

論文95-32A-7-3

도체 손실을 고려한 매우 짧은 쌍극자 안테나의 특성 해석

(Analysis of Electrically-Short Dipole in Consideration of Conductor Loss)

金永國*, 李海英**

(Young-Guk Kim, and Hai-Young Lee)

요약

이동 통신용 초소형 안테나 또는 광대역 EMI 측정용 안테나 등은 그 전기적인 길이가 파장에 비해 매우 짧으므로, 사용되는 도체의 손실 저항이 방사 저항보다 크게 되어 안테나의 효율 및 이득 특성을 저하시킨다. 본 논문에서는 이 짧은 안테나의 도체 저항을 현상학적 도체 손실 등가 기법(the Phenomenological Loss Equivalence Method, PEM)으로 계산하고, 그 결과를 모멘트법(the Method of Moments)과 결합하여 광대역 안테나 입력 특성을 해석하였다. 본 해석 결과로부터 도체손실에 의한 안테나 이득의 광범위한 변화가 관찰되었으며, 이 해석 결과는 여러 초소형 안테나 및 EMI 측정용 탐침(probe)의 설계 및 해석에 이용될 수 있다.

Abstract

Electrically-short wire antennas, widely used for mobile communications and EMI measurements, have low radiation efficiency and gain due to the ohmic loss predominant over the radiation power. A very short dipole antenna for wideband EMI measurements has been analyzed using the Method of Moments with the incorporation of the ohmic loss calculated by the Phenomenological Loss Equivalence Method(PEM). The calculated results show the radiation gain and efficiency vary with the ohmic loss in a wide range of frequencies. These results can be effectively used for optimum design of very small antennas and probes for mobile communications and non-disturbing EMI measurements.

I. 서론

일반적으로 무선 통신에 널리 사용되는 선형 안테나는 송수신 겸용으로 사용되며 그 길이가 파장의 $\frac{1}{2}$ 이나 $\frac{1}{4}$ 로 비교적 길게 설계되어 지향성이 우수하고 안테나의 자체 공진을 유도하여¹⁾ 효율 면에서도 좋은 특성을 나타낸다. 그러나, 안테나의 길이(l)와 파장

(λ)의 비로 결정되는 전기적 길이(l/λ)가 일정하므로 주파수에 따라 안테나의 전기적 특성이 변하는 협대역 특성을 갖는다. 광대역 전계 강도측정용²⁾이나 이동 통신용 단말기 등에 사용되는 초소형 안테나의 경우 측정 신호 교란의 최소화, 휴대의 간편성, 광대역 특성 유지 등을 위하여 안테나의 전기적 길이가 매우 짧게 설계된다. 이렇게 전기적으로 짧은 안테나의 경우는 파장의 변화에 따른 상대적 안테나 특성의 변화가 매우 작기 때문에 고유의 광대역 특성을 갖게 된다. 특히, EMI의 전계 강도 측정용으로 사용되는 수신 안테나(probe)나 광대역 능동 안테나(active antenna)

* 學生會員, ** 正會員, 亞洲大學校 電子工學科

(Dept. of Elec. Eng., Ajou Univ.)

接受日字: 1995年1月27日, 수정완료일: 1995年6月26日

의 경우는 그 길이가 사용되는 최소 파장보다 수십 배로 짧아서 매우 넓은 주파수 대역에서 비교적 균일한 임피던스 및 방사 특성을 갖는다. 그러나, 이러한 전기적 길이가 짧은 안테나는 안테나의 방사 유효길이가 짧으므로 방사 저항이 매우 작아서 효율이 낮으며, 높은 용량성¹³⁾으로 인하여 임피던스 정합이 용이하지 않다^{4) 15)}.

