

共平面形プリントダイポールアンテナのガラーキンモーメント法解析

吉川 幸広^{†a)} 澤谷 邦男[†] 陳 強[†]

Galerkin's Moment Method Analysis of Coplanar Printed Dipole Antenna

Yukihiro YOSHIKAWA^{†a)}, Kunio SAWAYA[†], and Qiang CHEN[†]

あらまし 誘電体基板の片面に設けられた共平面形プリントダイポールアンテナについて、板状ダイポール素子及び分極電流のブロックモデルを区分的正弦波電流展開し、ガラーキン法を採用したモーメント法解析を行っている。まず、板状導体と誘電体から構成されるアンテナに対するガラーキンモーメント法の定式化の概要について述べ、モノポールセグメント間の自己・相互インピーダンスを単積分形で表すことができることを示している。次に、この手法を用いてプリントダイポールアンテナの入力インピーダンスを数値解析し、他の手法による結果と比較することにより本手法の妥当性を示している。

キーワード モーメント法、ダイポールアンテナ、分極電流、ガラーキン法、ブロックモデル

1. ま え が き

誘電体を含むアンテナ、散乱問題の解析法の一つとして、分極電流を用いた積分方程式解法がある [1]。この手法の三次元誘電体モデルへの適用として、分極電流あるいは電束密度を立方体や直方体、四面体で区分的に展開する部分領域モーメント法による解析 [2]~[13]、多項式展開、あるいは球波動関数でモード展開する全領域モーメント法解析 [14]~[16]、更に部分領域法と全領域法を併用した混合領域モーメント法解析 [17]~[19] などが報告されている。

筆者らのグループはブロックモデル化した区分的分極電流展開関数とガラーキン法を用いた部分領域モーメント法解析について報告した [8], [9]。ガラーキン法は展開関数と重み関数と同じ関数形にした手法であり、ポイントマッチング法と比較し、少ない分割数で精度の高い計算結果を得ることが期待できる解析法である。しかしながら、インピーダンス行列要素の計算において六重積分を行う必要があり、計算時間が増大するという欠点がある。文献 [8] では直方体誘電体近傍線状アンテナにおいて、ブロックに分割した区分的

正弦波展開関数をもつセグメント間の相互インピーダンスの六重積分計算式を三重積分に次数低減化できることを報告している。その手法はグリーン関数が波源と観測点との相対位置のみで決まることを利用し、直方体の3軸それぞれについて二重積分を単積分化して三重積分にする方法である。しかし、誘電体と自由空間との境界において分極電流の法線成分が有限の値をもつことを考慮しておらず、満足できる結果が得られなかった。それゆえ、文献 [9] では空気との境界に垂直に接するブロックにモノポールセグメントを追加しており、誘電体近傍線状アンテナについてその効果を確認している。ここで、モノポールセグメントとは、図 1 に示すように空気との境界において境界に垂直な方向の展開関数に導入したセグメントであり、境界に接していないブロックではダイポールセグメントを用いる。しかしながら、プリントアンテナの解析ではブロックに一樣な展開関数を定義しており、本質的に多数の分割を必要とするものであるため、分割の仕方に苦心した点が見受けられる。ブロックモデルと区分的正弦波展開関数を用いたガラーキン法において、筆者らのグループは直方体ダイポールセグメント間のインピーダンス行列要素の六重積分計算式を単積分まで次数低減できることを示した [20]。しかし、端部電荷の影響を完全に考慮したものではないため、結果的には相殺されてしまうものの、単積分化した式の中に余分な項が含まれていた。端部電荷の影響を考慮したモノ

[†] 東北大学大学院工学研究科電気通信工学専攻, 仙台市
Electrical and Communication Engineering, Graduate
School of Engineering, Tohoku University, Aramaki Aza
Aoba, 6-6-05, Aoba-ku, Sendai-shi, 980-8579 Japan
a) E-mail: yy-yotttchi@r5.dion.ne.jp

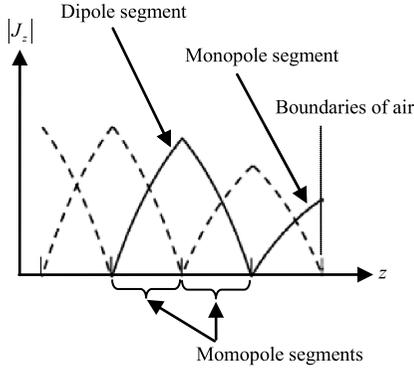


図1 z 軸方向の区分的分極電流密度
Fig. 1 Piecewise polarization current density parallel to z axis.

ポールセグメント間のインピーダンスの単積分化については文献 [21] に示されている。更に文献 [22] でこの端部電荷の影響についての総括がなされている。しかしながら、これらの研究では誘電体とアンテナが離れている場合のみを扱っており、これらが接しているプリントダイポールへは適用されていなかった。

筆者らは今回、誘電体とアンテナが接したプリントダイポールアンテナの解析に、モノポールセグメントを導入した。本論文では、誘電体基板の片面に設けられた共平面形プリントダイポールアンテナのモーメント法解析において、板状ダイポール素子及び分極電流のブロックモデルを区分的正弦波電流展開し、ガラーキン法を採用した結果について報告する。まず、板状導体と誘電体から構成されるアンテナのガラーキンモーメント法による解析の定式化の概要を説明する。このとき、モノポールセグメント間のインピーダンスを電流のみの表現式から求めることができることを示す。最後に入力インピーダンス特性についての基礎検討結果を報告する。

