論文98-35D-7-2

모멘트 방법을 이용한 GPR용 안테나 해석

(Analysis of GPR Antenna by Using the Moment Methods)

李 尙 俊 *, 金 世 潤 **

(Sang-Jun Lee and Se-Yun Kim)

요 약

GPR용 패치 형태인 다이폴 안테나의 임력 임피던스를 안테나 주위의 구조가 손실 유전체로 구성된 다층 구조로 모델링될 경우에 대해 모멘트 방법을 써서 계산하였다. 펄스 기저 함수와 등가로 콘 형태의 함수를 취할 경우, 이중 무한 적분 중에서 한 적분은 해석적 계산이 가능하다. 그리고 나머지 무한 적분은 유한 구간에서는 수치 계산을 이용하고 나머지 무한 구간에서는 점근 전개를 이용하여 계산하였다. 이러한 안테나의 전류 분포와 입력 임피던스를 수치 계산하였다.

Abstract

The input impedance of a patch-type dipole antenna for GPR is calculated by using the moment methods in case that the surrounding medium is modeled on a multi-layer structure consisting of lossy dielectrics. When the cone-type function equivalent to pulse basis function is employed, one of the double integration can be performed analytically. The remaining integration is excuted numerically in a finite range and analytically in asymptotic region. The current distributions and input impedances of those antennas are calculated numerically.

Ⅰ. 서 론

가스관, 지뢰 등과 같은 지하 매설물의 탐사에 사용되는 지하침투 레이다(GPR; ground-penetrating radars)의 분해능(resolution)을 높이기 위해서는 송신 펄스의 폭이 매우 좁아야 하므로 송수신 안테나는 광대역 특성을 지녀야 한다[1],[2]. 본 논문에서는 안테나의 모양을 패치형 다이폴 구조로 만들고 안테나 주위를 손실 매질로 감쌈으로서 지하 매질과 광대역에서 임피던스 정합이 되게 하였다.

* 正會員, SK 텔레콤
(SK Telecom Co.)
** 正會員, 韓國科學技術硏究院 情報電子硏究部
(Div. Electron. & Information Tech., KIST)
接受日字:1998年2月25日, 수정완료일:1998年5月27日

손실 유전체내의 패치형 안테나가 지표면 위에 수평으로 놓여 있는 경우 손실 유전체의 다층 구조에 대한 그린(Green) 함수는 전송선 이론을 이용하여 파수 영역에서 해석적인 형태로 표현된다[3]. 모멘트 방법[4]을 이용하여 안테나 도체면에 유기되는 등가 전류를 기저 함수의 합으로 나타내고 이에 대한 Fourier 변환값에 파수영역의 그린함수를 곱하여 역프리에 변환을 취하면 안테나 경계면 상의 전계를 구할 수 있다[5]. 이때 등가 유기전류에 대한 기저함수들의 전개계수를 구하기 위해서는 모멘트 방법으로 구한 임피던스 행렬의 모든 요소들을 구해야 한다. 그러나 이들 요소들이 모두 이중 무한 적분 형태로 표현되며, 해석적인 방법으로 구하기는 어렵다[6]. 이러한 적분을 직접 수치계산하기에는 적분 변수가 커질 때 피적분 함수의 위상 변화가 심하고 감쇄가 크지 않기 때문에 많은 어려움

이 있다[7].

본 논문에서는 펄스 기저 함수와 등가인 콘(cone) 형태의 기저 함수를 취하고, 점정합(point-matching)으로 구한 이중 무한 적분을 해석적인 방법으로 단일 무한 적분 형태로 구하였다. 이러한 단일 무한 적분은 적분 변수의 크기에 따라 유한 영역에서 Gaussian quadrature를 이용하여 수치계산하였고, 나머지 구간을 급수 전개와 점근(asymptotic) 전개를 적용하여 해석적으로 계산하였다. 이렇게 구한 임피던스 행렬식의 역변환으로부터 안테나에 유기되는 전류 분포와 입력 임피던스를 계산하였으며[8], [9], 여러 주파수에 대해 계산하여 광대역 특성을 살펴보았다. 또한 안테나 주변 매질 특성이 변할 때 여러 주파수에 대한 입력 임피던스의 변화를 조사하였다. 본 논문에서는 시간의존함수를 $e^{j\omega t}$ 라고 취하였다.

Ⅱ. 모멘트 방법을 이용한 안테나 해석

그림 1(a)와 같이 z 축으로 다층 구조를 이루며 각 매질의 도전율과 상대 유전율이 각각 σ_i, ε_i (i = 1, 2, 3)이고, 투자율 μ_i 는 모든 매질에서 자유공간의 투자율 μ_0 와 같다고 한다. 이 경우 평면 $z=d$ 에 놓여 있는 안테나의 모양이 그림 1(b)와 같을 경우 여기서의 전계 $E_x(x,y,d)$ 는 다음과 같은 적분 형태로 표현할 수 있다.

$$E_x(x,y,d)=\left(\frac{1}{2\pi}\right)^2\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\{\tilde{G}_{xx}(k_x,k_y;d)\cdot\tilde{J}_x(k_x,k_y) + \tilde{G}_{xy}(k_x,k_y;d)\cdot\tilde{J}_y(k_x,k_y)\}e^{-jk_x x}e^{-jk_y y}dk_x dk, \quad (1)$$

여기서 $\tilde{G}_{xx}$, $\tilde{G}_{xy}$ 는 각각 x,y 방향의 파수영역의 전류밀도 $\tilde{J}_x$, $\tilde{J}_y$ 에 의해 x 방향의 전계 E_x 를 결정짓는 파수영역의 그린(Green) 함수로 전송선 이론을 이용하여 다음과 같이 구할 수 있다[7].