한편, 선형 안테나의 방사 저항은 전기적 길이(l/λ)의 제곱에 비례하고 도체 손실 저항은 전기적 길이에 선형적으로 비례하므로, 짧은 선형 안테나의 경우 방사 저항보다 상대적으로 높은 도체 손실 저항에 의하여 안테나의 주요 특성이 결정되며, 특히 매우 낮은 방사 효율을 갖게 된다. 이 낮은 방사 효율은 송신시 순수 방사 전력을 낮추기도 하지만, 광대역 수신용으로 사용할 경우 수신 신호 대 잡음 비를 크게 낮추는 결과를 발생시킬 수 있다. 그러므로, 매우 짧은 선형 안테나의 입력 특성을 도체 저항을 고려하여 정확히 해석하며 이로부터 안테나의 임피던스 특성을 저잡음 수신기 특성과 정합함으로써 송신 효율과 함께 수신 감도를 개선하는 것이 초소형 안테나의 송수신 특성을 개선하는데 매우 중요하다. 이러한 짧은 선형 안테나의 광대역 임피던스 특성 해석은 도체 저항의 정확한 해석이 중요하나 일반적으로 높은 주파수에서 사용되는 표피 저항 계산 및 저주파에서의 직류 저항 계산 등은 주파수 변화에 따른 표피 침투 깊이의 변화를 고려하지 않음으로써 광대역 범위에서 많은 오차를 갖게 된다.

본 논문에서는 매우 짧은 쌍극자 안테나의 광대역 도체 저항을 현상학적 도체 손실 등가 기법(the Phenomenological Loss Equivalence Method, PEM)⁶⁾을 이용하여 계산하고 이를 집중 소자로서 안테나의 분할 지점들에 균일하게 분산하여 입력한 후 모멘트법(the Method of Moments)을 이용하여 안테나 입력 특성을 광대역 주파수에 걸쳐 해석하였다. 직경 4mm이고 길이가 10cm인 구리로 만들어진 쌍극자 안테나의 경우, 20MHz이하에서 도체 저항이 주요함과, 20MHz에서 1GHz사이에서 도체 손실에 의한 이득 변화가 2dB이상임을 관찰하였다.

II. 해석 방법

본 해석에서는 먼저 안테나로 사용되는 원형 도선의

도체 저항을 전류의 침투 효과를 고려하여 PEM⁶⁾으로 계산하고 안테나를 여러 조각으로 분할하여 이 계산된 도체 저항을 각 분할에 골고루 분산하여 집중 소자로 입력한 후 모멘트법으로 안테나 각 분할에 흐르는 전류와 전위 지점에서의 입력 임피던스¹⁷⁾를 구한다. 원형 도체의 도체 저항은 실험적으로 측정된 결과¹⁸⁾와 표피 저항만을 계산한 결과⁹⁾들이 있으나 이들은 매우 낮은 주파수와 높은 주파수에서만 각각 사용할 수 있다. PEM은 저주파의 완전 침투시, 고주파에서의 얇은 침투시, 중간 주파수에서의 부분적인 침투시 모두의 경우에 침투효과를 고려한 광대역 도체 저항 계산이 가능하며, 이론적 결과 및 실험적 결과와 비교하여 그 정확성이 입증되었다¹⁶⁾.

1. PEM을 이용한 도체 저항 계산

PEM에 의한 안테나 도선의 분포 내부 저항은 전류 침투의 넓은 범위에 걸쳐 계산된다. PEM은 모든 좋은 도체 표면의 표면 전류 분포가 어떠한 전류 침투에 대해서도 거의 일정하고 도체 표면에 항상 수직인 방향으로 전류가 침투하게 되는 quasi-TEM 전송선(좋은 도체로 구성된)의 고유한 특성에 기초한다¹⁶⁾. 원형 단면을 갖는 선형 안테나의 표면 전류 밀도는 안테나의 둘레에서 균일하며 안테나 도체 내부로의 전류 침투는 표면에 수직하다. 그러므로, 주파수 변화에 따른 표면 전류 분포의 변화와 도체 내부로의 침투현상을 근사적으로 각각 독립적으로 취급함으로써 quasi-TEM 전송선의 경우와 같이 PEM을 이용하여 광대역에서 도체 저항을 등가적으로 계산할 수 있다.