2. モーメント法解析

2.1 分極電流モーメント法

アンテナ構成を図2に示す。アンテナは直方体状誘電体基板の片面にプリントされた共平面形ダイポールアンテナであり、ダイポール素子の微小間隙に電圧 V_0 で給電されている場合を考える。誘電体の電気定数は、複素比誘電率の実数部を ϵ_r 、実数部で正規化した虚数部を $\tan \delta$ とする。

ダイポール素子の表面電流及び三次元分極電流をそれぞれ、 N_a 、 N_d 個の区分的電流関数の総和で展開し、

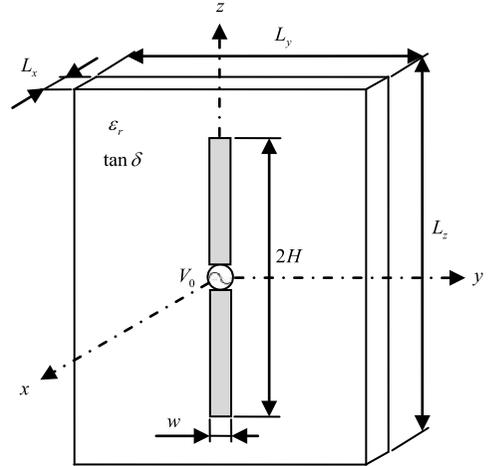


図2 プリントダイポールアンテナの解析モデル
Fig. 2 Analysis model of printed dipole antenna.

ダイポール素子上の境界条件と分極電流の表現式を用い、更にガラーキン法を用いると、以下の連立方程式が得られる。

$$\sum_{n=1}^{N_a} Z_{mn}^{aa} J_n^a + \sum_{n=1}^{N_d} Z_{mn}^{ad} J_n^d = V_m^a \quad (m = 1, 2, \dots, N_a)$$

$$\sum_{n=1}^{N_a} Z_{mn}^{da} J_n^a + \sum_{n=1}^{N_d} Z_{mn}^{dd} J_n^d = V_m^d \quad (m = 1, 2, \dots, N_d) \quad (1)$$

ここで、 Z_{mn}^{aa} 、 Z_{mn}^{ad} ($= Z_{nm}^{da}$)、 Z_{mn}^{dd} はそれぞれ、ダイポール素子展開電流の m 、 n セグメント間のインピーダンス、ダイポール素子展開電流の m セグメントと分極電流展開関数の n セグメント間のインピーダンス、分極電流展開関数の m 、 n セグメント間のインピーダンスであり、以下の式で表される。

$$Z_{mn}^{aa} = jkZ_0 \iint_{S_m} \iint_{S_n} J_m^a(\mathbf{r}) J_n^a(\mathbf{r}') \times \left\{ 1 - \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial z \partial z'} \right\} g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS' dS \quad (2)$$

$$Z_{mn}^{ad} = jkZ_0 \iint_{S_m} \iiint_{V_n} J_m^a(\mathbf{r}) J_n^d(\mathbf{r}') \times \left\{ (\hat{z} \cdot \hat{u}_n) - \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial z \partial u_n} \right\} g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dV' dS \quad (3)$$

$$Z_{mn}^{dd} = jkZ_0 \iiint_{V_m} \iiint_{V_n} J_m^d(\mathbf{r}) J_n^d(\mathbf{r}')$$

$$\begin{aligned} & \times \left\{ (\hat{u}_m \cdot \hat{u}_n) - \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial u_m \partial u_n} \right\} g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dV' dV \\ & + \frac{1}{jkY_0\tau} \iiint_{V_m} (\hat{u}_m \cdot \hat{u}_n) J_m^d(\mathbf{r}) J_n^d(\mathbf{r}) dV \end{aligned} \quad (4)$$

上式において、 J_m^a はダイポール素子の m セグメントにおける展開関数、 J_m^d 、 \hat{u}_m はそれぞれ、分極電流の m セグメントにおける展開関数及び電流の単位ベクトルである。また、 k 、 Z_0 、 Y_0 及び $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ はそれぞれ、自由空間における波数、波動インピーダンス、波動アドミタンス及びスカラグリーン関数である。また、パラメータ τ は複素比誘電率に関連した項であり、次式で表される。

$$\tau = \varepsilon_r(1 - j \tan \delta) - 1 \quad (5)$$

I_n^a 、 I_n^d はそれぞれダイポール素子展開電流及び分極電流展開関数の振幅係数である。 V_m^a 、 V_m^d はそれぞれ、ダイポール素子の m セグメントにおける電圧、分極電流の m セグメントにおける電圧であり、今回アンテナへの給電として微小間隙による電圧給電を考えているので、給電位置を区分的展開関数の頂点とするセグメント ($m = M$) でのみ値をもつ。特に電流密度関数の最大値を $1/w$ 、給電電圧 $V_0 = 1$ とした場合、 $V_M^a = 1$ となる。

