

大地上の接地を有するモノポールアンテナの理論解析

湯浅 晶[†] 板津 大介[†] 稲垣 直樹[†] 菊間 信良[†]

Theoretical Analysis of a Monopole Antenna with Conducting Flat Disc above the Earth

Aki YUASA[†], Daisuke ITATSU[†], Naoki INAGAKI[†], and Nobuyoshi KIKUMA[†]

あらまし 大地上の接地を有するモノポールアンテナを等価回路を用いて解析し、大地の電気的特性の影響を考慮した電流分布、入力インピーダンス、指向性、アンテナ能率をアンテナ長、接地板の半径、周波数などをパラメータとして求めた。まず、平面波展開により、系をスペクトル領域の等価回路表現し、回路方程式を解くことによって、Green 関数を求めている。モーメント法による数値計算の結果から、入力インピーダンスとアンテナ能率は接地板の半径の大きさに依存することがわかった。接地板をもたない場合、アンテナ長が大きいほどアンテナ能率は高くなるが、接地板をもつ場合、その半径を大きくしていくと、アンテナ長が大きいとアンテナ能率は小さくなり、アンテナ長が小さい場合は大きくなっていく。また、放射指向性はアンテナ長が長くなるほど指向性最大方向が水平に近づき、接地板の半径が大きくなるほどビーム幅が大きくなるが、周波数の影響をあまり受けないことがわかった。

キーワード Green 関数, 等価回路, 等価電圧源, 等価電流源, モーメント法

1. ま え が き

接地アンテナはマルコーニ以来の古い歴史をもち、中波送信アンテナなどに用いられている。このアンテナの特性は大地の影響を強く受け、設置場所の電気的特性によって能率が大幅に変化することが経験的に知られている。大地の影響は接地(アース)のとり方に依存する大地の小域的影響と、接地のとり方だけでは解決されない大地の広域的な影響とに分けられる。従来の研究では、アースを設けることによってアンテナ上には完全導体上の接地におけるものと等しい電流が流れるとして小域的影響を避け、指向性の広域的な影響を調べることが行われている [1]。

大地の影響を考慮した電流分布の解析は、大地から少し上方に置かれた円筒上アンテナに対して行われており [2], [3], また、アースをもたず、直接大地に接地されたモノポールアンテナの特性の解析も行われている [4]。しかし、大地の上にアースのための接地板をもったモノポールアンテナの解析についてはあまり報告されていない。

本論文では、図 1 に示すような大地上にアースをもった接地モノポールアンテナを Full wave analysis によって解析し、アースをもたない場合と比較を行うこと、また、大地と接地板の影響を数値解析により調査することを目的としている。平面波展開を用いた等価回路による解析方法によって Green 関数を求め、モーメント法により、数値計算を行う。これにより、接地モノポールアンテナのアースの影響を受けた電流分布、入力インピーダンス、アンテナ能率、指向性などを求め、また、解析手法の妥当性を検討する。

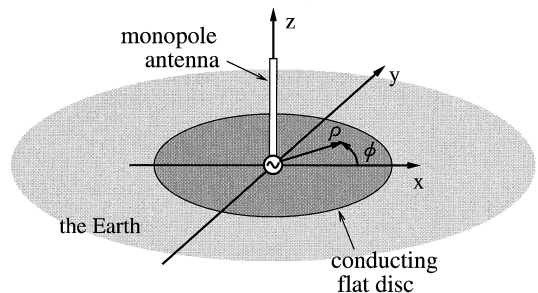


図 1 解析モデル
Fig. 1 Model.

[†] 名古屋工業大学電気情報工学科, 名古屋市
Department of Electrical and Computer Engineering,
Nagoya Institute of Technology, Nagoya-shi, 466-8555 Japan

2. Green 関数の導出

図 2 のように、誘電率 ϵ_s 、導電率 σ の大地の上に接地のための導体円板をもった構造のアンテナに対し、モノポールアンテナと接地板上の電流素子 J_a, J_g を次のように考える。

$$J_a = \hat{z} \frac{1}{2\pi a} f(z) \delta(\rho - a) \quad [\text{A/m}^2] \quad (1)$$

$$J_g = \hat{\rho} \frac{1}{2\pi \rho} g(\rho) \delta(z) \quad [\text{A/m}^2] \quad (2)$$

ここで、共通の時間因子 $e^{j\omega t}$ は省略されている。この構造のように、2 媒質構造が波源を含む系を多層媒質の解析に有効な等価回路 [5] による方法を用いて解析する。仮定した電流素子に対し、平面波展開 (フーリエ変換) を行う。それぞれの電流素子に対するスペクトル領域の電流を \bar{J}_a, \bar{J}_g とすると、

$$\begin{aligned} \bar{J}_a &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\pi a} f(z) dz \delta(\rho - a) e^{-j(lx + my)} dx dy \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2\pi a} f(z) dz \delta(\rho - a) \\ &\quad \times e^{-j\rho\rho \cos(\phi - \phi')} \rho d\phi d\rho \\ &= f(z) dz J_0(p\rho) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \bar{J}_g &= \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2\pi\rho} g(\rho) e^{-j\rho\rho \cos(\phi - \phi')} \rho d\phi d\rho \\ p &= \sqrt{l^2 + m^2} \end{aligned} \quad (4)$$