이러한 quasi-TEM 전송선 고유의 전류 침투 특성을 이용하여, 자유공간에서 유한한 길이를 갖는 안테나를 표면 전류 분포가 균일한 등가 단일 strip으로 변환시킬 수 있다. 이때, 자유공간에 있는 반경이 a 인 도선에 대한 도체 손실 측면에서의 등가 strip의 폭(W_e)은 얇은 침투의 경우에 안테나의 표면 저항과 등가 strip의 표면 저항을 서로 등가시킴으로써 다음과 같이 표현된다.

$$W_e = \frac{1}{G} = 2\pi a \quad (1)$$

여기서, G 는 quasi-TEM 전송선의 표면 전류 분포만에 의하여(즉, 전송선의 단면 구조로부터) 결정되는 구조요소(geometric factor)이며, 같은 구조요소(G)와 같은 도체(σ)를 사용하는 전송선들은 높은 주파수에

서 같은 도체 저항을 갖게 된다. 또한, 등가 strip의 등가 두께(t_e)는 전류의 완전 침투시 등가 strip과 안테나 도선의 저항들(일반 도체의 경우 직류 저항)을 서로 등가시킴으로써 다음과 같이 계산된다.

$$t_e = AG \quad (2)$$

여기서 $A(= \pi a^2)$ 는 완전 침투에서의 도선의 실효 단면적을 나타낸다. 결국, 일반적인 좋은 도체로 만들어진 안테나 도선의 광대역 도체 저항(R_i)은 균일한 표면 전류 분포를 갖는 등가 strip의 내부 임피던스(Z_i) 해석^[6]으로부터 다음과 같이 표현된다.

$$Z_i = R_i + j\omega L_i = Z_s G \text{Coth}(\sigma Z_s AG) \quad (3)$$

여기서 Z_s 와 σ 는 각각 사용되는 도체의 표면 임피던스와 도전율이다. 본 PEM해석은 광대역 광범위 전류 침투시의 도체 저항 변화를 위와 같은 현상학적 손실 등가로부터 간단하게 계산할 수 있음으로써 그 유용성을 갖는다.

2. 모멘트법을 이용한 입력 임피던스 해석

안테나의 임피던스는 pulse expansion 및 pulse testing function을 사용하는 Galerkin's method에 기초한 모멘트법을 이용하여 계산하였다^[7]. 안테나의 직경이 길이에 비해 충분히 작으므로 안테나를 흐르는 전류($I(s) \hat{s}$)가 안테나의 축 방향(\hat{s})으로만 흐른다고 가정할 수 있다. Lorentz gauge condition에 의해 임의의 전류에 의한 산란 전계(\vec{E}_s)는 자유공간에서의 Green's function으로 표현한 vector potential(\vec{A})과 scalar potential(ϕ)로부터 다음과 같이 나타낸다. 전하 분포($q(s)$)는 연속 방정식에 의한 전류 분포($I(s)$)로부터 직접 구할 수 있다.

$$\vec{E}_s = -j\omega \mu \vec{A} - \nabla \phi \quad (4)$$

$$\vec{A} = \frac{1}{4\pi} \int I(s') \hat{s}(s') k(s-s') ds' \quad (5)$$

$$\phi = \frac{1}{4\pi \epsilon} \int q(s') k(s-s') ds' \quad (6)$$

여기서

$$q(s) = \frac{1}{-j\omega} \frac{dI}{ds}$$

$$k(s-s') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{jkr}}{r} d\psi$$

$$r = \sqrt{(s-s')^2 + 4a^2 \sin^2 \frac{\psi}{2}}$$

s' : 안테나 축 상의 source points

s : 안테나 축 상의 field points

안테나를 완전도체로 가정하면 도체의 표면에서의 전계의 접선성분은 '0'이 되어야 하므로 입사되는 전계(\vec{E}_i)는 다음과 같이 표현된다.

$$-\vec{E}_i \cdot \hat{s} = -j\omega \mu \vec{A} \cdot \hat{s} - \hat{s} \cdot \nabla \phi = \vec{E}_s \cdot \hat{s} \quad (7)$$

한편, 도체 저항에 의한 불완전 경계 조건은 PEM으로 계산한 결과를 안테나의 완전도체로 가정한 모멘트법으로의 전개시 각 분할에 집중소자로 분산 입력함으로써 간접적으로 고려되어진다^[7].

