

MPIE를 이용한 임의의 형상을 갖는 마이크로스트립 패치 안테나의 해석

正會員 鄭 大 浩* 正會員 金 泰 源* 正會員 金 正 祺*

The Analysis of Arbitrarily Shaped Microstrip Patch Antennas using the MPIE

Dae Ho Jung*, Tae Won Kim*, Jung Ki Kim* *Regular Members*

要 約

임의의 모양을 갖는 마이크로스트립 안테나의 해석에 역점을 두었다. 마이크로스트립 안테나의 가장 일반적이고 정확한 해석법은 주파수 영역에서 정의되는 전계적분방정식을 이용하는 것이다. 본 논문에서는 전계적분방정식을 수정한 MPIE(Mixed potential integral equation)를 이용하여 공간영역에서 해를 구하였다. 이 방법은 스칼라와 벡터 포텐셜과 관련된 Green함수를 다층매질 이론에 의해 계산하고 Sommerfeld 적분방정식에 의해 표현한다. 또한 적분방정식은 rooftop 부분기저함수를 이용한 모멘트법을 이용하여 해를 구하였다. 따라서 임의의 모양의 마이크로스트립 안테나를 임의의 주파수와 임의의 기판상에서 해석할 수 있다. 구형 마이크로스트립 안테나와 L자형 마이크로스트립 안테나의 수치 결과를 실험치와 비교하였다.

ABSTRACT

We will put the emphasis on the analysis of arbitrarily shaped microstrip antennas. The most general and rigorous treatment of microstrip antennas is given by the electric field integral equation(EFIE), usually formulated in the spectral domain.

In this paper, we use a modification of EFIE, called the mixed potential integral equation (MPIE), and we solve it in the space domain. This technique uses Green's functions associated with the scalar and vector potential which are calculated by using stratified media theory and are expressed as Sommerfeld integrals. The integral equation is solved by a moment's method using rooftop subsectional basis function. Thus, microstrip patches of any shape can be analysed at any frequency and for any substrate. Numerical results for a rectangular patch and for a L-shaped patch are given and compared with measured values.

*中央大學校 電子工學科
Dept. of Elec. Eng. Chungang Univ.
論文番號 : 93-109

I. 서 론

마이크로파 기술은 안테나를 포함하여 무선통신기의 전단을 구성하는 기술로서, 통신분야의 신호처리 기술과 정보의 재생기술과 더불어 무선통신 시스템 기술을 구성하게 된다.

마이크로스트립 안테나의 기본개념은 1953년 미국의 Deschamps에 의해 제안되었으며, 그라운드된 유전체 기판위에 놓여진 금속판 혹은 패치(patch)로 구성되어, 마이크로스트립 선로 및 동축케이블에 의해 급전된다. 또한 다른 안테나에 비해 제작이 쉽고 소형이며 편평하여 외형의 구조에 제한없이 설치할 수 있다는 장점 때문에 항공기, 미사일, 인공위성 등에 이용되고 있으며 최근에는 의용분야에까지 그 응용분야가 확대되고 있다.

특히 이동통신에서는 보다 작고 보다 가벼운 안테나 그리고, 저렴한 비용이 드는 안테나를 필요로 한다. 마이크로스트립 안테나는 이러한 요구조건을 충족시킬 수 있어서, 휴대용 혹은 pocket-size로 쉽게 제작이 가능하고 동일 기판상에 관련된 모든 회로들을 집적해서 MMIC(Monolithic Microwave Integrated Circuits)를 실현할 수 있으며 포토 에칭 기술의 발달에 따라 정밀한 제작이 가능하다.