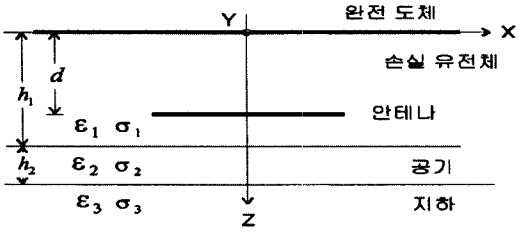
$$\tilde{G}_{xx}(k_x,k_y;d)=\frac{-j\gamma_1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_1}\frac{\sin\gamma_1 d\left(e^{j\gamma_1(h_1-d)}+\Gamma_m^{z=h_1}e^{-j\gamma_1(h_1-d)}\right)k_x^2}{\left(e^{j\gamma_1 h_1}+\Gamma_m^{z=h_1}e^{-j\gamma_1 h_1}\right)(k_x^2+k_y^2)} - \frac{j\omega\mu}{\gamma_1}\frac{\sin\gamma_1 d\left(e^{j\gamma_1(h_1-d)}+\Gamma_e^{z=h_1}e^{-j\gamma_1(h_1-d)}\right)k_y^2}{\left(e^{j\gamma_1 h_1}+\Gamma_e^{z=h_1}e^{-j\gamma_1 h_1}\right)(k_x^2+k_y^2)} \quad (2a)$$

$$\tilde{G}_{xy}(k_x,k_y;d)=\frac{-j\gamma_1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_1}\frac{\sin\gamma_1 d\left(e^{j\gamma_1(h_1-d)}+\Gamma_m^{z=h_1}e^{-j\gamma_1(h_1-d)}\right)k_x k_y}{\left(e^{j\gamma_1 h_1}+\Gamma_m^{z=h_1}e^{-j\gamma_1 h_1}\right)(k_x^2+k_y^2)} + \frac{j\omega\mu}{\gamma_1}\frac{\sin\gamma_1 d\left(e^{j\gamma_1(h_1-d)}+\Gamma_e^{z=h_1}e^{-j\gamma_1(h_1-d)}\right)}{\left(e^{j\gamma_1 h_1}+\Gamma_e^{z=h_1}e^{-j\gamma_1 h_1}\right)}\frac{k_x k_y}{k_x^2+k_y^2} \quad (2b)$$

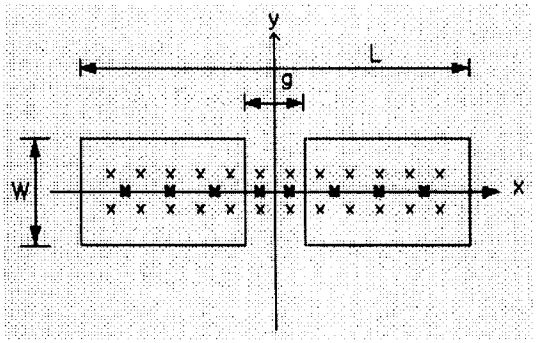
여기서 z 방향 전파상수 γ_i 와 $z=h_1$ 에서 $+z$ 방향으로 본 반사계수 $\Gamma_{m,e}^{z=h_1}$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\gamma_i=\sqrt{\omega^2\mu\varepsilon_0\varepsilon_i-k_x^2-k_y^2}=\sqrt{k_i^2-k_x^2-k_y^2} \quad (3a)$$

$$\Gamma_{m,e}^{z=h_1}=\frac{Z_{m,e}^{in\,2}-Z_{m,e}^{1}}{Z_{m,e}^{in\,2}+Z_{m,e}^{1}} \quad (3b)$$



(a)



(b)

그림 1. 지표면 위의 손실매질 안에 있는 패치 형태의 다이폴 안테나
(a) 다층 모델 (b) 안테나 단면

Fig. 1. Patch-type dipole antenna inside a lossy dielectric above ground.
(a) stratifed model (b) antenna cross-section

식 (3b)에서 아랫 첨자가 m인 경우는 TM 모우드, e인 경우는 TE 모우드에 해당되는 것으로 다음으로부터 구할 수 있다.

$$Z_m^i=\frac{\gamma_i}{\omega\,\varepsilon_0\varepsilon_i},\quad Z_e^i=-\frac{\omega\mu}{\gamma_i},\quad \text{for}\quad i=1,2,3 \quad (3a)$$

$$Z_{m,e}^{in\,2}=Z_{m,e}^{2}\frac{e^{j\gamma_2 h_2}+\Gamma_{m,e}^{z=h_1+h_2}e^{-j\gamma_2 h_2}}{e^{j\gamma_2 h_2}-\Gamma_{m,e}^{z=h_1+h_2}e^{-j\gamma_2 h_2}} \quad (3b)$$

$$\Gamma_{m,e}^{z=h_1+h_2}=\frac{Z_{m,e}^{3}-Z_{m,e}^{2}}{Z_{m,e}^{3}+Z_{m,e}^{2}} \quad (4c)$$

식 (1)을 모멘트 방법으로 수치계산하기 위해서는

안테나에 유기되는 전류밀도를 다음과 같이 적절한 기저함수의 중첩으로 나타내어야 한다.