위의 식(7)는 pulse testing 및 pulse basis function을 사용한 Galerkin's process에 의해 행렬 형태로 이산화 시킬 수 있다. 또, 식(5)와 식(6)에서 안테나를 흐르는 전류($I(s)$)와 전하 분포($q(s)$)는 다음 식과 같이 안테나를 Δs_n 의 길이를 갖는 N개의 조각으로 나누어 pulse expansion function의 열로 근사화된다. 연속 방정식을 차분 근사법(difference approximation)으로 표현하기 위하여 전하 분포의 경우 반 분할폭($\frac{\Delta s_n}{2}$)만큼 이동된 전류 분할($P_n(s)$)에 의하여 다음과 같이 표현된다.

$$I(s) = \sum_1^N I_n P_n(s) \quad (8)$$

$$q(s) = -\frac{1}{j\omega} \sum_1^N \frac{(I_{n+1} - I_n)}{(s_{n+1} - s_n)} \quad (9)$$

$$P_n(s) = \begin{cases} 1 & \text{if } s_{n-\frac{1}{2}} < s < s_{n+\frac{1}{2}} \\ 0 & \text{Otherwise} \end{cases} \quad (10)$$

전체 분할상의 전계와 전위 분포가 완만하게 변화한다고 가정하면 임의의 시험 분할 s_m 에서의 적분식(2-4)의 표현을 같은 pulse testing function $P_n(s)$ 를 사용하여 나타낼 수 있다. 그리고, 이 결과식이 전류 확장 계수(I_n)에 의해 다음과 같이 이산화 된다.

$$\vec{E}_i(s_m) \cdot \vec{s}_m = j\omega \mu \vec{A}(s_m) \cdot \vec{s}_m + \phi(s_{m+\frac{1}{2}}) - \phi(s_{m-\frac{1}{2}}) \quad (11)$$

여기서

$$\vec{A}(s_m) = \frac{1}{4\pi} \sum_1^N I_n \hat{s}_n \int_{s_{n-\frac{1}{2}}}^{s_{n+\frac{1}{2}}} k(s_m - s') ds'$$

$$\phi(s_{m+\frac{1}{2}}) = -\frac{1}{j4\pi\omega\epsilon} \sum_1^N \frac{I_{n+1} - I_n}{s_{n+1} - s_n} \int_{s_{n-\frac{1}{2}}}^{s_{n+\frac{1}{2}}} k(s_{m+\frac{1}{2}} - s') ds'$$

이렇게 이산화된 식은 다음과 같이 Kirchhoff의 $N \times N$ Network equation 으로 재배열될 수 있다^[7]

$$[Z] [I] = [V]$$

여기서

$$Z_{mn} = \frac{1}{j4\pi\omega\epsilon} \left\{ \begin{array}{l} \omega^2 \epsilon \mu [\hat{s}_m \cdot \hat{s}_n] \psi_{m,n} \frac{1}{2}, n + \frac{1}{2} \\ - \frac{1}{(s_{n+1} - s_n)} [\psi_{m+\frac{1}{2}, n, n+1} - \psi_{m-\frac{1}{2}, n, n+1}] \\ + \frac{1}{(s_n - s_{n-1})} [\psi_{m+\frac{1}{2}, n-1, n} - \psi_{m-\frac{1}{2}, n-1, n}] \end{array} \right\} \quad (12)$$

$$\psi_{m,p,q} \equiv \int_{s_p}^{s_q} k(s_m - s') ds'$$

전원 분할에 인가되는 전압원은 선형 안테나의 중심에 일정하게 가해진 접선 방향 전체의 delta-gap model^[7]을 사용하여 표현된다. 안테나에 인가된 전압에 대한 전류 분포는 partial pivoting에 의한 Gauss 소거법으로 계산된다. 또한, PEM에 의하여 구하여진 도체 손실 저항은 균일하게 분배되어 임피던스 행렬의 대각선 성분에 대응하도록 분할된 각 조각에 집중 소자로서 나누어 입력된다. 안테나를 분할함에 있어 주파수에 따른 파장 변화를 고려하여 전체 주파수 대역을 3개로 나누어 각 주파수 대역에서 계산되는 전류 분할의 총 개수를 상하 대역에서 계산된 입력 임피던스의 연속성을 유지할 수 있도록 변화시켰다. 이러한 전류 분할의 변화는 지나치게 많은 전류 분할에 의한 오차의 누적과 적은 전류 분할에 의한 전류의 크기와 위상 변화의 오차를 최소화할 수 있다. 안테나의 전체 임피던스는 인가된 전압을 입력 전류로 나누어서 구한다.

