic Green Function in Electromagnetic Theory, 2nd-ed., Chap.11, pp.225-254, IEEE Press, 1994.
- [7] 宇野 亨, "平面層状不媒質に対するダイアディックグリーン関数の簡略化と無損失 DNG スラブへの応用," 信学論 (B), vol.J89-B, no.9, pp.1661-1671, Sept. 2006.
- [8] 澤谷邦男, "モーメント法によるアンテナ設計," 信学論 (B), vol.J86-B, no.9, pp.1668-1677, Sept. 2003.
- [9] 小泉大輔, 陳 強, 澤谷邦男, "ブロックモデル法とガラキーン法を用いた誘電体近傍アンテナの数値解析," 信学技報, A-P2000-79, Sept. 2000.
- [10] R.E. Collin, "Hertzian dipole radiation over a lossy earth or sea; Some early and late 20th century controversies," IEEE Antennas Propag. Mag., vol.46, no.2, pp.64-79, April 2004.
- [11] 小柴正則, 光・動波のための有限要素法の基礎, 森北出版, 1990.
- [12] 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.
- [13] T. Nagaoka, S. Watanabe, K. Sakurai, E. Kunieda, and S. Watanabe, "Development of realistic high-resolution whole-body voxel models of Japanese adult male and female of average height and weight and application of models to radio frequency electromagnetic-field dosimetry," Physics in Medicine and Biology, vol.49, pp.1-15, Jan. 2004.
- [14] T. Togashi, T. Nagaoka, S. Kikuchi, K. Saito, S. Watanabe, M. Takahashi, and K. Ito, "FDTD calculations of specific absorption rate in fetus caused by electromagnetic waves from mobile radio terminal using pregnant woman model," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol.56, no.2, pp.554-559, Feb. 2008.
- [15] J. Wang, O. Fujiwara, S. Watanabe, and Y. Yamanaka, "Computation with a parallel FDTD system of human-body effect on electromagnetic absorption for portable telephone," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol.52, no.1, pp.53-58, Jan. 2004.
- [16] T. Uno, Y. He, and S. Adachi, "Perfectly matched layer absorbing boundary condition for dispersive medium," IEEE Microw. Guid. Wave Lett., vol.7, no.9, pp.264-266, Sept. 1997.
- [17] R.J. Luebbers, F.P. Hunsberger, K.S. Kunz, R.B. Standler, and M. Schneider, "A frequency-dependent finite-difference time-domain formulation for dispersive materials," IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol.32, no.3, pp.222-227, Aug. 1990.
- [18] D.F. Kelley and R.J. Luebbers, "Piecewise linear recursive convolution for dispersive media using FDTD," IEEE Trans. Antennas Propag., vol.44, no.6, pp.792-797, June 1996.
- [19] 電子情報通信学会 (編), アンテナ工学ハンドブック (第 2 版), 第 15 章, オーム社, 2008.
- [20] 進士昌明, 無線通信の電波伝搬, 電子情報通信学会, 1992.
- [21] 白坂典義, 宇野 亨, 有馬卓司, "モーメント法によるダイポールアンテナ解析の高精度化," 2005 信学総大, B-1-135, March 2005.
- [22] K.A. Michalski, "Exterpolation methods for sommerfeld integral tails," IEEE Trans. Antennas Propag., vol.46, no.10, pp.1405-1418, Oct. 1998.
- [23] <http://niremf.ifac.cnr.it/tissprop/>

付 録

磁界 H_x 成分に対する SIBC 法定式化

低損失媒質表面の H_x 成分に対する SIBC を用いた定式化を示す。式 (6) より,

$$E_y(t) = - \int_0^t Z_s(\tau) H_x(t - \tau) d\tau \quad (\text{A-1})$$

と表される。この関係より本文中で求めた H_y 成分と同様に求めると更新式は

$$\begin{aligned} H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) &= \frac{1}{\frac{\mu}{\Delta t} + \frac{Z+\chi^0}{\Delta z}} \left\{ \frac{\mu}{\Delta t} H_x^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \right. \\ &\quad - \frac{1}{\Delta z} \left(E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) - \Phi_{H_x}^n \right) \\ &\quad + \frac{1}{\Delta y} \left\{ E_z^n \left(i, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) \right. \\ &\quad \left. \left. - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\} \right\} \quad (\text{A-2}) \end{aligned}$$

なお、式 (A.2) 中の $\Phi_{H_y}^{n-1}$ は

$$\begin{aligned} \Phi_{H_x}^{n-1} &= - \frac{\sigma_s}{2\epsilon_s} H_x^{n-\frac{1}{2}} \int_{\Delta t}^{2\Delta t} e^{-\frac{\sigma_s}{2\epsilon_s} t} dt \\ &\quad - e^{-\frac{\sigma_s}{2\epsilon_s} \Delta t} \Phi_{H_x}^{n-2} \quad (\text{A-3}) \end{aligned}$$

で与えられる。

(平成 21 年 1 月 7 日受付, 4 月 18 日再受付)



有馬 卓司 (正員)

平 15 東京農工大学大学院博士課程了。博士(工)。同年東京農工大学助手, 平 19 同大学大学院助教, 平 20 同講師。数値電磁解析, 分散性媒質の解析, FDTD 法の高精度化に関する研究に従事。平 13 本会学術奨励賞, 平 14 IEEE AP-S Japan Chapter Young Engineer Award, 平 20 本会アンテナ・伝播研究会若手奨励賞。IEEE 会員。



渡辺 聡一 (正員)

平 3 都立大・工・電気卒。平 8 同大学院工学研究科電気工学専攻博士課程了。同年郵政省通信総合研究所(現, 独立行政法人情報通信研究機構)入所。以来, 生体電磁環境に関する研究に従事。工博。現在, 電磁波計測研究センター EMC グループ研究マネージャ。平 8 URSI Young Scientist Award, 平 9 本会論文賞, 平 10 本会学術奨励賞, 平 15 電波功績賞総務大臣表彰, 平 17 Physics in Medicine and Biology 誌 The Robers Prize 各受賞。平 17 より国際非電離放射線防護委員会(International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection; ICNIRP) 第三常置委員会(物理・工学)委員, 平 18 より IEC TC106 高周波委員会委員長。電学会, IEEE, Bioelectromagnetics Society 各会員。



宇野 亨 (正員:フェロー)

昭 60 東北大学大学院博士了。工博。同年同大工学部助手, 平 3 同助教授, 平 10 東京農工大・工・教授。平 10~11 ペンシルベニア州立大学客員研究員。この間, 電磁波における逆問題, 計算電磁気学, アンテナと人体との電磁相互作用等の研究に従事。平元本会篠原記念学術奨励賞。平 19 同通信ソサイエティ優秀論文賞。著書「FDTD 法による電磁界及びアンテナ解析」など。AGU, ACES, 日本シミュレーション学会, 日本文化財探査学会各会員, IEEE シニア会員。



高橋 応明 (正員)

平元東北大・工・電気卒。平 6 東工大・大学院博士課程了。同年武蔵工大・工・電気・助手。同大講師を経て, 平 12 東京農工大・工・電気電子・助教授。平 16 千葉大・フロンティアメディカル工学研究開発センター・准教授。衛星放送受信アンテナ, 平面アンテナ, 小形アンテナ, RLSA, 環境電磁工学, 人体と電磁波との相互作用の研究に従事。工博。IEEE シニア会員。