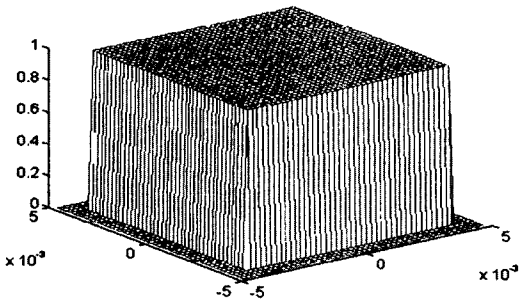
$$J_x(x,y)=\sum_{n=1}^{N} C_n J_{xn}(x,y) \tag{5a}$$

$$J_y(x,y)=\sum_{l=1}^{L} D_l J_{yl}(x,y) \tag{5b}$$

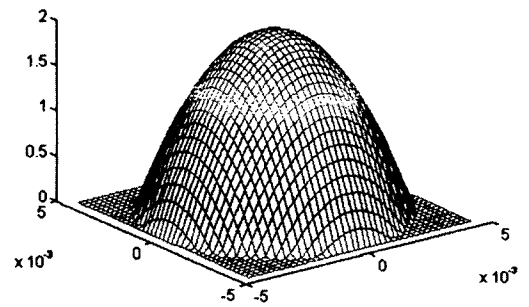
여기서 N 과 L은 기저 함수의 총갯수이고, C_n 과 D_l 은 구해야 할 전류밀도의 전개계수이다. 본 논문에서는 그림 2(a)와 같은 가장 간단한 펄스 함수를 취하였는데, 수치계산의 편의를 위해 이를 그림 2(b)와 같이 동일한 부피를 갖는 콘(cone) 형태로 다음과 같이 등가화 하였다.

$$J_{xn}(x,y)=J_{yn}(x,y)=J_n(x,y)$$

$$=\begin{cases} A[a^2-\{(x-x_n)^2+(y-y_n)^2\}] & \text{, for } a^2<(x-x_n)^2+(y-y_n)^2 \\ 0 & \text{, elsewhere} \end{cases} \tag{6}$$



(a)



(b)

그림 2. 펄스 기저 함수와 등가인 콘 형태의 함수
(a) 펄스 (b) 콘

Fig. 2. Cone-type function equivalent to pulse basis function.
(a) pulse (b) cone

여기서 $a=\sqrt{\frac{4\Delta x\Delta y}{\pi}}$ 이고, $A=\frac{\pi}{2\Delta x\Delta y}$ 이며, (x_n,y_n) 는 n번째 셀에서의 기저 함수가 위치하는 중심 좌표가 된다.

그리고 본 논문에서 다루는 문제에서는 적분이 포함되어 있는 수식상의 어려움 때문에 다음과 같은 가장 간단한 형태의 가중 함수를 취하였다.

$$w_p(x,y)=\delta(x-x_p)\delta(y-y_p) \tag{7}$$

여기서 함수 δ 는 Dirac delta 함수이고 (x_p,y_p) 는 p번째 셀의 중심좌표를 나타낸다.

식 (2), (5), (6)을 식 (1)에 대입한 후, 양변에 식 (7)을 곱해 적분하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$E_x(x_p,y_p,d)=E_{xp}=\sum_{n=1}^{N} K_{pn}^{(xx)} C_n+\sum_{l=1}^{L} K_{pl}^{(xy)} D_l \tag{8}$$

여기서

$$K_{pn}^{(xx)}=\frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xx}(k_x,k_y;d)\cdot \tilde{J}_{xn}(k_x,k_y)e^{-jk_xx_p-jk_yy_p}dk_xdk_y \tag{9a}$$

$$K_{pl}^{(xy)}=\frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xy}(k_x,k_y;d)\cdot \tilde{J}_{yl}(k_x,k_y)e^{-jk_xx_p-jk_yy_p}dk_xdk_y \tag{9b}$$

마찬가지의 방법으로 안테나 표면상의 y방향 성분의 전계도 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$E_y(x_q,y_q,d)=E_{yq}=\sum_{n=1}^{N} K_{qn}^{(yx)} C_n+\sum_{l=1}^{L} K_{ql}^{(yy)} D_l \tag{10}$$

실제 식 (10)의 $K_{qn}^{(yx)}$와 $K_{ql}^{(yy)}$도 각각 식 (9b)와 (9a)와 유사하므로 본 논문에서는 별도로 다루지는 않기로 한다.