III. 해석 결과 및 고찰

1. 도체 저항 계산 결과

그림 1의 쌍극자 안테나는 광대역 주파수 대역(50 MHz~750MHz)에서 사용되는 전계 강도 측정용 탐침^[2]으로서 사용주파수 대역에서 매우 짧은 전기적 길이를 갖는다. 이 안테나는 단극자로 사용될 경우 약 5cm 길이를 가지며 이동 통신용 초소형 안테나의 대표적 길이에 해당된다. 그림 2는 PEM 방법에 의하여 계산된 도체 저항을 표피 저항^[9], 실험결과^[8], 완전해석

법^[10]과 비교한 것이다. 약 10kHz 이상에서는 표피 저항 결과와 모두 일치하며 10kHz 이하에서는 표피 저항이 전류침투 효과를 고려하지 못하므로 실제 측정 결과 및 PEM 결과와 크게 차이를 나타낸다. PEM 결과는 매우 넓은 범위에서 실험적 결과와 완전해석 결과와 매우 정확히 일치한다. 본 결과는 매우 짧은 도선을 사용한 경우이나, 매우 가는 도선을 사용한 경우 도체 저항이 변하는 주파수가 높은 주파수로 이동함으로써 도체 저항 효과가 두드러지게 나타날 수 있다.

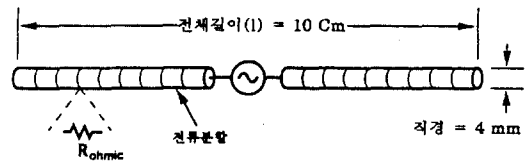


그림 1. 짧은 쌍극자 안테나의 구조 및 분할
Fig. 1. Short dipole antenna and pulse segmentation.

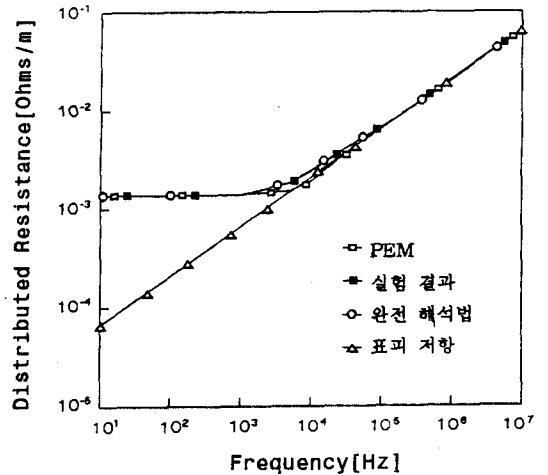
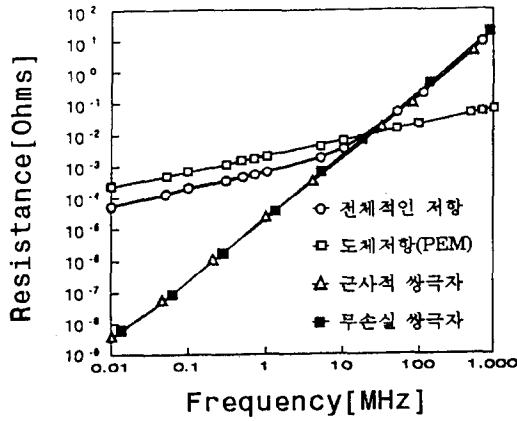


그림 2. 계산된 안테나의 도체 저항
Fig. 2. Calculated ohmic resistance of the short dipole.

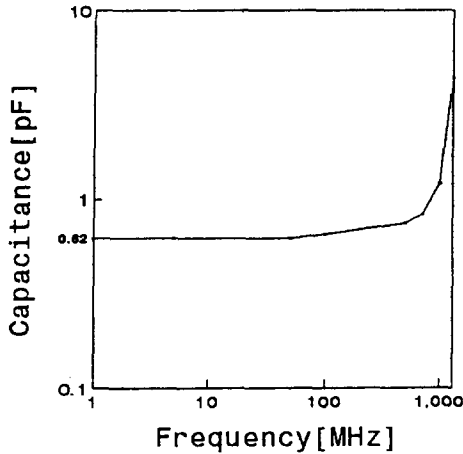
2. 안테나의 입력 특성

그림 1에 주어진 안테나 구조의 경우 도체 저항에 따른 안테나 입력 특성 변화를 그림 3(a)에 나타내었다. 여기서 매우 짧은 쌍극자의 근사적 삼각 전류 분포로부터 구한 방사 저항^[7], 완전도체의 경우 모멘트법으로 계산된 순수 방사 저항, PEM으로 계산된 순수 도체 저항들을 전체 입력 저항(PEM과 모멘트법의 결합으로 구한)과 비교하였다. 모멘트법 계산시에 파장

의 변화에 따른 전류 분할의 갯수를 변화하면서 일정 임피던스로의 수렴을 확인하였다.