2.2 モノポールセグメント間のインピーダンス

式(2)~(4)の電流方向の積分は、区分的正弦波電流の場合に解析的に積分できる。このとき、積分をモノポールセグメント間の積分に分解して考えると後々都合が良い。

互いにねじれの位置にある半径ゼロの直線モノポールセグメントの座標系を図3に示す。展開関数を以下の式で表す。

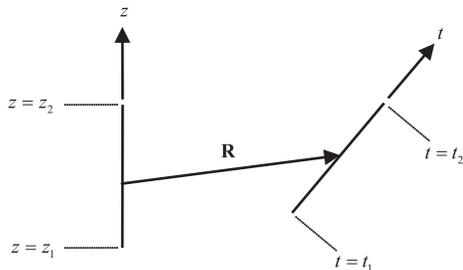


図3 直線モノポールセグメント間の座標系

Fig. 3 Coordinate for two monopole wire segments.

$$J_z = (-1)^{\mu+1} \frac{\sin k(z - z_\mu)}{\sin k\Delta_z}, \quad \Delta_z = z_2 - z_1 \quad (\mu = 1 \text{ or } 2) \quad (6)$$

$$J_t = (-1)^{\nu+1} \frac{\sin k(t - t_\nu)}{\sin k\Delta_t}, \quad \Delta_t = t_2 - t_1 \quad (\nu = 1 \text{ or } 2) \quad (7)$$

相互インピーダンスは、

$$\begin{aligned} Z_{MN} &= \frac{jkZ_0}{4\pi} \int_{z_1}^{z_2} \int_{t_1}^{t_2} J_z J_t \left(\hat{z} \cdot \hat{t} - \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} \right) \frac{e^{-jkR}}{R} dt dz \\ &= \frac{Z_0}{16\pi} \left\{ \int_{z_1}^{z_2} \int_{t_1}^{t_2} 4jk \left[(\hat{z} \cdot \hat{t}) J_z J_t - \frac{1}{k^2} \frac{\partial J_z}{\partial z} \frac{\partial J_t}{\partial t} \right] \right. \\ &\quad \times \frac{e^{-jkR}}{R} dt dz \\ &\quad + (-1)^{\nu+1} \frac{4j}{k} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial J_z}{\partial z} \frac{e^{-jkR(z, t_{\nu'})}}{R(z, t_{\nu'})} dz \\ &\quad + (-1)^{\mu+1} \frac{4j}{k} \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial J_t}{\partial t} \frac{e^{-jkR(z_{\mu'}, t)}}{R(z_{\mu'}, t)} dt \\ &\quad \left. + (-1)^{\mu+\nu+1} \frac{4j}{k} \frac{e^{-jkR(z_{\mu'}, t_{\nu'})}}{R(z_{\mu'}, t_{\nu'})} \right\} \quad (8) \end{aligned}$$

と展開できる。ただし、 μ' 、 ν' は次式で与えられる。

$$\mu' = 3 - \mu, \quad \nu' = 3 - \nu \quad (9)$$

式(8)の{ }内の第1項、第2項、第3項をそれぞれ $Z_{\mu\nu}^{(1)}$ 、 $Z_{\mu\nu}^{(2)}$ 、 $Z_{\mu\nu}^{(3)}$ とおくと、各項は下記の式で表される[20]、[23]。

$$Z_{\mu\nu}^{(1)} = \frac{(-1)^{\mu+\nu+1}}{\sin k\Delta_z \sin k\Delta_t} \sum_{p,q} pq e^{-jk(pz_\mu + qt_\nu)} \times \sum_{m,n} (-1)^{m+n} e^{jk(pz_m + qt_n)} I_{mn}^{(1)} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} I_{mn}^{(1)} &= -e^{jpKD_{mn}^z} F(R_{mn} + pD_{mn}^z) \\ &\quad - e^{jqkD_{mn}^t} F(R_{mn} + qD_{mn}^t) \\ &\quad + e^{jk(\bar{p}D_{mn}^z + \bar{q}D_{mn}^t)} \\ &\quad \times [e^{-kB_{mn}} F(R_{mn} + \bar{p}D_{mn}^z \\ &\quad + \bar{q}D_{mn}^t + jB_{mn}) \\ &\quad + e^{kB_{mn}} F(R_{mn} + \bar{p}D_{mn}^z \\ &\quad + \bar{q}D_{mn}^t - jB_{mn})] \\ &\quad : \tilde{A}_{zt} = \hat{z} \cdot \hat{t} \neq \pm 1 \end{aligned} \quad (11a)$$

$$I_{mn}^{(1)} = -[e^{jpKD_{mn}^z} F(R_{mn} + pD_{mn}^z)$$

$$+ e^{jqkD_{mn}^t} F(R_{mn} + qD_{mn}^t)]_{\tilde{\eta}=0} \\ : \tilde{A}_{zt} = \pm 1 \quad (11b)$$

$$Z_{\mu\nu}^{(2)} = \frac{(-1)^{\mu+\nu+1}}{\sin k\Delta_z} 2j \sum_p p e^{-jpkz_\mu} \\ \times \sum_m (-1)^m e^{jpkz_m} e^{jpkD_{m\nu'}^z} F(R_{m\nu'} + pD_{m\nu'}^z) \quad (12)$$

$$Z_{\mu\nu}^{(3)} = \frac{(-1)^{\mu+\nu+1}}{\sin k\Delta_t} 2j \sum_q q e^{-jqkt_\nu} \\ \times \sum_n (-1)^n e^{jqkt_n} e^{jqkD_{\mu'n}^t} F(R_{\mu'n} + qD_{\mu'n}^t) \quad (13)$$