これらの電流素子は E 波を放射するので、E 波に対する等価回路を考えれば十分である。等価回路は図 3(a),

(b) のようになる。(a) は電界の観測点がモノポール上の電流よりも上 ($z > z'$) にある場合、(b) は下にある場合 ($0 < z < z'$) である。各等価回路における電圧源、電流源はスペクトル領域の電流素子に対応するものであり、次のように書くことができる。

$$V(p) = \frac{p}{\omega\epsilon_0} \bar{J}_z = \frac{p}{\omega\epsilon_0} J_0(p\rho) f(z) dz \quad (5)$$

$$I(p) = -\bar{J}_g = -j \int_0^{\infty} g(\rho) J_1(p\rho) d\rho \quad (6)$$

等価回路において、

$$\beta_0 = \sqrt{k_0^2 - p^2}, \quad k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \quad (7)$$

$$\beta_1 = \sqrt{k_1^2 - p^2}, \quad k_1^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_1 \quad (8)$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 \epsilon_r, \quad \epsilon_r = \epsilon_s - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (9)$$

$$Z_0 = \frac{\beta_0}{\omega\epsilon_0}, \quad Z_1 = \frac{\beta_1}{\omega\epsilon_1} \quad (10)$$

である。図における等価伝送線路は自由空間に対応するので、特性インピーダンスは Z_0 に、位相定数は β_0 に等しい。

等価回路上の電流 I_m 、電圧 V_p とヘルツポテンシャル π_e の関係、 π_e と電界の関係 [5] を用いると、スペクトル領域の電界は次のように表される。

$$\bar{E}_z = -\frac{p}{\omega\epsilon_0} I_m \quad (11)$$

$$\bar{E}_\rho = V_p \cos(\phi - \phi') \quad (12)$$

等価回路より、 I_m, V_p について解くと、

$$I_m = \frac{Z_1}{Z_0 + Z_1} I(p) e^{-j\beta_0 z} + \frac{V(p)}{Z_0 + Z_1}$$

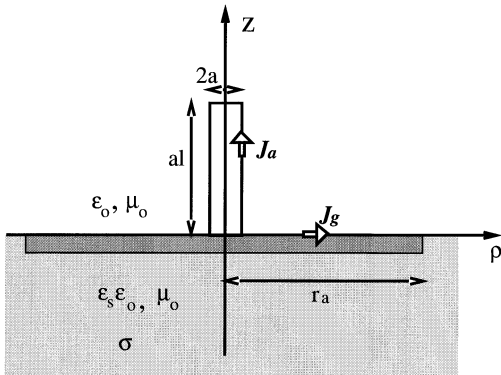


図 2 モノポールアンテナの構造と座標

Fig. 2 Structure and geometry of monopole antenna with conducting flat disc above the earth.

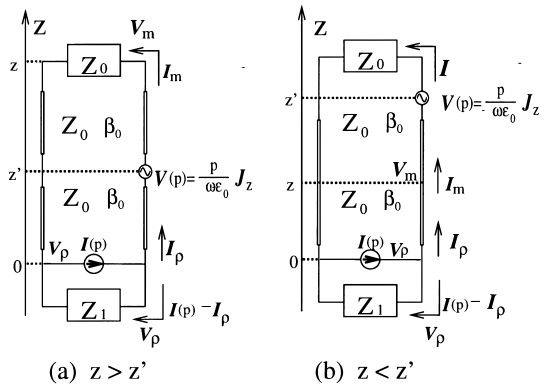


図 3 等価回路

Fig. 3 Equivalent circuit.

$$\times \left\{ \cos \beta_0 z_{<} + j \frac{Z_1}{Z_0} \sin \beta_0 z_{<} \right\} e^{-j\beta_0 z_{>}} \quad (13)$$

$$V_\rho = \frac{Z_0 Z_1}{Z_0 + Z_1} I(p) - \frac{Z_1}{Z_0 + Z_1} V(p) e^{-j\beta_0 z'} \quad (14)$$

ここで、 $z_{>}, z_{<}$ は、 z と z' の大きいほう、小さいほうを示す。これに $V(p), I(p)$ を代入すると、電界を求めることができる。

ここで、Green 関数を次のように定義する。

$$\bar{E}_z = \bar{G}_{zz} f(z') dz' + \int_0^\infty g(\rho') \bar{G}_{z\rho} d\rho' \quad (15)$$

$$\bar{E}_\rho = \bar{G}_{\rho z} f(z') dz' + \int_0^\infty g(\rho') \bar{G}_{\rho\rho} d\rho' \quad (16)$$

$\bar{G}_{zz}, \bar{G}_{z\rho}$ は、それぞれ電流 \bar{J}_z, \bar{J}_ρ の z 方向の電界に対する寄与であり、 $\bar{G}_{\rho z}, \bar{G}_{\rho\rho}$ は、それぞれ電流 \bar{J}_z, \bar{J}_ρ の ρ 方向の電界に対する寄与を示している。すると、四つの Green 関数がスペクトル領域で得られ、それぞれは次のようになる。

$$\bar{G}_{zz} = -\frac{p^2}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \beta_0 + \beta_1} e^{-j\beta_0 z_{>}} \times \left\{ \cos \beta_0 z_{<} + j \frac{Z_1}{Z_0} \sin \beta_0 z_{<} \right\} J_0(pa) \quad (17)$$

$$\bar{G}_{z\rho} = \frac{j p}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \beta_0 + \beta_1} e^{-j\beta_0 z'} J_1(p\rho') \quad (18)$$

$$\bar{G}_{\rho z} = -\frac{p}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \beta_0 + \beta_1} e^{-j\beta_0 z} \cos(\phi - \phi') \quad (19)$$

$$\bar{G}_{\rho\rho} = -\frac{j\beta_0}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \beta_0 + \beta_1} J_1(p\rho') \cos(\phi - \phi') \quad (20)$$