Ⅲ. 임피던스 행렬 요소들의 이중적분 해석

식 (8)을 구성하는 요소들은 식 (9)에서 알 수 있듯이 이중의 무한 적분으로 표현된다. 그런데 이들의 피적분 함수가 파수영역의 그린 함수와 기저 함수의 형태가 상당히 복잡한데다 그것의 곱으로 표현되는 형태이어서 이들의 적분을 해석적인 방법으로 구하기가 어렵다. 따라서 변수 k_x 와 k_y 에 대한 이중 적분을 다음과 같은 변수 α 와 β 의 각(angular) 스펙트럼 형태로 변환하고, 직교 좌표계 (x,y) 를 원통 좌표계 (ρ,ϕ) 로 변환한다.

$$k_x=\beta\cos\alpha\ ,\quad k_y=\beta\sin\alpha \tag{11a}$$

$$x-x_n=x'=\rho\cos\phi\ ,\ y-y_n=y'=\rho\sin\phi \qquad (11b)$$

먼저 식(6)의 $J_n(x,y)$에 대한 2차원 프리에 변환된 값 $\tilde{J}_n(k_x,k_y)$로부터 식(11)을 이용하여 $\tilde{J}_n(\beta,\alpha)$를 구하면 다음과 같다[10].

$$\tilde{J}_n(k_x,k_y)=\tilde{J}_n(\beta,\alpha)=\int_0^{2\pi}\int_0^a A(a^2-\rho^2)\, e^{j\beta\rho\cos(\alpha-\phi)}e^{j\beta(x_n\cos\alpha+y_n\sin\alpha)}\rho d\rho d\phi$$

$$=e^{j\beta(x_n\cos\alpha+y_n\sin\alpha)}2\pi A\frac{2a^2}{\beta^2}J_2(\beta a) \qquad (12)$$

여기서 $J_2(\beta a)$ 은 제1종 2차 Bessel 함수를 나타낸다.

다음 식 (12)를 식 (9)에 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$K_{pn}^{(xx)}=\frac{-A}{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}\{F_m(\beta)\cos^2\alpha-F_e(\beta)\sin^2\alpha\}\cdot\frac{2a^2}{\beta}J_2(\beta a)e^{j\beta\rho_{pn}\cos(\alpha-\phi_{pn})}d\beta d\alpha \qquad (13a)$$

$$K_{pn}^{(xy)}=\frac{-A}{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}\{F_m(\beta)-F_e(\beta)\}\cos\alpha\sin\alpha\cdot\frac{2a^2}{\beta}J_2(\beta a)e^{j\beta\rho_{pn}\cos(\alpha-\phi_{pn})}d\beta d\alpha \qquad (13b)$$

여기서 기저 함수가 위치하는 중심점과 가중 함수가 위치하는 점 사이의 거리를 ρ_{pn}, 사이각을 ϕ_{pn}로 다음과 같이 정의하여 사용하였다.

$$x_n-x_p=\rho_{pn}\cos\phi_{pn}\ ,\ y_n-y_p=\rho_{pn}\sin\phi_{pn} \qquad (14)$$

그리고 식 (13)에서 피적분함수인 F_m과 F_e는 각각 다음과 같이 주어진다.

$$F_m(\beta)=\frac{\gamma_1}{2\omega\varepsilon_0\varepsilon_1}\frac{1+\Gamma_m^{z=h_1}e^{-j2\gamma_1(h_1-d)}-e^{-j2\gamma_1 d}-\Gamma_m^{z=h_1}e^{-j2\gamma_1 h_1}}{1+\Gamma_m^{z=h_1}e^{-j2\gamma_1 h_1}} \qquad (15a)$$

$$F_e(\beta)=\frac{\omega\mu}{2\gamma_1}\frac{1+\Gamma_e^{z=h_1}e^{-j2\gamma_1(h_1-d)}-e^{-j2\gamma_1 d}-\Gamma_e^{z=h_1}e^{-j2\gamma_1 h_1}}{1+\Gamma_e^{z=h_1}e^{-j2\gamma_1 h_1}} \qquad (15b)$$

식 (13)의 이중 적분은 변수 β 와 α 에 대해 각각 분리시켜 적분이 가능하다. 먼저 식 (13a)에서 변수 α에 대한 적분중 하나는 다음과 같다[10].

$$\int_0^{2\pi}\cos^2\alpha e^{j\beta\rho_{pn}\cos(\alpha-\phi_{pn})}d\alpha=\frac{1}{2}\int_0^{2\pi}(1+\cos2\alpha)e^{j\beta\rho_{pn}\cos(\alpha-\phi_{pn})}d\alpha \qquad (16)$$

윗 식을 각각 나누어 정리하면, 먼저 첫째항은 다음과 같이 된다[10].

$$\frac{1}{2}\int_0^{2\pi}e^{j\beta\rho_{pn}\cos(\alpha-\phi_{pn})}d\alpha=\pi J_0(\beta\rho_{pn}) \qquad (17)$$

식 (17)의 우변항의 지수함수는 아래와 같은 급수전개로 풀어 쓸 수 있다[10].

$$e^{j\beta\rho\cos(\alpha-\phi)}=J_0(\beta\rho)-2\{J_2(\beta\rho)\cos2(\alpha-\phi)+J_4(\beta\rho)\cos4(\alpha-\phi)+\cdots\}+2j\{J_1(\beta\rho)\cos(\alpha-\phi)+J_3(\beta\rho)\cos3(\alpha-\phi)+\cdots\} \qquad (18)$$