ここで, p, q, m, n はそれぞれ,

$$p = \pm 1, \quad q = \pm 1 \\ m = 1, 2, \quad n = 1, 2 \quad (14)$$

であり, $[\]_{\tilde{\eta}=0}$ は $\tilde{\eta} = 0$ となる p, q の値をとることを示す. また, 各パラメータは次式で与えられる.

$$R_{mn} = R(z_m, t_n) \\ D_{mn}^z = \mathbf{R}_{mn} \cdot \hat{z} \\ D_{mn}^t = -\mathbf{R}_{mn} \cdot \hat{t} \\ B_{mn} = \mathbf{R}_{mn} \cdot (\hat{z} \times \hat{t}) / \tilde{\eta} \\ \tilde{p} = p / \tilde{\eta}, \quad \tilde{q} = q / \tilde{\eta} \\ \tilde{\eta} = 1 - pq\tilde{A}_{zt}, \quad \eta = 1 + pq\tilde{A}_{zt} \\ \tilde{A}_{zt} = \hat{z} \cdot \hat{t} \quad (15)$$

ここで, 式 (11a) の第 1 項による総和と式 (12), 式 (11a) の第 2 項による総和と式 (13) はそれぞれ相殺されるので, 結局, インピーダンス Z_{MN} は次式で与えられる.

$$Z_{MN} = \frac{Z_0}{16\pi} \left\{ \tilde{Z}_{\mu\nu} + (-1)^{\mu+\nu+1} \frac{4j}{k} \frac{e^{-jkR_{\mu'\nu'}}}{R_{\mu'\nu'}} \right\} \quad (16)$$

$$\tilde{Z}_{\mu\nu} = \frac{(-1)^{\mu+\nu+1}}{\sin k\Delta_z \sin k\Delta_t} \sum_{p,q} pq e^{-jk(pz_\mu + qt_\nu)} \\ \times \sum_{m,n} (-1)^{m+n} e^{jk(pz_m + qt_n)} I_{mn} \quad (17)$$

$$I_{mn} = e^{jk(\tilde{p}D_{mn}^z + \tilde{q}D_{mn}^t)}$$

$$\times [e^{-kB_{mn}} F(R_{mn} + \tilde{p}D_{mn}^z \\ + \tilde{q}D_{mn}^t + jB_{mn}) \\ + e^{kB_{mn}} F(R_{mn} + \tilde{p}D_{mn}^z \\ + \tilde{q}D_{mn}^t - jB_{mn})] \\ : \tilde{A}_{zt} \neq \pm 1 \quad (18a)$$

$$I_{mn} = [e^{jpkD_{mn}^z} F(R_{mn} + pD_{mn}^z) \\ + e^{jqkD_{mn}^t} F(R_{mn} + qD_{mn}^t)]_{\eta=0} \\ = [2e^{jpkD_{mn}^z} F(R_{mn} + pD_{mn}^z)]_{\eta=0} \\ : \tilde{A}_{zt} = \pm 1 \quad (18b)$$

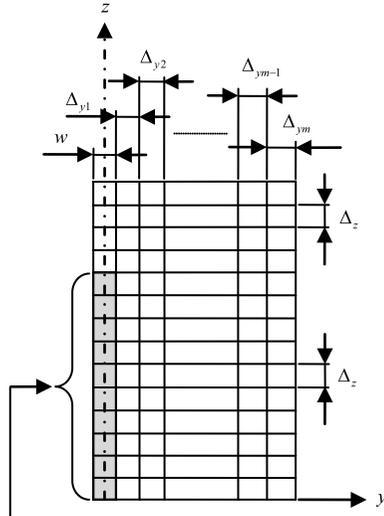
式 (16) の $\{ \}$ 内第 2 項は両方のセグメントがモノポールセグメントの場合のみ有効であり, それ以外はこの項を無視するものとする.

2.3 自己・相互インピーダンスの単積分化

電流の軸方向 (z 方向) 成分同士の相互インピーダンスについては, 前節に示すように解析的に積分できる. その結果をもとに横方向及び横断面方向の積分を行うことになる. 文献 [20] 及び文献 [23] に示されているように, 式 (2) 及び式 (4) については単積分表現できる. 分極電流セグメント間のインピーダンスについて, 式 (4) を直接, 数値計算する場合はあらかじめ $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ となる特異点を積分の外に出しておく必要があったが, 文献 [9] に示されているように解析的に特異点の除去を行える場合, その必要はないことが分かっている. 文献 [20] では特異点の項を加えているがその項は必要なく, 今回単積分化した表現式は自動的に特異点を除去した形になっている. 更に式 (3) についても同様に解析的に単積分表現可能である.

3. インピーダンス特性の計算結果

数値計算の例として, 図 2 に示したプリントダイポールを用いた. 直方体の誘電体の厚さは $L_x = 2.4$ mm, 比誘電率の実部で正規化した虚部は $\tan \delta = 0$ である. また, ダイポール素子の寸法は幅 $w = 3$ mm, 全長 $2H = 100$ mm である. 誘電体のセグメントへの分割は x 方向と z 方向には等分割とし, それぞれの分割数を M_x 及び M_z とする. また, y 方向への分割は図 4 に示すように, ダイポール素子と誘電体が重複する領域ではセグメントの幅とプリントダイポールの幅を一致させ, 重複する領域以外は図 9 を除き不等分割とした. その分割数を M_y としたとき, $M_y = 2m + 1$ となる.



モノポール素子との重複箇所

図4 分割構成

Fig. 4 Configuration of divisions.