2.1 G_{zz} の導出

スペクトル領域で得られた Green 関数を逆フーリエ変換により実領域に戻す。 G_{zz} は、大地上に直接接地されたモノポールアンテナ [5] に用いられている Green 関数とほぼ同じ形となる。文献 [5] はモノポールアンテナの軸上に電流を仮定しているが、本論文では解の厳密な収束性を確認するためにモノポールアンテナの表面上に電流を仮定している。そのため、軸電流近似に対し、修正項が現れ、次のようになる。

$$G_{zz} = -\frac{\eta}{4\pi} \left(k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) [\Phi^- + \Phi^+] \quad (21)$$

$$\Phi^-(z - z') = \Phi^{ax}(z - z') + \Phi^{\text{mod}}(z - z') \quad (22)$$

$$\Phi^+(z + z') = \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1} (\Phi^-(z + z') - 2(F_1(z + z') + F_2(z + z'))) \quad (23)$$

ここで、 Φ^{ax} はモノポールアンテナの中心軸電流から得られる関数で、自由空間の Green 関数に等しい。 Φ^{mod} は、 Φ^{ax} に対する、表面電流の修正項となり、それぞれ次のようになる。

$$\Phi^{ax} = j \frac{e^{-jk_0 \sqrt{a^2 + (z-z')^2}}}{k_0 \sqrt{a^2 + (z-z')^2}} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \Phi^{\text{mod}} &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin t J_0(k_0 a \sin t) (J_0(k_0 a \sin t) - 1) \\ &\times e^{-jk_0 |z-z'| \cos t} dt \\ &+ j \int_0^\infty \cosh t J_0(k_0 a \cosh t) \\ &\times (J_0(k_0 a \cosh t) - 1) \\ &\times e^{-k |z-z'| \sinh t} dt \end{aligned} \quad (25)$$

ただし、ここで $z - z' = 0$ のときは区間の平均値を用いるものとする [6]。

$$\begin{aligned} \Phi_0^{ax} &= \frac{j}{\Delta z} \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} \frac{e^{-jk_0 \sqrt{a^2 + z^2}}}{k_0 \sqrt{a^2 + z^2}} dz \\ &\simeq \frac{2j}{k_0 \Delta z} \ln \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta z}{2a} \right)^2} + \frac{\Delta z}{2a} \right) + 1 \end{aligned} \quad (26)$$

修正項 Φ^{mod} に対しても、同様に平均値を用いる。また、 F_1, F_2 は次のようになる。

$$F_1 = \int_0^\infty \frac{\sin t (J_0(k_0 a \sin t))^2}{\cos t + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 t}} \times \frac{e^{-jk_0(z+z') \cos t}}{\cos t + \frac{1}{\varepsilon_r} \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 t}} dt \quad (27)$$

$$F_2 = -j \int_0^\infty \frac{\cosh t (J_0(k_0 a \cosh t))^2}{\sinh t + \sqrt{\cosh^2 t - \varepsilon_r}} \times \frac{e^{-jk_0(z+z') \sinh t}}{\sinh t + \frac{1}{\varepsilon_r} \sqrt{\cosh^2 t - \varepsilon_r}} dt \quad (28)$$

2.2 $G_{z\rho}, G_{\rho z}$ の導出

$$\begin{aligned}
 G_{z\rho} &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \overline{G}_{z\rho} e^{-jp\rho \cos(\phi-\phi')} p d\phi' dp \\
 &= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial}{\partial \rho'} \right) \frac{\eta}{k_0} \int_0^\infty \frac{p\beta_1}{\beta_0(\varepsilon_r\beta_0 + \beta_1)} \\
 &\quad \times J_0(pa) J_0(p\rho') e^{-j\beta_0 z} dp \\
 &= \frac{\eta}{2\pi} \left(\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial}{\partial \rho'} \right) \Phi^{12}(z, \rho') \quad (29)
 \end{aligned}$$

Φ^{12} をそのまま数値積分すると収束しない．そこで，

$$\lim_{p \rightarrow \infty} \frac{p\beta_1}{\beta_0(\varepsilon_r\beta_0 + \beta_1)} = \frac{j}{1 + \varepsilon_r} \quad (30)$$

の関係を用いて次のように変形する．

$$\begin{aligned}
 \Phi^{12} &= \frac{1}{k_0} \int_0^\infty \left(\frac{p\beta_1 e^{-j\beta_0 z}}{\beta_0(\varepsilon_r\beta_0 + \beta_1)} - \frac{j e^{-pz}}{1 + \varepsilon_r} \right) \\
 &\quad \times J_0(pa) J_0(p\rho') dp \\
 &\quad + \frac{1}{k_0} \frac{j}{1 + \varepsilon_r} \int_0^\infty J_0(pa) J_0(p\rho') e^{-pz} dp \\
 &= \Phi^A + \frac{j}{1 + \varepsilon_r} \Phi^B \quad (31)
 \end{aligned}$$

$$= \Phi^A + \frac{j}{1 + \varepsilon_r} \Phi^B \quad (32)$$

ここで， Φ^A は数値積分が可能である． Φ^B は，

$$\Phi^B = \frac{2}{\pi} \frac{1}{k_0 \sqrt{(\rho' + a)^2 + z^2}} K \left(\frac{2\sqrt{\rho'a}}{\sqrt{(\rho' + a)^2 + z^2}} \right) \quad (33)$$