마이크로스트립 안테나의 복사는 패치에 유기되는 표면전류에 의해 발생한다. 따라서 본 안테나를 해석하는 방법으로는 표면자유원에 의한 모델과 표면전류원에 의한 모델로 분류할 수 있다. 표면자유원에 의한 해석 방법은 전송선로 모델, cavity 모델등이 있으며 이러한 방법은 비교적 간단한 방법으로 안테나 형태에 있어서도 단순한 형태에만 적용된다. 표면전류원에 의한 해석은 Full wave 해석과 그린해석 방법이 있으며 정확한 계산 결과와 임의 형태의 안테나에도 거의 다 적용할 수 있는 장점을 갖고 있다. 따라서 마이크로스트립 구조의 정확한 해를 얻기 위해 많이 해석되는 방법으로, 보통 스펙트럴 영역에서 유도되는 EFIE(Electric Field Integral Equation)등이 있다. 본 논문에서는 EFIE의 일부 수정된 MPIE(Mixed Potential Integral Equation)을 이용하여 임의의 모양을 갖는 마이크로스트립 안테나를 해석한다. 우선, 그린함수에 대해 이론적으로 고찰을 한다. 그린함수를 구한 후 모멘트법을 적용하고 적분방정식의 미지값인 표면전류를 얻은 다음 안테나의 여러가지 파라미터 값을 구한다. 여기서, 가장 일반적인 사각형 마이크로스트립 패치 안테나와 L자 모양

의 마이크로스트립 패치 안테나를 제작하여 해석 결과를 실험 결과와 비교하였다.

II. 이 론

1. 다이폴 모멘트에 의한 벡터·스칼라 포텐셜

그림1.과 같이 단일 유전체층과 금속패치로 구성되어 있는 마이크로스트립 안테나의 구조를 고려한다. 기판의 두께는 h 이고, 유전율이 ϵ_r 인 균질한 유전체이며 그라운드판은 완전도체판으로 $z = -h$ 에 위치해 있다고 가정한다.

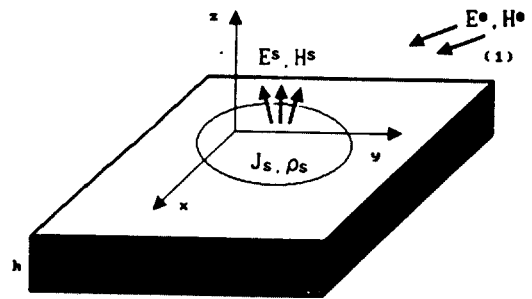


그림 1. 임의의 패치 모양을 갖는 마이크로스트립 안테나
Fig 1. Arbitrarily shaped microstrip antenna

벡터 포텐셜과 스칼라 포텐셜로 부터 전자기 성분을 구하면 다음과 같다.

$$E = -j\omega A - \nabla\Phi \quad (1)$$

$$H = \frac{1}{\mu} \nabla \times A \quad (2)$$

벡터 포텐셜과 스칼라포텐셜은 Helmholtz방정식의 해이고, 이것의 일반적인 해를 원통 좌표계로 표현하면 다음과 같다.

$$\int_C H_n^{(2)}(k_\rho \rho) [A_1 e^{in\phi} + A_2 e^{-in\phi}] [B_1 e^{ik_z z} + B_2 e^{-k_z z}] dk_\rho \quad (3)$$

여기에서 k_ρ 와 k_z 는 전파상수의 복소 radial 성분과 수직성분이고 다음식과 같다.

$$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon = k_\rho^2 + k_z^2 \quad (4)$$

ρ , ϕ 와 z 는 원통좌표계의 성분들이며, 적분경로 C 는 복소평면 $k_\rho = \lambda + j\nu$ 의 3사분면에서 1사분면을 지나서 무한경로이다^[1].

패치에 적용되는 경계조건은 다음과 같으며, $z=0$ 인 경우

$$e_z \times (E_1 - E_2) = 0 \quad (5)$$

$$e_z \times (H_1 - H_2) = J_s \quad (6)$$

또한 $z=-h$ 인 경우의 경계조건은

$$e_z \times E_2 = 0 \quad (7)$$

$$e_z \times H_2 = J_s \quad (8)$$

과 같다. 여기에서 첨자 1과 2는 각각 자유공간과 유전체를 나타내며 e_z 는 단위벡터이다. 여기서, 마이크로스트립의 공기와 유전체 경계상에 위치한 HED (Horizontal electric dipole)에 의해 발생하는 포텐셜을 계산할 필요가 있다. 다이폴에 흐르는 표면 전류밀도는 델타 함수를 Hankel 변환^[2]하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} J_s &= e_x \frac{\delta(\rho)}{2\pi\rho} Idx \\ &= e_x \frac{Idx}{4\pi} \int_C H_n^{(2)}(k_\rho\rho) k_\rho dk_\rho \end{aligned} \quad (9)$$