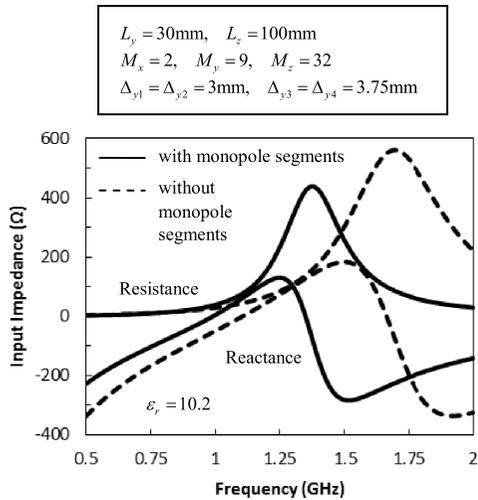


図5 入力インピーダンス ($L_y = 30\text{ mm}, L_z = 100\text{ mm}$)
 Fig. 5 Input impedance ($L_y = 30\text{ mm}, L_z = 100\text{ mm}$).

3.1 モノポールセグメント導入の効果

誘電体の端部にモノポールセグメントを設けた効果を確認するため、モノポールセグメントがない場合との比較を行う。計算結果を図5～図7に示す。図5は $L_y = 30\text{ mm}, L_z = 100\text{ mm}$ の場合、図6は $L_y = 30\text{ mm}, L_z = 200\text{ mm}$ の場合、図7は $L_y = 150\text{ mm}, L_z = 150\text{ mm}$ の場合であり、いずれも $\epsilon_r = 10.2$ としている。図より、文献[22]でも述べられているように、モノポールセグメントを設けると、

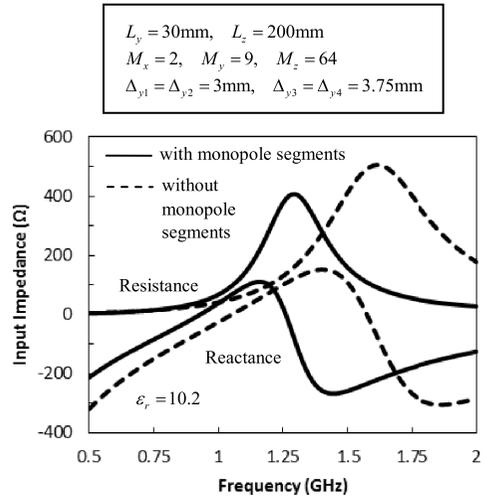


図6 入力インピーダンス ($L_y = 30\text{ mm}, L_z = 200\text{ mm}$)
 Fig. 6 Input impedance ($L_y = 30\text{ mm}, L_z = 200\text{ mm}$).

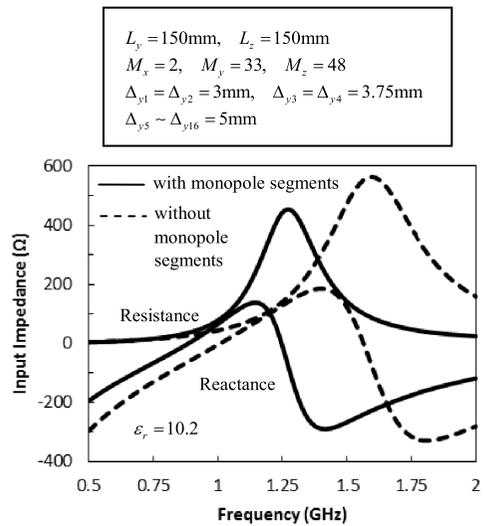


図7 入力インピーダンス ($L_y = 150\text{ mm}, L_z = 150\text{ mm}$)
 Fig. 7 Input impedance ($L_y = 150\text{ mm}, L_z = 150\text{ mm}$).

周波数特性はモノポールセグメントがない場合より低周波数側にずれ、誘電体による波長短縮効果を十分に反映していることが分かる。また、そのずれの量は誘電体の大きさに関係なく同程度であり、アンテナ素子と対面する x 方向のモノポールセグメントの有無が特性に大きく影響していると思われる。なお、周波数特性のずれの量は誘電率が低いほど小さいという結果が得られている。

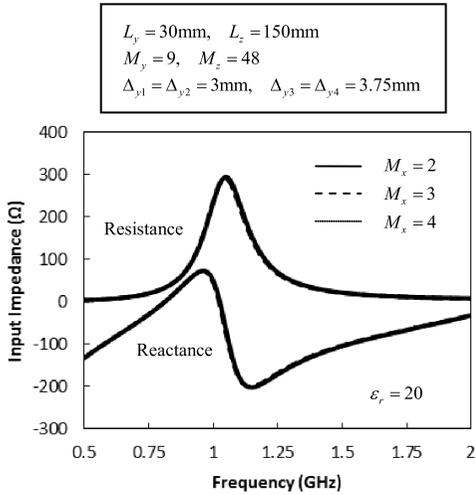


図 8 x 方向の分割を変えた場合の特性
Fig. 8 Input impedance for different divisions of x -direction.