である． $K(y)$ は第 1 種完全楕円積分である．ただし，これは $\rho' = a, z = 0$ のときは $K(1) = \infty$ となるため，このときのみ， $[0, dz/2]$ の区間においての z に対する平均値を用いる． $\rho' = a, z = 0$ のとき，

$$\Phi^B = \frac{2}{\pi} \frac{2}{\Delta z} \int_0^{\frac{\Delta z}{2}} \frac{dz}{k_0 \sqrt{4a^2 + z^2}} K \left(\frac{2\sqrt{\rho'a}}{\sqrt{4a^2 + z^2}} \right) \quad (34)$$

この K の積分においては， $K(y) = 0$ ($y > 1 - \epsilon, \epsilon = 10^{-8}$) とし，積分値を近似値として得る．

また，スペクトル領域の $\overline{G}_{\rho z}$ を変換すると，

$$G_{\rho z} = \frac{\eta}{2\pi} \left(\frac{\partial}{\partial \rho} \frac{\partial}{\partial z'} \right) \Phi^{12}(z', \rho) \quad (35)$$

となる，これは $G_{z\rho}$ において， $z \rightarrow z', \rho' \rightarrow \rho$ としたものと同一関数であり，対称性を満たしている．

2.3 $G_{\rho\rho}$ の導出

$$\begin{aligned}
 G_{\rho\rho} &= -\frac{1}{2\pi} \left(\frac{\partial}{\partial \rho} \frac{\partial}{\partial \rho'} \right) \frac{\eta}{k_0} \int_0^\infty \frac{\beta_0}{p} \frac{\beta_1}{\varepsilon_r\beta_0 + \beta_1} \\
 &\quad \times J_0(p\rho) J_0(p\rho') dp \quad (36)
 \end{aligned}$$

数値積分が収束するように次のように変形する．

$$\begin{aligned}
 G_{\rho\rho} &= -\frac{1}{2\pi} \int_0^{k_0} \frac{\eta}{k_0} \left(\frac{\beta_0\beta_1}{\varepsilon_r\beta_0 + \beta_1} - \frac{-jp}{1 + \varepsilon_r} \right) \\
 &\quad \times p J_1(p\rho) J_1(p\rho') dp - \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\partial}{\partial \rho} \frac{\partial}{\partial \rho'} \right) \\
 &\quad \times \left[\frac{\eta}{k_0} \int_0^\infty \left(\frac{\beta_0}{p} \frac{\beta_1}{\varepsilon_r\beta_0 + \beta_1} - \frac{-j}{1 + \varepsilon_r} \right) \right. \\
 &\quad \times J_0(p\rho) J_0(p\rho') dp \\
 &\quad \left. + \frac{-j}{(1 + \varepsilon_r)} \frac{\eta}{k_0} \int_0^\infty J_0(p\rho) J_0(p\rho') dp \right] \quad (37)
 \end{aligned}$$

となる．これを三つの関数 Ψ^A, Ψ^B, Ψ^C で表す．

$$G_{\rho\rho} = \frac{-1}{2\pi} \left[\Psi^A + \left(\frac{\partial}{\partial \rho} \frac{\partial}{\partial \rho'} \right) (\Psi^B + \Psi^C) \right] \quad (38)$$

Ψ^A, Ψ^B は，数値積分が可能である． Ψ^C は次式となる．ただし，これは， $\rho = \rho'$ のとき発散する．

$$\Psi^C = \frac{-j\eta}{(1 + \varepsilon_r)k_0} \frac{2}{\pi} \frac{1}{\rho + \rho'} K \left(\frac{2\sqrt{\rho\rho'}}{\rho + \rho'} \right) \quad (39)$$

発散を避けるため， $\rho = \rho'$ のときのみ，次のような平均値を用いる．

$$\begin{aligned}
 \Psi^C &= \frac{-j}{1 + \varepsilon_r} \frac{2}{\pi} \frac{\eta}{(\Delta\rho)^2} \\
 &\quad \times \int_{\rho-\Delta\rho/2}^{\rho+\Delta\rho/2} \int_{\rho'-\Delta\rho/2}^{\rho'+\Delta\rho/2} \frac{dr dr'}{k_0 r + k_0 r'} K \left(\frac{2\sqrt{rr'}}{r + r'} \right) \quad (40)
 \end{aligned}$$

この積分は， Ψ^C と同様， $K(y) = 0$ ($y > 1 - \epsilon, \epsilon = 10^{-8}$) とし，積分値を近似値として得る．

3. モーメント法による数値解析

3.1 展開関数

線状アンテナと面状導体の組合せ構造に対してモーメント法を適用する際，両者の接合部分の取扱いに工夫を要する．Newmanらはアタッチメントモードの導入を提案し [7]，越智らは放射状セグメント，板状セグ

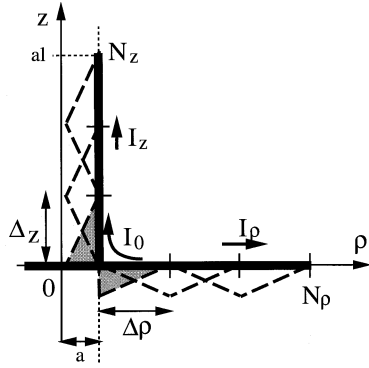


図4 展開関数
Fig. 4 Expansion function.

メントとジョイントセグメントを導入することを提案している [8] . 筆者らは Newman らが区分正弦波の電流関数を採用したのに対し , 三角波パルスを用いる . すなわち , 図 4 のようにモノポールアンテナと接地板を分割し , 次のような三角波パルスの展開関数を用いる .

$$f_m(x) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta x}(x - x_{m-1}) & x_{m-1} < x < x_m \\ \frac{1}{\Delta x}(x_{m+1} - x) & x_m < x < x_{m+1} \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (41)$$

これを z, ρ 軸方向について , $f(z), g(\rho)$ と定義する . z, ρ 方向の分割数を N_z, N_ρ とし , どちらも給電点を $m = 0$ として順に番号を付ける . また , ガラーキン法を用いるため , 重み関数は展開関数と同じである .