경계조건(5)~(8)식을 만족하기 위해서는 벡터포텐셜의 두 성분 A_x 와 A_z 가 필요하고^[3], $z=0$ 상에서 벡터포텐셜과 스칼라포텐셜에 대한 경계조건은 다음과 같으며

$$V_1 = V_2 \quad (10)$$

$$A_1 = A_2 \quad (11)$$

$$\frac{\partial A_{x1}}{\partial z} - \frac{\partial A_{x2}}{\partial z} = -\mu J_x \quad (12)$$

$$\epsilon_2 \nabla \cdot A_1 = \epsilon_1 \nabla \cdot A_2 \quad (13)$$

$z=-h$ 상에서의 경계조건은

$$V_2 = 0 \quad (14)$$

$$A_{x2} = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial A_{z1}}{\partial z} = 0 \quad (16)$$

이다. 식(10)~(16)의 경계조건과 식(3), 그리고 다음의 적분관계식을 이용하여 벡터 포텐셜 A 를 구하면 식(18), (19)와 같다.

$$\int_{-\infty}^x H_n^{(2)}(\lambda\rho) f(\lambda^2) \lambda^{n+1} d\lambda = 2 \int_0^x J_n(\lambda\rho) f(\lambda^2) \lambda^{n+1} d\lambda \quad (17)$$

여기서 $H_n^{(2)}$ 와 J_n 은 각각 n 차 2종 Hankel 함수와 n 차 Bessel 함수이다.

$$\begin{cases} A_{x1} \\ A_{z2} \end{cases} = \frac{\mu}{2\pi} Idx \int_0^x J_0(k_\rho\rho) \frac{k_\rho}{D_{TE}} \left\{ \begin{array}{l} \exp(-u_0z) \\ \frac{\sinh u(z+h)}{\sinh uh} \end{array} \right\} dk_\rho \quad (18)$$

$$\begin{cases} A_{z1} \\ A_{x2} \end{cases} = -\frac{\mu}{2\pi} Idx \cos\phi(\epsilon_r - 1) \int_0^x J_1(k_\rho\rho) \frac{k_\rho^2}{D_{TE} D_{TM}} \left\{ \begin{array}{l} \exp(-u_0z) \\ \frac{\cosh u(z+h)}{\cosh uh} \end{array} \right\} dk_\rho \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \text{여기에서 } u_0 &= jk_{z0}\rho = \sqrt{k^2 - k_0^2} \\ u &= jk_{z\rho} = \sqrt{k^2 - \epsilon_r k_0^2} \\ k_0^2 &= \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \\ D_{TE} &= u_0 + u \coth uh \\ D_{TM} &= \epsilon_r u_0 + u \tanh uh. \end{aligned}$$

(19)식의 A_z 성분은 균일 마이크로스트립($\epsilon_r=1$)인 경우에 0이 되고, A_x 성분은 균일한 무한 매질의 다이폴에 대한 벡터포텐셜과 같다. 또한 로렌츠조건을 이용하여 스칼라 포텐셜 Φ 를 구하면 다음식과 같다.

$$\begin{cases} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{cases} = \frac{\cos\phi}{2\pi j \omega \epsilon_0} Idx \int_0^x J_1(k_\rho\rho) \frac{k_\rho^2 N}{D_{TE} D_{TM}} \left\{ \begin{array}{l} \exp(-u_0z) \\ \frac{\sinh u(z+h)}{\sinh uh} \end{array} \right\} dk_\rho \quad (20)$$

여기서, $N = u_0 + u \tanh uh$.

식(18)과 (19), 그리고 식(20)에서, 방정식 $D_{TE} = 0$, $D_{TM} = 0$ 는 유전체로 덮힌 도체판 상에서 진파하는 TE와 TM 표면파 모드에 대한 특성방정식이다.