(a)



(b)

그림 3. (a) 안테나의 입력 저항 및 (b) 정전 용량
Fig. 3. (a) Input resistance and (b) Capacitance of the short dipole

전체 주파수 영역에서 단일 파장당 최소 70개 이상의 분할을 하였으나, 약 50개 정도의 분할에서 평균적으로 수%의 오차 이내로 수렴하였다. 근사적 방사 저항이 모멘트법으로 구한 방사 저항 결과(특히 낮은 주파수에서)와 잘 일치하며, 전체 입력 저항은 약 20MHz 이상에서 이들 결과와 매우 잘 일치함을 알 수 있다. 여기서 짧은 쌍극자 안테나의 경우 방사 저항은 $R_r = 20\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$ 으로서 길이와 주파수의 제곱에 비례하

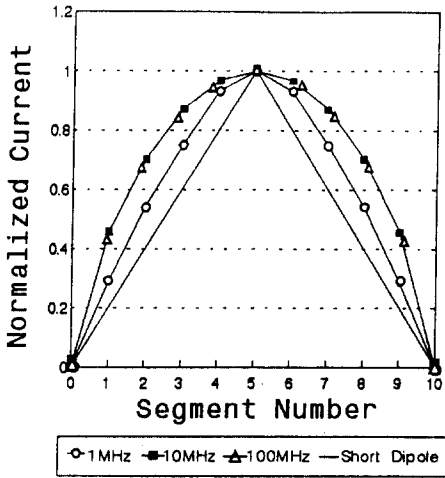
여 그 크기가 증가하며, 순수 도체 저항은 근사적으로 주파수의 제곱근 및 길이에 비례한다. 약 20MHz이하에서 전체 저항과 근사 결과가 크게 차이가 나는데, 이는 이 경계 주파수를 기준으로 낮은 주파수 범위에서는 도체 손실 저항이, 높은 주파수에서는 방사 저항이 주요하기 때문이다. 결국, 도체 손실을 고려한 안테나의 전체적인 저항 특성을 보면 20MHz보다 낮은 범위에서는 대부분의 송신 전력이 열적 저항 손실로 소모되고, 높은 주파수 범위에서는 대부분의 송신 전력이 방사되는 것을 알 수 있다. 주목할 만한 것은 전체적인 저항이 도체 손실 저항과 방사 저항과의 단순한 합으로 나타나지 않고 오히려 도체 손실 저항보다 작은 값을 갖는 것인데, 이는 안테나의 용량성으로 인하여 두 쌍극자 소자간에 흐르는 변위 전류가 도선을 따라 흐르는 전도 전류를 효과적으로 줄이기 때문이다.

그림 3(b)에 나타난 바와 같이 매우 짧은 안테나는 용량적 특성(Capacitive)을 가지며, 광대역 범위에서 비교적 일정한 값을 가진다. 도체 저항은 리액턴스에 비하여 매우 작으므로, 안테나의 정전용량에는 거의 영향을 주지 않음을 확인하였으며, 짧은 안테나의 경우 일정한 정전용량으로 인하여 비교적 임피던스 정합이 유리해질 수 있다.