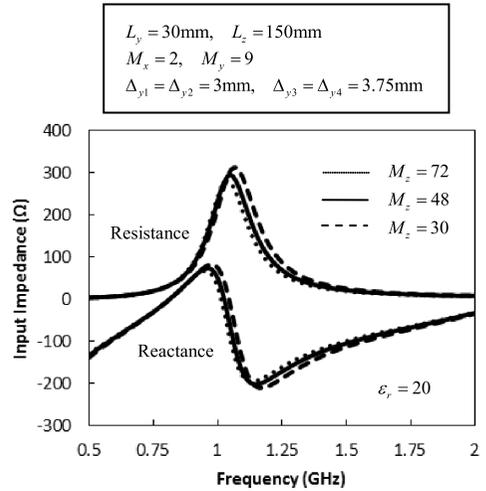


図 10 z 方向の分割を変えた場合の特性
Fig. 10 Input impedance for different divisions of z -direction.

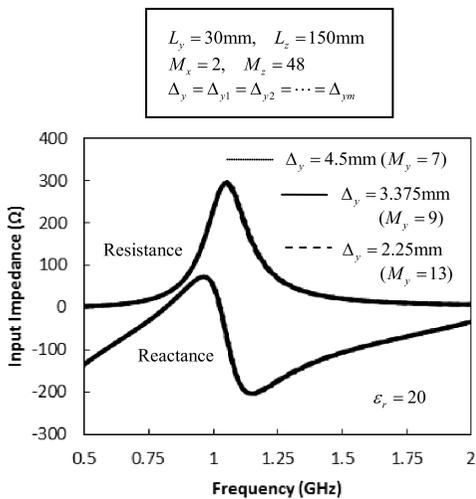


図 9 y 方向の分割を変えた場合の特性
Fig. 9 Input impedance for different divisions of y -direction.

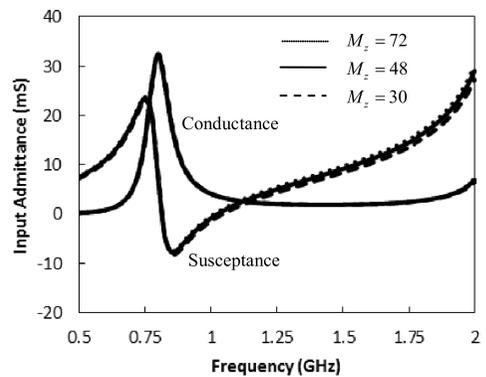


図 11 図 10 のアドミタンス表現
Fig. 11 Admittance representation of Fig. 10.

3.2 基礎検討及び他のモーメント法解析との比較
基本特性として、 x , y , z 方向の分割数を変えた場合の周波数特性をそれぞれ、図 8, 図 9, 図 10 に示す。基板寸法は $L_y = 30$ mm, $L_z = 150$ mm としている。 $\epsilon_r = 20$ の場合を図示しているが、パラメータに対する変化は、1.5 波長共振モードまでは誘電率に関係なく同様である。図から、インピーダンス特性は、基板の厚さ方向と幅方向の分割にはほとんど依存しないことが分かる。また、基板及びダイポール素子の長さ

方向の分割を粗くすると、1 波長共振モードの周波数が多少高い方にずれる。ダイポール素子単体の特性も同様の結果であり、この特性がそのまま反映されているものと思われる。ただし、1 波長共振付近は高インピーダンスであるため誤差が大きく出やすいが、見た目ほど差はないと考えられる。参考として、図 10 を入力アドミタンス表現に変換した結果を図 11 に示す。1 波長共振付近の誤差が見えなくなっていることが分かる。反射係数に変換した場合も誤差が小さく、特性上問題ない誤差であるといえる。

最後に、 $L_y = L_z = 200$ mm の場合の計算結果を図 12~図 15 に示す。図 12, 図 13 は $\epsilon_r = 10.2$, 図 14, 図 15 は $\epsilon_r = 20$ の場合である。他のモーメ

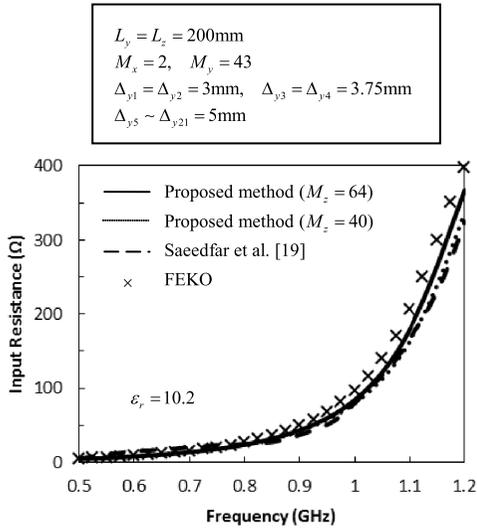


図 12 抵抗成分の特性
Fig. 12 Input resistance.

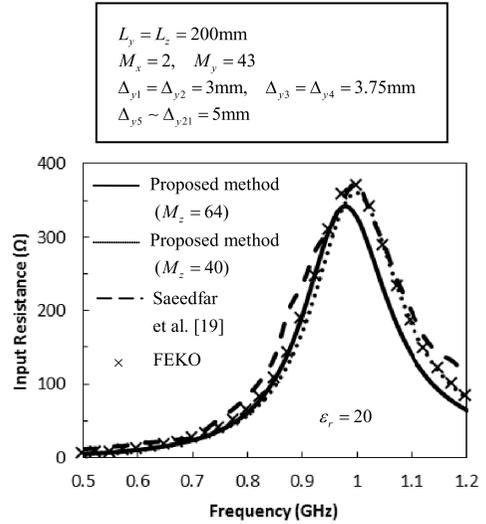


図 14 抵抗成分の特性
Fig. 14 Input resistance.