3.2 インピーダンス行列

四つの Green 関数から求められるインピーダンス行列は次のように書ける .

$$Z_{mn}^{11} = - \int_{L_m} \int_{L_n} f_m(z) G_{zz} f_n(z') dz' dz \quad (42)$$

$$Z_{mn}^{12} = - \int_{L_m} \int_{L_n} f_m(z) G_{z\rho} (-g_n(\rho')) d\rho' dz \quad (43)$$

$$Z_{mn}^{21} = - \int_{L_m} \int_{L_n} (-g_m(\rho)) G_{\rho z} f_n(z') dz' d\rho \quad (44)$$

$$Z_{mn}^{22} = - \int_{L_m} \int_{L_n} (-g_m(\rho)) G_{\rho\rho} (-g_n(\rho')) d\rho d\rho' \quad (45)$$

ここで , L_m は m 番目の区間を表し , $[z_{m-1}, z_{m+1}]$, $[\rho_{m-1}, \rho_{m+1}]$ である . ただし , $L_0 = [0, z_1]$ とする . 四つの Green 関数はそれぞれ , 波源と観測点に対する偏微分を含んでいるため , 2 回の部分積分を行い , 分割数が十分大きいとして , 積分を一定値で近似する . $f_m(z)$ に作用するものは $z = z_m$ の値 , $f'_n(z)$ に作用するものは $z = z^+ = (z_m + z_{m+1})/2$, $z = z^- = (z_m + z_{m-1})/2$ の値で近似する . このとき , Φ^\mp は $\Delta z/2$ ごとの離散点における値だけで近似され , 次式が得られる [5] .

$$\begin{aligned} Z_{mn}^{11} = & \frac{\eta}{4\pi} \left[\frac{(k_0 \Delta z)^2}{(1 + \delta_m)(1 + \delta_n)} (\Phi^+ + \Phi^-) \right. \\ & + \Phi^+(z^+, z'^+) - (1 - \delta_n) \Phi^+(z^+, z'^-) \\ & + (1 - \delta_m)(1 - \delta_n) \Phi^+(z^-, z'^-) \\ & - (1 - \delta_m) \Phi^+(z^-, z'^+) \\ & - \Phi^-(z^+, z'^+) + (1 - \delta_n) \Phi^-(z^+, z'^-) \\ & - (1 - \delta_m)(1 - \delta_n) \Phi^-(z^-, z'^-) \\ & + (1 - \delta_m) \Phi^-(z^-, z'^+) \\ & + \delta_m [-\Phi^+(0, z'^+) + (1 - \delta_n) \Phi^+(0, z^-) \\ & + \Phi^-(0, z'^+) - (1 - \delta_n) \Phi^-(0, z^-)] \\ & + \delta_n [-\Phi^+(z^+, 0) + (1 - \delta_m) \Phi^+(z^-, 0) \\ & + \Phi^-(z^+, 0) - (1 - \delta_m) \Phi^-(z^-, 0)] \\ & \left. + \delta_m \delta_n [\Phi^+(0, 0) - \Phi^-(0, 0)] \right] \quad (46) \end{aligned}$$

Z^{12}, Z^{21}, Z^{22} においても 2 回部分積分を行い , 積分を一定値で近似する . ρ についての参照点を $\rho = \rho^+ = (\rho_m + \rho_{m+1})/2$, $\rho = \rho^- = (\rho_m + \rho_{m-1})/2$ とすると , これらは次のようになる .

$$\begin{aligned} Z_{mn}^{12} = & \frac{\eta}{2\pi} \left[\Phi^{12}(z^+, \rho'^+) \right. \\ & + (1 - \delta_m)(1 - \delta_n) \Phi^{12}(z^-, \rho'^-) \\ & - (1 - \delta_m) \Phi^{12}(z^-, \rho'^+) \\ & - (1 - \delta_n) \Phi^{12}(z^+, \rho'^-) \\ & + \delta_m [(1 - \delta_n) \Phi^{12}(0, \rho'^-) - \Phi^{12}(0, \rho'^+)] \\ & \left. + \delta_n [(1 - \delta_m) \Phi^{12}(z^-, 0) - \Phi^{12}(z^+, 0)] \right] \end{aligned}$$

$$+ \delta_m \delta_n \Phi^{12}(0, 0) \quad (47)$$

$$Z_{mn}^{21} = Z_{nm}^{12} \quad (48)$$

$$\begin{aligned} Z_{mn}^{22} = & \frac{1}{2\pi} \left[\frac{(\Delta\rho)^2}{(1+\delta_m)(1+\delta_n)} \Psi^A(\rho, \rho') \right. \\ & + \Psi^B(\rho^+, \rho'^+) + \Psi^C(\rho^+, \rho'^+) \\ & + (1-\delta_m)(1-\delta_n) \{ \Psi^B(\rho^-, \rho'^-) \\ & + \Psi^C(\rho^-, \rho'^-) \} \\ & - (1-\delta_m) \{ \Psi^B(\rho^-, \rho'^+) + \Psi^C(\rho^-, \rho'^+) \} \\ & - (1-\delta_n) \{ \Psi^B(\rho^+, \rho'^-) + \Psi^C(\rho^+, \rho'^-) \} \\ & + \delta_m \left[-\Psi^B(a, \rho'^+) - \Psi^C(a, \rho'^+) \right. \\ & \left. + (1-\delta_n) \{ \Psi^B(a, \rho'^-) + \Psi^C(a, \rho'^-) \} \right] \\ & + \delta_n \left[-\Psi^B(\rho^+, a) - \Psi^C(\rho^+, a) \right. \\ & \left. + (1-\delta_m) \{ \Psi^B(\rho^-, a) + \Psi^C(\rho^-, a) \} \right] \\ & \left. + \delta_m \delta_n \{ \Psi^B(a, a) + \Psi^C(a, a) \} \right] \quad (49) \end{aligned}$$