식 (18)의 관계를 식 (16)의 우변에 대입한 후, 변수 α 에 대해 0에서 2π 까지 한 주기 적분을 행하면 다음과 같은 값을 얻을 수 있다[10].

$$\frac{1}{2}\int_0^{2\pi}\cos2\alpha e^{j\beta\rho_{pn}\cos(\alpha-\phi_{pn})}d\alpha=-\pi J_2(\beta\rho_{pn})\cos2\phi_{pn} \qquad (19)$$

따라서 식 (16)의 최종 결과는 아래와 같다.

$$\int_0^{2\pi}\cos^2\alpha e^{j\beta\rho_{pn}\cos(\alpha-\phi_{pn})}d\alpha=\pi\{J_0(\beta\rho_{pn})-J_2(\beta\rho_{pn})\cos2\phi_{pn}\} \qquad (20)$$

마찬가지로 식 (13)에 포함된 변수 α에 대한 적분중 나머지에 대해서도 같은 방법으로 구하면 다음과 같다.

$$\int_0^{2\pi}\sin^2\alpha\cdot e^{j\beta\rho_{mp}\cos(\alpha-\phi_{mp})}d\alpha=\pi\{J_0(\beta\rho_{mp})+J_2(\beta\rho_{mp})\cos2\phi_{mp}\} \qquad (21a)$$

$$\int_0^{2\pi}\cos\alpha\sin\alpha\cdot e^{j\beta\rho_{mp}\cos(\alpha-\phi_{mp})}d\alpha=-\pi J_2(\beta\rho_{mp})\sin2\phi_{mp} \qquad (21b)$$

식 (20)과 (21)의 결과를 식 (13)에 대입하여 α 변수에 대해 적분하면 다음과 같은 해석적인 형태를 구할 수 있다.

$$K_{pn}^{(xx)}=-Aa^2\int_0^{\infty}[\{F_m(\beta)+F_e(\beta)\}J_2(\beta a)J_0(\beta\rho_{pn})-\{F_m(\beta)-F_e(\beta)\}J_2(\beta a)J_2(\beta\rho_{pn})\cos(2\phi_{pn})]\frac{d\beta}{\beta} \qquad (22a)$$

$$K_{pn}^{(y)}=Aa^2\int_0^{\infty}\{F_m(\beta)-F_e(\beta)\}J_2(\beta a)J_2(\beta\rho_{pn})\sin(2\phi_{pn})\frac{d\beta}{\beta} \qquad (22b)$$

식 (22)의 변수 β 에 대한 무한 적분을 해석적인 방법으로 풀기는 불가능하다. 따라서 수치 계산을 해야하나 적분구간이 무한히 크고, β 가 클 때 위상 변화가 심하여 수렴이 천천히 되므로 정확한 계산이 어렵고 시간이 많이 걸리는 단점이 있다[7]. 따라서 식 (22)의 피적분 함수들을 편의상 $f(\beta)$라고 할 경우 본

논문에서는 아래에 보인 바와 같이 β 가 작을 때는 급수 전개식을 이용하여 해석적으로 적분하고, β 가 클 때는 점근식(asymptotic expansion)을 사용하여 해석적으로 적분하였다.

$$\int_0^{\infty} f(\beta)d\beta \simeq \int_0^{\beta_{asc}} f_{asc}(\beta)\,d\beta + \int_{\beta_{asc}}^{\beta_{asy}} f(\beta)d\beta + \int_{\beta_{asy}}^{\infty} f_{asy}(\beta)d\beta \quad (23)$$

이때 식 (23)의 우변의 둘째항은 Gaussian quadrature 기법을 이용하여 수치계산으로 구하였다. 그리고 식 (23)에 대한 지수전개된 근사식 $f_{asc}(\beta)$ 와 점근적인 표현식인 $f_{asy}(\beta)$ 과, 이들을 이용한 해석적인 적분 결과에 대해서는 참고문헌 [11] 에 자세히 기술되어 있으므로 여기서는 생략하기로 한다. 다만 식 (23)에서 적분의 구간 경계인 β_{asc} 와 β_{asy} 를 적절히 취하여야 하는데 본 논문에서는 원래의 피적분 함수와 이를 근사화한 함수간의 오차를 0.003 이하로 하는 β_{asc} 의 최대값과 β_{asy} 의 최소값을 취함으로서 수치계산 영역을 줄였다.

Ⅳ. 수치계산 및 검토

식 (22)에서 구한 값들을 이용하여 식 (8)과 (10)을 행렬(matrix)로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix} E_{x1} \\ \vdots \\ E_{xP} \\ E_{y1} \\ \vdots \\ E_{yQ} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{11}^{(xx)} & \cdots & K_{1N}^{(xx)} & K_{11}^{(xy)} & \cdots & K_{1L}^{(xy)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ K_{P1}^{(xx)} & \cdots & K_{PN}^{(xx)} & K_{P1}^{(xy)} & \cdots & K_{PL}^{(xy)} \\ K_{11}^{(yx)} & \cdots & K_{1N}^{(yx)} & K_{11}^{(yy)} & \cdots & K_{1L}^{(yy)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ K_{Q1}^{(yx)} & \cdots & K_{QN}^{(yx)} & K_{Q1}^{(yy)} & \cdots & K_{QL}^{(yy)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ \vdots \\ C_N \\ D_1 \\ \vdots \\ D_L \end{bmatrix} \quad (24)$$