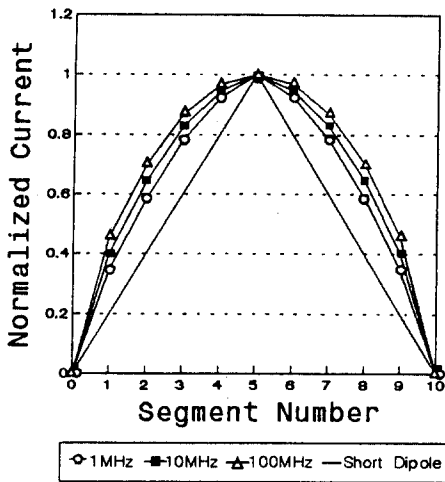
3. 안테나 전류 및 방사패턴

그림 4에서는 주파수 변화에 따른 안테나 전류 분포특성의 변화를 나타내고 있는데, 그림 4(a)는 도체 저항을 고려하지 않은 경우이며, 그림 4(b)는 도체 저항을 고려한 경우이다. 낮은 주파수 범위에서는 안테나를 흐르는 전류의 위상변화가 작으므로 전류의 크기가 근사적 삼각 분포에 가까움을 볼 수가 있다. 주파수가 증가함에 따라 전류의 위상 변화로 인한 공진 현상에 의하여 전류 분포의 변화가 나타난다. 도체 손실을 무시한 경우는 높은 양호도(quality factor)로 인하여 주파수 변화에 따른 전류 분포의 변화가 그림 4(a)와 같이 상대적으로 크게 나타나게 된다. 그림 4(b)의 도체손실을 고려한 경우 상대적으로 낮은 양호도로 인하여 주파수에 따른 전류 분포 변화가 작음을 알 수 있다.

그림 5는 완전 도체와 불완전 도체의 경우 계산된 방사패턴을 나타낸다. 1GHz의 높은 주파수에서는 방사 저항이 주요하고 전류 분포가 동일하므로 도체 손실에 의한 이득이나 지향성 변화는 무시할 수 있다.



(a)



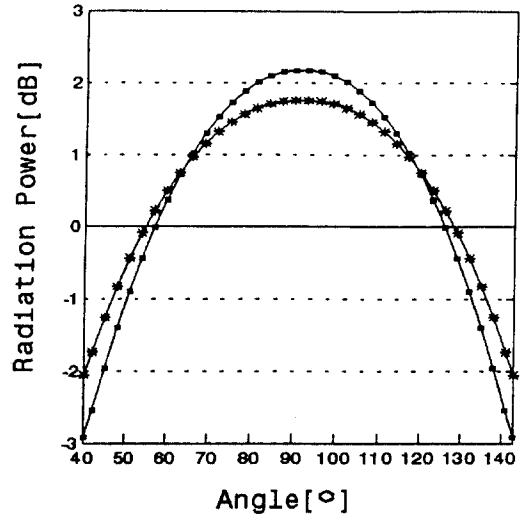
(b)

그림 4. (a) 안테나의 전류 분포 (도체 저항 무시)
(b) 안테나의 전류 분포 (도체 저항 고려)

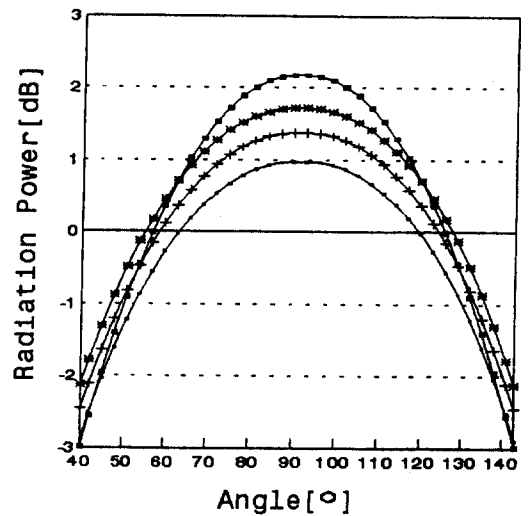
Fig. 4. (a) Current distribution of the lossless dipole and
(b) Current distribution of the lossy dipole

완전도체의 경우 저주파에서의 이득 감소는 그림 4(a) 와 같이 전류 분포의 불균일성 증가로 인한 지향성 감소에 기인하지만, 불완전 도체의 경우 이러한 지향성 감소와 함께 상대적으로 높은 도체 저항에 의한 열적 손실이 안테나의 전체 이득을 크게 감소시킨다.

그러나, 전류 분포의 불균일성이 개선되므로 지향성은 미소하나마 개선됨을 알 수 있다.