ここで、給電点を含む区間に対するインピーダンスは、給電点において電流が連続である条件から、

$$\begin{aligned} Z_{m0}^{10} &= Z_{m0}^{11} + Z_{m0}^{12} & Z_{m0}^{20} &= Z_{m0}^{21} + Z_{m0}^{22} \\ Z_{0n}^{01} &= Z_{0n}^{11} + Z_{0n}^{21} & Z_{0n}^{02} &= Z_{0n}^{12} + Z_{0n}^{22} \end{aligned}$$

であり、更に給電点の電流 J_0 による給電点に対するインピーダンスの値は

$$Z_{00}^{00} = Z_{00}^{11} + Z_{00}^{12} + Z_{00}^{21} + Z_{00}^{22}$$

と書くことができる。

各セグメントに印加される電圧を V_m とし、これを要素とする行列を電圧行列 V とすると、次のような行列方程式が成り立つ。

$$\begin{bmatrix} Z^{11} & Z^{10} & Z^{12} \\ Z^{01} & Z^{00} & Z^{02} \\ Z^{21} & Z^{20} & Z^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{I}_z \\ I_0 \\ -\bar{I}_\rho \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V \\ \\ \end{bmatrix} \quad (50)$$

ここで、 I_z, I_0, I_ρ [A] は、電流密度 J_a, J_g [A/m²] の ϕ 方向で積分された電流を示す。

電圧行列 V は印加電圧に対応し、モノポールアンテナの給電部にアンテナに沿って 1 区間に 1V 与える。

すると、電圧行列要素は z 軸方向に対し、

$$V_m = \begin{cases} \frac{1}{2} & m = 0, 1 \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (51)$$

となる。この行列方程式を解くと、 z, ρ 方向の電流 I_z, I_ρ が、 ϕ 方向の積分値で得られる。

3.3 指向性とアンテナ能率

Green 関数の遠方に対する評価から、電流素子の放射電界が得られる。遠方界の z 方向成分はスペクトル領域の Green 関数式 (17), (18) から求められる。

z, ρ 方向の電流による電界の z 成分を $E_{zz}, E_{z\rho}$ と、電流素子に対する電界は次の式で表される。

$$dE_{zz} = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{I_z'(z')}{2\pi a} \bar{G}_{zz} e^{j(lx+my)} dldm \quad (52)$$

$$dE_{z\rho} = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{I_\rho'(\rho')}{2\pi\rho} \bar{G}_{z\rho} e^{j(lx+my)} dldm \quad (53)$$

この積分は停留位相法によって評価できる。更に系全体の作る電界を考えると、

$$\begin{aligned} E_\theta = & \frac{jk_0\eta\Delta z}{2\pi r} e^{-jk_0r} \frac{\sin\theta J_0(k_0a\sin\theta)}{\varepsilon_r \cos\theta + j\sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta}} \\ & \times \sum_{m=0}^{N_z} I_z(z'_m) \left\{ \varepsilon_r \cos\theta \cos(k_0z'_m \cos\theta) \right. \\ & \left. + j\sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta} \sin(k_0z'_m \cos\theta) \right\} \\ & + \frac{k_0\eta\Delta\rho}{2\pi r} e^{-jk_0r} \frac{\cos\theta\sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta}}{\varepsilon_r \sin\theta + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta}} \\ & \times \sum_{n=0}^{N_\rho} I_\rho(\rho'_n) J_1(k_0\rho' \sin\theta) \quad (54) \end{aligned}$$

となり、遠方における放射電界が得られる。

また、 $0 < \theta < \pi/2$ の空間に放射される電力 P_r の全放射電力 P_{in} に対する比をアンテナ能率 η_r と定義すると次式となる。

$$\eta_r = \frac{P_r}{P_{in}} = \frac{P_r}{|I_0|^2 \text{Re}(Z_{in})} \quad (55)$$

4. 数値解析結果

各パラメータに対し、モノポールアンテナ上、接地板上の表面電流分布、入力インピーダンス、指向性、アンテナ能率を計算した。アンテナ半径 a は、

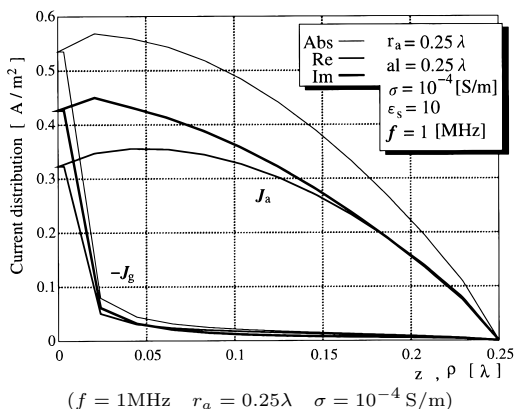


図5 $z, -\rho$ 方向の電流分布
Fig. 5 Current distribution.