식 (24)의 좌변의 전계 행렬은 각 셀의 중심점에서의 값인데 안테나 도체면 위에서는 접선성분의 전계가 영이고, 도체면 이외의 부분에서는 전류밀도가 영인 경계 조건을 만족해야 하므로 급전부를 제외한 모든 부분에서의 전계는 영이 된다. 그림 1에서 안테나 급전부의 간격 g가 사용 파장 λ_c에 비해 충분히 작다고 가정할 때, 급전부 내부의 전계는 급전부 인가전압에 비례하고, 급전부의 간격에 반비례하게 된다. 해석상의 편의를 위하여 안테나 길이 방향을 x축으로 취하고, 급전의 중심은 원점에 있다고 하며, 이 경우 급전부 양단의 전압 V를 1 volt로 인가했을 때 급전부의 x 방향과 y 방향의 전계 $E_x(x_g, y_g, d)$와 $E_y(x_g, y_g, d)$는 각각 다음과 같이 주어진다.

$$E_x(x_g, y_g, d) = \frac{1}{g} \quad (25a)$$

$$E_y(x_g, y_g, d) = 0 \quad (25b)$$

따라서 미지의 전류 밀도 계수인 C_n, D_l 값은 식 (24)의 행렬의 역변환으로 구할 수 있다. 여기서 구한 계수 C_n, D_l 을 식 (5)에 대입하면 안테나 표면에 유기되는 전류 밀도 J_x 와 J_y 를 얻을 수 있다.

급전부에서의 안테나 입력 임피던스 Z_{in} 는 급전점 양단의 전압 V를 1 volt로 인가했을 때 급전점에서의 전류 I_{in} 의 역으로 정의된다. 급전부에서의 전류 I_{in} 는 급전점 간격이 파장에 비해 충분히 작다고 가정할 때 안테나 길이 방향인 x 를 0이라 놓고 안테나 폭 방향인 y 방향으로 전류 밀도를 적분하면 되므로 Z_{in} 는 다음과 같이 구해진다[8],[9].

$$Z_{in} = \frac{1}{I_{in}} = \frac{1}{\int_{-W/2}^{W/2} J_x(x=0, y)\,dy} \quad (26)$$

그림 1과 같은 다층 구조 속의 평판 다이폴 안테나에 대해 수치계산해 보았다. 이때 땅의 상대 유전율과 도전율은 땅의 밀도, 습도 및 사용 주파수 등에 따라 상당한 차이가 있지만 여기서는 상대 유전율 $\varepsilon_3 = 10$, 도전율 $\sigma_3 = 0.001$ 을 기준으로 사용하였고 안테나를 둘러싸는 매질의 상대 유전율은 10보다 적은 값인 $\varepsilon_1 = 9$ 로 정하고 도전율은 $\sigma_1 = 0.01$ 로 정하였다. 그리고 안테나 주변의 매질에서 1 GHz의 파장을 λ_c라고 할 경우 $h_1 = 0.1\lambda_c$, $h_2 = 0.06\lambda_c$, $d = 0.07\lambda_c$ 로 정하였다. 그리고 안테나의 폭은 $W = 0.06\lambda_c$, 길이는 $L = 0.52\lambda_c$, 급전부의 간격은 $g = 0.08\lambda_c$ 로 정했다.

그림 1과 같은 구조의 다이폴 안테나를 24개의 셀로 나누어 윗 수식을 이용해 주파수 500, 600, 700 MHz일 때 안테나 표면에 유기되는 전류 분포를 수치계산한 결과를 그림 3에 나타내었다. 다이폴 안테나의 전류 분포는 주파수가 바뀌더라도 정현파 형태임을 알 수 있다. 그러나 안테나 주위의 매질의 유전율 ε_1 이 9에서 25로 커짐에 따라 그림 4에서 보인 바와 같이 정현파 형태를 벗어나 중심에서의 값이 상대적으로 작아지게 됨을 볼 수 있다. 그 이유는 유전율의 값이 커짐에 따라 파장의 길이가 상대적을 작아지게 되고 따라서 안테나의 길이가 반파장 길이보다 더욱 길어지는

효과가 있기 때문이다[11].

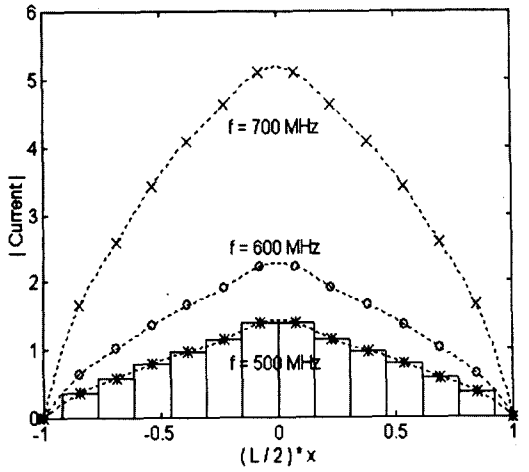
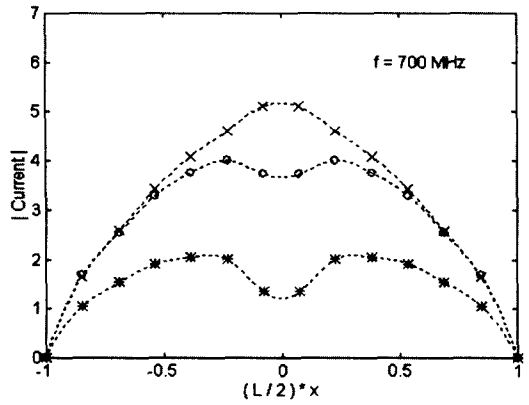