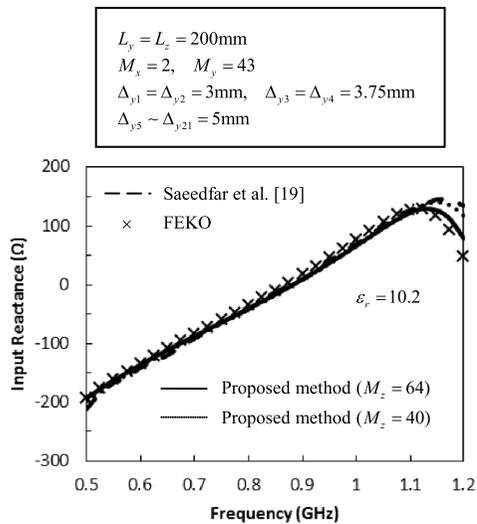


図 13 リアクタンス成分の特性
Fig. 13 Input reactance.

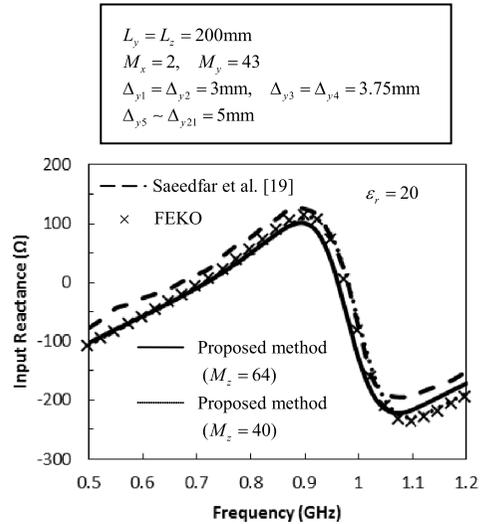


図 15 リアクタンス成分の特性
Fig. 15 Input reactance.

ント法解析として、分極電流と混合領域モーメント法を用いた文献 [19] による結果、等価表面電磁流と部分領域モーメント法を用いた商用ソフト FEKO [24] の計算結果も図示している。FEKO において、RWG 関数 [25] による電磁流の三角形要素の最大長さは 3 mm としている。

$\epsilon_r = 10.2$ の場合は文献 [19] と FEKO の結果とよい一致を示している。 $\epsilon_r = 20$ の場合は、FEKO の結果とはよい一致を示しているが、文献 [19] の結果と多

少差が出ている。その一つの要因として、文献 [19] における電流展開関数は全領域展開関数と部分領域展開関数を併用し、それぞれルジャンドル多項式を使用しているが、部分領域の境界での電流法線成分の連続性を確保していないことによる影響が考えられる。

以上の結果より、誘電体端部にモノポールセグメントを設けることにより、本解析法の有効性を向上させることができた。今後実験等により、本解析法の妥当性の検証を進める予定である。

4. む す び

本論文では、誘電体基板の片面に設けられた共平面形プリントダイポールアンテナにおいて、板状ダイポール素子及び分極電流のブロックモデルを区分的正弦波電流展開し、更に誘電体端部にモノポールセグメントを導入し、ガラーキン法を採用したモーメント法解析を行った。まず、板状導体と誘電体から構成されるアンテナのガラーキンモーメント法の定式化の概要について述べ、モノポールセグメント間の自己・相互インピーダンスを単積分形で表すことができることを示した。次に、この手法を用いてプリントダイポールアンテナの入力インピーダンスを数値解析し、誘電体端部に設けたモノポールセグメントの効果の確認を行い、更に他の手法による結果と比較し、本手法の有効性と妥当性を確認した。