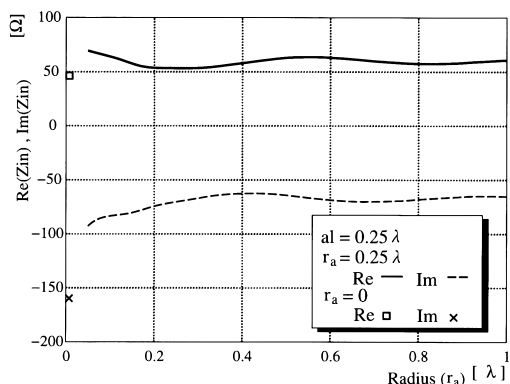


図6 接地板の半径に対する入力インピーダンス
Fig. 6 Input impedance with radius of conducting flat disc.

$\Omega = 2 \ln(2al/a) = 10$ (al : アンテナ長) により定め、モーメント法ではセグメント長が 0.02λ 超えないように分割数を決定した。比誘電率は $\epsilon_s = 10$ を、導電率は大地の平均的な値として、 $\sigma = 10^{-4} \text{S/m}$ とし、周波数は 1MHz である。

図5にモノポールアンテナ上と接地板上の電流分布を示す。アンテナ長、接地板半径はともに 0.25λ である。

図6に接地板の半径 r_a に対する入力インピーダンス特性を示す。接地板が大きくなるに従い、変動がやや小さくなっている。このことから、接地板が無限に大きい場合の入力インピーダンスへと収束しているのがわかる。逆に、接地板の半径を小さくすると接地板をもたない場合 ($r_a = 0$) へ近づく。

図7, 図8は周波数 1MHz で、それぞれアンテナ

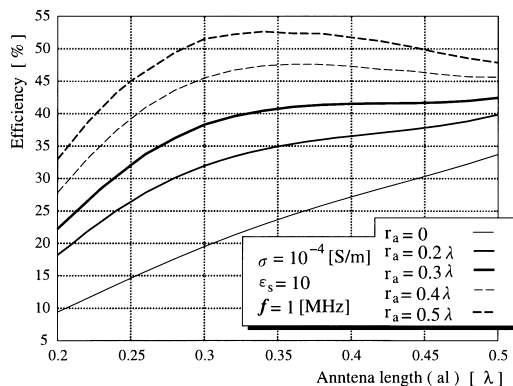


図7 アンテナ長に対するアンテナ効率 ($f = 1 \text{MHz}$)
Fig. 7 Antenna efficiency with antenna height.

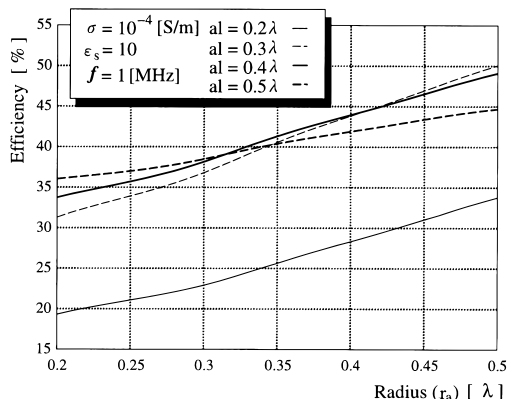


図8 接地板半径に対するアンテナ効率 ($f = 1 \text{MHz}$)
Fig. 8 Antenna efficiency with radius of conducting flat disc.

長に対するアンテナ効率、接地板の半径に対するアンテナ効率を示している。図7は、接地板を置いたことにより、アンテナ効率が著しく大きくなること、接地板半径が 0.5λ のとき、アンテナ長 0.35λ で最大となり、 52.6% が得られることを示している。図8では、アンテナ長が大きい場合、接地板半径に対して、効率は単調に増加することを示している。

入力インピーダンスの周波数特性を図9に、アンテナ効率の周波数特性を図10に示す。中心周波数は 1MHz である。接地板をもたない場合に比べ、リアクタンスが大きくなっており、共振周波数が下がっていることを示している。図10を見ると、接地板の半径が大きいほど効率は高くなっているが、半径 $r_a = 0.25\lambda$ の場合のみ直線的に増加せず、周波数が高くなると効率が下がってしまう。

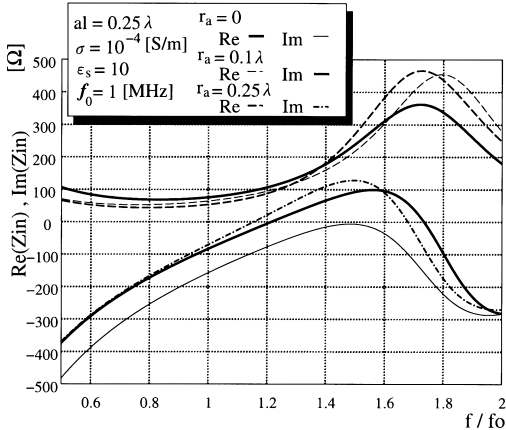


図9 入力インピーダンスの周波数特性 ($f_0 = 1$ MHz)
Fig.9 Input impedance with frequency.

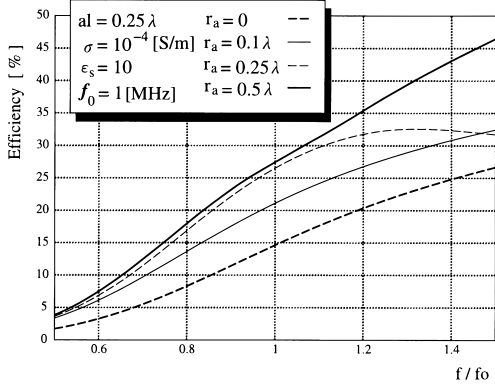


図10 アンテナ効率の周波数特性 ($f_0 = 1$ MHz)
Fig.10 Antenna efficiency with frequency.