그림 3. 주파수 f=500, 600, 700 MHz에 대한 유기 전류 분포

Fig. 3. Distributions of the induced currents for f=500, 600, 700 MHz.

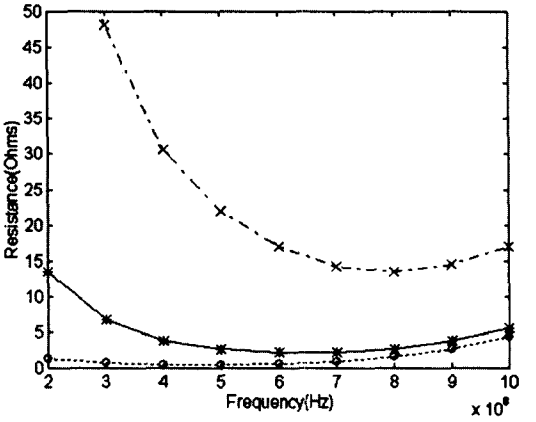


(x : ε_1 = 9, o : ε_1 = 16, * : ε_1 = 25)

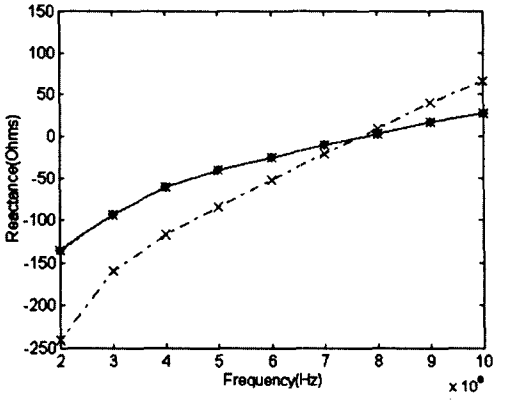
그림 4. f=700 MHz에서 ε_1=9, 16, 25에 대한 유기 전류 분포

Fig. 4. Distributions of the induced currents for ε_1=9, 16, 25 at f=700 MHz

안테나 주변의 매질 특성에 따른 안테나의 입력 임피던스 변화를 살펴보기 위해 먼저 안테나를 둘러싸는 매질의 도전율 σ_1 이 0.1, 0.01, 0.001 일 때 각각 임피던스를 계산하여 그림 5에 나타내었다. 도전율이 커질수록 전체적으로 넓은 범위에서 다이폴 안테나의 공진 특성이 줄어들고 임피던스 변화가 적음을 알 수 있는데 이는 안테나 주위의 매질을 손실 매질을 사용함으로서 손실 임피던스 정합의 결과이다. 매질의 도전율이 0.01 일 때의 입력 임피던스는 도전율이 0.001 일 때의 임피던스에 직,병렬로 저항이 연결되어 있는 것으로 등가적으로 볼 수 있다. 따라서 매질의 도전율을 키우는 것은 주파수에 따른 임피던스의 변화를 둔화시켜 넓은 주파수 범위에서 임피던스 정합을 용이하게 한다. 하지만 도전율이 커질수록 그만큼 안테나의 복사 효율이 나빠지므로 적절한 값의 선택이 중요하다.



(a) Resistance



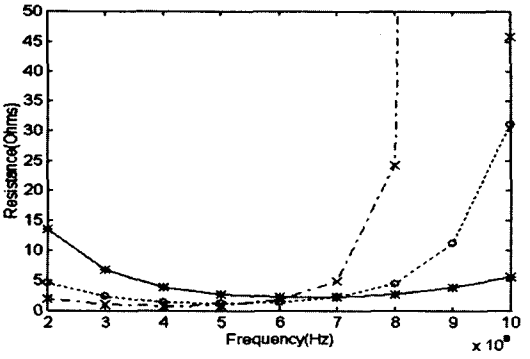
(b) Reactance

그림 5. 도전율 σ_1=0.1(o), 0.01(*), 0.001(x)에 대한 입력 임피던스의 변화
(a) 저항 (b) 리액턴스

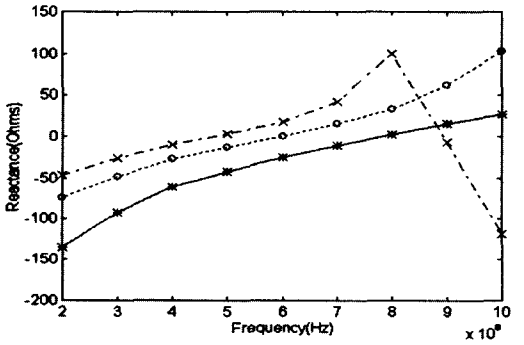
Fig. 5. Variation of input impedances according to σ_1=0.1(o), 0.01(*), 0.001(x).
(a) resistance (b) reactance

그림 6은 안테나를 둘러싸는 매질의 유전율 ε_1 이 9, 16, 25 일 때 각각 입력 임피던스를 계산하여 나타내었다. 유전율의 값이 커짐에 따라 안테나의 광대역 특성은 줄어들고 공진 주파수가 낮아지는 특성을 볼

수 있다. 이는 유전율이 커질수록 파장의 길이가 상대적으로 작아지는 효과로 안테나의 길이가 반파장 길이보다 더욱 길어지는 효과가 있기 때문이다.