文 献

- [1] J.H. Richmond, "Scattering by a dielectric cylinder arbitrary cross section shape," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.AP-13, no.3, pp.334-341, May 1965.
- [2] D.E. Libesay and K. Chen, "Electromagnetic fields induced inside arbitrarily shaped biological bodies," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol.MTT-22, no.12, pp.1273-1280, Dec. 1974.
- [3] K. Karimullah, K. Chen, and D.P. Nyquist, "Electromagnetic coupling between a thin-wire antenna and a neighboring biological body: Theory and experiment," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol.MTT-28, no.11, pp.1218-1225, Nov. 1980.
- [4] T.K. Sarker, E. Arvas, and S. Ponnappalli, "Electromagnetic scattering from dielectric bodies," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.37, no.5, pp.673-676, May 1989.
- [5] T.K. Sarker and E. Arvas, "An integral equation approach to the analysis of finite microstrip antennas: Volume/surface formulation," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.38, no.3, pp.305-312, March 1990.
- [6] T.K. Sarker, S.M. Rao, and A.R. Djordjevic, "Electromagnetic scattering and radiation from finite microstrip structures," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol.38, no.11, pp.1568-1575, Nov. 1990.
- [7] D.H. Schaubert, D.R. Wilton, and A.W. Glisson, "A tetrahedral modeling method for electromagnetic scattering by arbitrarily shaped inhomogeneous dielectric bodies," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.AP-32, no.1, pp.77-85, Jan. 1984.
- [8] 小泉大輔, 陳 強, 澤谷邦男, "ブロックモデル法とガラーキ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.
- [9] 柳坪孝志, 陳 強, 澤谷邦男, "プリントアンテナのガラーキン・モーメント法解析," *信学技報*, A-P2002-73, July 2002.
- [10] C.C. Lu and W.C. Chew, "A coupled surface-volume integral equation approach for the calculation of electromagnetic scattering from composite metallic and material targets," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.48, no.12, pp.1866-1868, Dec. 2000.
- [11] C.C. Lu and C. Yu, "Computation of input impedance of printed antennas with finite size and arbitrarily shaped dielectric substrate and ground plane," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.52, no.2, pp.615-619, Feb. 2004.
- [12] S.N. Makarov, S.D. Kulkarni, A.G. Marut, and L.C. Kempel, "Method of moments solution for a printed patch/slot antenna on a thin finite dielectric substrate using the volume integral equation," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.54, no.4, pp.1174-1184, April 2006.
- [13] J.P. Creticos and D.H. Schaubert, "Electromagnetic scattering by mixed conductor-dielectric bodies of arbitrary shape," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.54, no.8, pp.2402-2407, Aug. 2006.
- [14] B.M. Nataro and B.D. Popovic, "General entire-domain Galerkin method for analysis of wire antennas in the presence of dielectric bodies," *IEE Proc.-Microw. Antennas Propag.*, vol.145, no.1, pp.13-18, Feb. 1998.
- [15] 井上貴司, 稲垣直樹, 菊間信良, "モード分極電流モデル解法と誘電体散乱への応用," *信学論 (B)*, vol.J85-B, no.5, pp.788-796, May 2002.
- [16] 井上貴司, 稲垣直樹, 菊間信良, "モード展開分極電流モデル解法の誘電体共振器アンテナへの適用," *信学論 (B)*, vol.J86-B, no.1, pp.76-84, Jan. 2003.
- [17] Y. Liu, S. Safavi-Naeini, S.K. Chaudhuri, and R. Sabry, "Efficient simulation of rectangular dielectric resonators using volume MPIE-MoM formulation with combined entire-domain and subdomain basis functions," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.52, no.1, pp.327-332, Jan. 2004.
- [18] A. Saeedfar and K. Sawaya, "Improved solution of tensor-volume integral equation using mixed-domain MoM with polynomial expansion," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E90-B, no.3, pp.607-620, March 2007.
- [19] A. Saeedfar, H. Sato, and K. Sawaya, "Impedance analysis of printed antenna on three-dimensional high-permittivity dielectric substrate using mixed-domain MoM," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E92-B, no.6, pp.2352-2355, June 2009.
- [20] 吉川幸広, 宮下裕章, 千葉 勇, 牧野 滋, "分極電流モーメント法におけるインピーダンス行列要素の積分次数低減," *信学論 (B)*, vol.J86-B, no.9, pp.1721-1730, Sept. 2003.
- [21] H. Zhai, Q. Yuan, Q. Chen, and K. Sawaya, "Single integral expressions of self/mutual impedance of volume sinusoidal monopoles with consideration of endpoint charges," *IEICE Technical Report*,

A-P2007-156, Jan. 2008.

- [22] 陳 強, ザイファイチン, 袁 巧微, 澤谷邦男, “誘電体に対するガラーキンモーメント法—端部電荷を考慮した直方体モノポール間の自己・相互インピーダンスの単積分化,” 信学論 (B), vol.J91-B, no.9, pp.926–939, Sept. 2008.
- [23] 吉川幸広, 宮下裕章, 牧野 滋, “面素モーメント法における任意配置屈曲方形ダイポール間インピーダンスの単積分表現式,” 信学論 (B), vol.J88-B, no.6, pp.1119–1129, June 2005.
- [24] EMSS, “FEKO,” 2012, available at <http://www.feko.info>
- [25] S.M. Rao, D.R. Wilton, and A.W. Glisson, “Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol.AP-30, no.3, pp.409–418, May 1982.

(平成 25 年 1 月 5 日受付, 4 月 2 日再受付)



吉川 幸広 (正員)

昭 54 東北大・工・通信卒. 昭 56 同大大学院修士課程了. 同年三菱電機 (株) 入社. 以来, レーダ, 移動通信, 衛星通信等のアンテナ, マイクロ波受動回路素子の開発に従事. 平 18 退職. 現在, 東北大学大学院工学研究科電気・通信工学専攻博士課程在

籍. IEEE 会員.



澤谷 邦男 (正員:フェロー)

昭 46 東北大・工・通信卒. 昭 51 同大大学院博士課程了. 現在同大名誉教授, 未来科学技術共同研究センター研究支援者. プラズマ中のアンテナ, プラズマ加熱用アンテナ, 超伝導アンテナ, 電磁波の散乱・回折理論, 移動通信用アンテナ, アレーアンテナの研究に従事. 工博. IEEE フェロー, 映像情報メディア学会会員. 昭 56 本会学術奨励賞, 昭 63 同論文賞, 平 18 同通論論文賞, 平 21 同論文賞及び喜安善市賞受賞.



陳 強 (正員)

昭 63 西安電子科技大卒. 平 6 東北大大学院博士課程了. 現在, 同大学院工学研究科通信工学専攻教授. 移動通信用アンテナ, アレーアンテナ, 電磁界の数値解析の研究に従事. 平 5 本会学術奨励賞受賞. 平 8 及び平 18 本会通信ソサイエティ活動功労賞.

平 21 同論文賞及び喜安善市賞受賞.