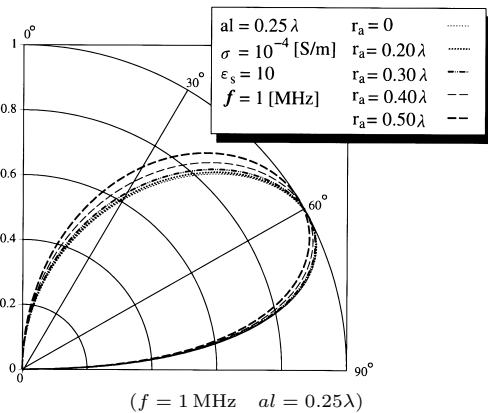


図11 接地板の半径に対する電界指向性の変化
Fig.11 Radiation pattern with radius of conducting flat disc.

指向性の接地板の半径に対する変化を図 11 に示す。接地板の半径が大きくなるほどビーム幅が広がったが、最大放射方向にほとんど変化は見られなかった。

5. む す び

大地上に円板のアースをもつモノポールアンテナを等価回路に置き換え、回路方程式から Green 関数を導出し、モーメント法を用いて電流分布、入力インピーダンス、電界指向性、アンテナ効率を解析した。

インピーダンス行列要素の計算において、Green 関数を微分を含む形に表現し、重み関数と展開関数との積を部分積分することにより簡略化し、また極限值を用いて完全楕円積分を抽出することと合わせて、無限領域の数値積分の収束性を確立した。

数値計算の結果から、接地板の有無、その半径の大きさにより、アンテナ効率に大きな変化が見られた。アンテナ効率は接地板を有する場合のほうが大きくなり、アンテナ効率は接地板の半径が大きくなるほど増加する。接地板の半径が 0.3λ を超えると、アンテナ効率が最大となるアンテナ長が存在する。

入力インピーダンスの周波数特性を見ると、接地板の存在はリアクタンスを大きくし、共振周波数を下げる傾向がある。アンテナ効率に関しては、周波数が共振周波数を超えるまで、ほぼ直線的に増加する。

放射指向性はアンテナ長が長くなるほど指向性最大方向が水平に近づく。接地板半径が大きくなるとビームが広がる。また、大地の電気定数の変化に対する指向性の変化は非常に小さい。

大地上に設置されるモノポールアンテナは中波送信用として使用されることが多い。このとき、放射指向性だけでなく近傍界の特性が重要である。本論文で導出した Green 関数は大地の表面に沿う地上波の解析に道を開くものであり、今後の進展に期待したい。

文 献

- [1] R.E. Collin and F.J. Zucker, ed., Antenna theory, Chap.23 (by J.R. Wait), McGrawhill, 1969.
- [2] D.C. Chang and J.R. Wait, "Theory of a vertical tubular antenna located above a conducting half-space," IEEE Trans. Antennas & Propagat., vol.AP-18, no.2, p.182, March 1970.
- [3] A. Hizal, "Current distribution and impedance of monopole antenna on lossy ground," Int. J. Electron., vol.37, no.1, p.49, 1974.
- [4] 仲川錦作, 稲垣直樹, "接地モノポールアンテナの理論解析," IECE Trans., vol.63-B, no.2, p.97, Feb. 1980.
- [5] 稲垣直樹, "多層媒質中の等価回路による解析方法," 信学

論(B), vol.J60-B, no.6, p.445, June 1977.

- [6] R.F. Harrington, Field Computation by Moment Method, Macmillan Company, New York, 1968.
- [7] E.H. Newman and D.M. Pozer, "Electromagnetic Modeling of Composite Wire and Surface Geometries," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.AP-26, no.6, pp.784-489, Nov. 1978.
- [8] 越智久晃, 山本悦治, 陳 強, 沢谷邦男, "線状と板状の導体で構成されたアンテナ系のモーメント法解析;" 信学論(B-II), vol.J79-B-II, no.9, pp.566-573, Sept. 1996.

(平成 11 年 3 月 30 日受付)



湯浅 晶 (学生員)

平 9 名工大・電気情報卒。平 11 同大大学院博士前期課程了。同年(株)松下電器情報システム名古屋研究所入社。



板津 大介 (学生員)

平 11 名工大・電気情報卒。現在, 同大大学院在学中。



稲垣 直樹 (正員)

昭 37 東工大・工・電気卒。昭 42 同大大学院博士前期課程了。同年同大助手。昭 45 名工大助教授, 昭 59 同教授, 現在に至る。昭 54~55 米国オハイオ州立大エレクトロサイエンス研究所客員研究員(文部省在外研究員)。工博。アンテナ及び電磁界理論の研究に従事。昭 39 稲田賞, 昭 49 年本会論文賞, 賞 57 年本会業績賞受賞。著書「電気・電子学生のための電磁波工学」, 「電磁気学」等。電気学会, 映像情報メディア学会, IEEE 各会員。



菊間 信良 (正員)

昭 57 名工大・工・電気卒。昭 62 同大大学院博士課程了。同年同大助手。昭 63 名工大助手, 平 2 同講師, 平 4 同助教授, 現在に至る。工博。アダプティブアレー, 多重波伝搬解析, 構内無線通信, 電磁界理論の研究に従事。第 4 回電気通信普及財団賞受賞。IEEE 会員。