(a)



(b)

그림 5. (a) 안테나의 방사 패턴 (도체 저항 무시)
(b) 안테나의 방사 패턴 (도체 저항 고려)
Fig. 5. (a) Radiation pattern of the lossless dipole and
(b) Radiation pattern of the lossy dipole

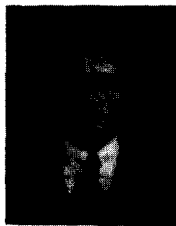
IV. 결론

본 논문에서는 초소형 이동통신용 단말기의 안테나 또는 광대역 전계 강도 측정용의 매우 짧은 안테나에서 중요시되는 도체 저항을 고려하여 광대역 안테나 입력 특성을 현상학적 도체 등가 기법과 모멘트법을 이용하여 해석하였다. 길이가 10cm이며 직경이 4mm인 쌍극자 안테나의 경우, 사용되는 도체(구리)의 도체 저항이 20MHz이하의 주파수에서 방사 저항보다 매우 크게 됨을 확인하였고, 무손실 안테나에 비하여 낮은 주파수에서 방사 효율과 수신 잡음이 크게 나빠짐을 관찰하였다. 반면에, 도체 손실에 의해 주파수에 따른 안테나 특성 변화율이 부분적으로 낮아짐으로써, 적절한 임피던스 정합을 사용할 경우, 그 사용 대역폭을 확대할 수 있다. 또한, 전기적으로 더욱 짧고 가는 초소형 안테나의 경우 도체 저항이 주요한 주파수 범위가 더욱 높은 주파수로 확대되므로, 이동 통신용 초소형 안테나 및 EMI 측정용 광대역 탐침 최적 설계를 위하여 본 해석 방법 및 결과들을 효과적으로 이용할 수 있다.

참고 문헌

- [1] K. Fujimoto, A.Henderson, K.Hirasawa and J. R.James, "Small Antennas," New York, John Wiley and Sons, Inc., 1987.
- [2] N. Kuwabara, K. Tajima, and F. Amemiya, "Development and Analysis of Electric Field Sensor Using LiNbO₃ Optical Modulator," IEEE Trans. on EMC, Vol. 34., pp.391-396, No. 4, Nov. 1992.
- [3] H.Jasik, "Antenna Engineering Handbook," New York, McGrawHill, 1952.
- [4] H.A.Wheeler, "Fundamental limitations of small antennas," Proc. I.R.E., Vol.35, pp. 1479-1484, Feb. 1947.
- [5] H.A.Wheeler, "Small antennas," IEEE Trans. on AP., Vol. 23, pp. 462-469, July 1975.
- [6] H.-Y.Lee and T.Itoh, "Phenomenological loss equivalence method for planar quasi-TEM transmission line with a thin normal conductor or superconductor," IEEE Trans. on MTT, Vol.37, pp.1904-1909, Dec. 1989.
- [7] Warren L.Stutzman and Gary A.Thiele, "Antenna Theory and Design," John Wiley and Sons, Inc., 1981.
- [8] S.J.Haefner, "Alternating-current resistance of rectangular conductors," Proc. IRE, Vol.25, No.4, pp.434-447, April 1937.
- [9] H.A.Wheeler, "Formula for the skin effect," Proc. IRE, Vol. 30, pp. 412-442, Sep. 1942.
- [10] Simon Ramo, John R.Whinnery and Theodore Van Duzer, "Fields and Waves in Communication Electronics," John Wiley and Sons, Inc., 1984.

저자 소개



金永國(學生會員)

1972년 2월 15日生. 1994년 동의대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1994년~현재 아주대학교 전자공학과 석사과정 재학중. 주관심분야는 초소형 안테나, 반도체 실장용 물질의 고주파 모델링, 고속 전철의 EMI 등임.



李海英(正會員)

1957년 3월 7日生. 1980년 2월 아주대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1982년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 졸업(공학석사). 1982년~1986년 국방부 연구사무원. 1989년~1986년 국방부 연구사무원. 1989년 12월 The University of Texas at Austin 졸업(공학박사). 1990년~1992년 금성 중앙연구소 기초1실장(책임연구원). 1992년~현재 아주대학교 전자공학과 조교수. 주관심분야는 초고속/고밀도 반도체 Package의 설계/측정, 초고주파소자 및 광전소자의 설계/측정, 초소형 안테나 해석/설계, 초전도체의 고속 전송 특성 모델링 등임.