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 6. 상대유전상수 $\varepsilon_1 = 9(*), 16(o), 25(x)$에 대한 입력 임피던스의 변화
(a) 저항 (b) 리액턴스

Fig. 6. Variation of input impedances according to $\varepsilon_1 = 9(*), 16(o), 25(x)$.
(a) resistance (b) reactance

V. 결 론

지하 탐사용 레이다에 사용되도록 패치형 안테나 주위에 손실 매질을 둔 경우 안테나의 전류 분포와 입력 임피던스를 모멘트 방법을 이용하여 수치계산하였다. 이때 임피던스 행렬의 요소들은 이중 무한 적분으로 표현되는데, 본 논문에서는 해석적인 방법으로 단일 무한 적분으로 바꾼 다음 이때의 피적분 함수를 적분변수의 크기에 따라 급수 전개와 점근식을 이용한 해석적 계산부분과 Gaussian quadrature를 이용한 수치 계산 부분으로 나누어 계산 하였다. 본 논문에서 다룬 구조보다는 간단한 경우에 대해서는 점근추출기법(asymptotic extraction technique)을 써서 이중 무한 적분을 단일 유한 적분으로 바꾸는 방안이 제시되었으나[6], 본 논문에서 다룬 문제에 적용가능한 지는 아직 확실치 않다.

그러나 모멘트 방법을 적용시 필스 기저 함수를 콘 형태의 기저 함수로 등가화하는 과정에서 적분변수가 커질수록 적분 계산값의 오차가 커지는 문제점이 있다. 이러한 등가화는 무한 구간 적분 계산의 해석적 풀이를 위해서는 필수불가결한 것이다. 그러므로 이러한 오차를 줄이기 위해서는 등가화가 필요 없는 다른 적절한 기저 함수를 이용해야 하지만 이때에는 첫 번째 무한 적분의 해석적 풀이가 어렵다는 단점이 있다[7]. 또한 여러 안테나 파라미터의 미세 조정을 통하여 광대역에 걸쳐 좀 더 정확한 임피던스 정합이 필요하고, 손실 매칭 방법을 이용한 광대역 안테나이기 때문에 상대적으로 낮은 복사 효율을 개선할 수 있는 안테나의 구조개선이 요구된다.

참 고 문 헌

[1] D. J. Daniels, D. J. Gunton, and H. F. Scott, "Introduction to subsurface radar," *IEE Proc., pt. F*, vol. 135, no. 4, pp. 278-320, Aug. 1988.

[2] L. Peters, Jr., J. J. Daniels, and J. D. Young, "Ground penetrating radar as a subsurface environmental sensing tool," *Proc. IEEE*, vol. 82, no. 12, pp. 1802-1822, Dec. 1994.

[3] L. Vegni, R. Cicchetti, and P. Capece, "Spectral dyadic Green's function formulation for planar integrated structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-36, no. 8, pp. 1057-1065, Aug. 1988.

[4] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*. Macmillan: New York, 1968.

[5] W. A. Johnson and D. G. Dudley, "Real axis integration of Sommerfeld integrals: source and observation points in air," *Radio Sci.*, vol. 18, no. 2, pp. 175-186, Mar.-Apr. 1983.

[6] S. O. Park and C. A. Balanis, "Analytical

technique to evaluate the asymptotic part of the impedance matrix of Sommerfeld-type integrals," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-45, no. 5, pp. 798-805, May 1997.

[7] 박동국, "상호 결합을 최소화한 초광대역 지하 탐사용 안테나 해석," 한국과학기술원, 전 기 및 전자공학과, 박사학위논문, 1994년 8월

[8] I. E. Rana and N. G. Alexopoulos, "Current distribution and input impedance of printed dipoles," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, no. 1, pp. 99-105, Jan. 1981.

[9] J. Galejs, "Driving point impedance of linear antennas in the presence of a stratified dielectric," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-13, pp. 725-737, Sep. 1965.

[10] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, and Mathematical Tables.* Dover: New York, 1970.

[11] 이상준, "지하 탐사용 광대역 안테나 설계에 관한 연구," 고려대학교, 전파공학과, 석사 학위 논문, 1998년 2월

저 자 소 개

李 尙 俊(正會員) 1996년 2월 고려대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1998년 2월 고려대학교 전자공학과 대학원 졸업(공학석사). 현재 SK 텔레콤 중앙연구원 근무

金 世 潤(正會員) 第 32卷 A編 第 6號 參照
현재 한국과학기술연구원 정보전자연구부 책임연구원