2. Green 함수와 MPIE(Mixed Potential Integral Equation)

마이크로스트립 기판 위의 HED에 의해 발생하는 포텐셜을 임의 모양의 패치에 대한 포텐셜로 확장할 수 있다. 따라서 영역전체에 걸친 전류분포에 대한 벡터포텐셜은 그린함수를 이용한 중첩적분으로 구할 수 있으며 다음과 같다.

$$A(r) = \int_{S_s} \bar{G}_A(r|r') \cdot J_s(r') dS' \quad (21)$$

그리고 전류의 연속방정식에 의해 스칼라포텐셜 V 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$V(r) = \int_S G_V(r|r') q_s(r') dS' \quad (22)$$

전류와 전하에 대한 적분방정식을 유도하기 위해 그림1.에서의 패치의 표면에서 접선 전계 성분에 대한 경계 조건을 구하면 다음과 같다.

$$e_z \times (E^e + E^s) = e_z \times Z_s J_s \quad (23)$$

또는 포텐셜을 사용할 경우 다음과 같이 나타낸다.

$$e_z \times (j\omega A + \nabla V + Z_s J_s) = e_z \times E^e \quad (24)$$

$$Z_s = (1 + j) \sqrt{\frac{\pi f \mu_0}{\sigma}}$$

여기서 E^e 는 여기 전계(excited field)이고 E^s 는 산란전계(scattered field)이다. 또한 Z_s 는 패치의 표면임피던스를 나타낸다. 식(21)과 (22)을 식(24)에 대입함으로써 MPIE를 유도할 수 있다.

$$e_z \times E^e(r) = e_z \times \left[-j\omega \int_{S_s} \bar{G}_A(r|r') \cdot J_s(r') dS' + \nabla \int_{S_s} G_V(r|r') q_s(r') dS' + Z_s J_s(r') \right] \quad (25)$$

식(25)에서 그린함수에 관련된 각 성분은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$G_A^{xx}(r|r') = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^\lambda J_0(\lambda R) \frac{\lambda}{D_{TE}} d\lambda \quad (26)$$

$$G_A^{yx}(r|r') = 0 \quad (27)$$

$$G_A^{zx}(r|r') = -\frac{\mu_0}{2\pi} \cos\alpha (\epsilon_r - 1) \int_0^\lambda J_1(\lambda R) \frac{\lambda^2}{D_{TE} D_{TM}} d\lambda \quad (28)$$

마이크로스트립 기판은 Z-축을 주위로 대칭성을 갖기 때문에 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$G_A^{yy}(r|r') = G_A^{xx}(r|r') \quad (29)$$

$$G_A^{zy} = 0 \quad (30)$$

$$G_A^{zy}(r|r') = -\frac{\mu_0}{2\pi} (\epsilon_r - 1) \sin\alpha \int_0^\lambda J_1(\lambda R) \frac{\lambda^2}{D_{TE} D_{TM}} d\lambda \quad (31)$$

스칼라포텐셜에 관계되는 그린함수는 다음과 같다.

$$G_V(r|r') = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_0^\lambda J_0(k\rho\rho) \frac{k\rho}{D_{TE}} dk\rho \quad (32)$$

3. Sommerfeld 적분의 수치해석

마이크로스트립 안테나의 표면전류를 구할 때, 원천점(source point)과 관측점(observation point)은 모두 패치의 경계상에 존재하므로 Sommerfeld 적분 방법으로 실수축에 대해 수치 적분을 행한다. 따라서 식(33)과 같은 스칼라포텐셜에 포함된 Sommerfeld 적분의 수치해석은 다음과 같이 수행한다.

$$\begin{cases} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{cases} = \frac{\cos\phi}{2\pi j \omega \epsilon_0} \int_0^\lambda J_1(k\rho\rho) \frac{k\rho^2 N}{D_{TE} D_{TM}} dk\rho \quad (33)$$

피적분 함수는 Bessel 함수에 의해 실수축을 따라 진동한다. 또한 제곱근 $u_0 = \sqrt{\lambda^2 - k_0^2}$ 에 의해 $\lambda = k_0$ 에서 불연속이 되고, 이것은 복소평면에서 branch 점에 해당한다. 만약, 적분인자가 분모 D_{DM} 을 포함하면, 이 함수는 실수축 바로 밑에 pole을 갖는다(무손실 기판인 경우는 실수축상에 있다). 또한, 이 함수는 무한대에서 발산한다. 이러한 문제점을 해결하기 위

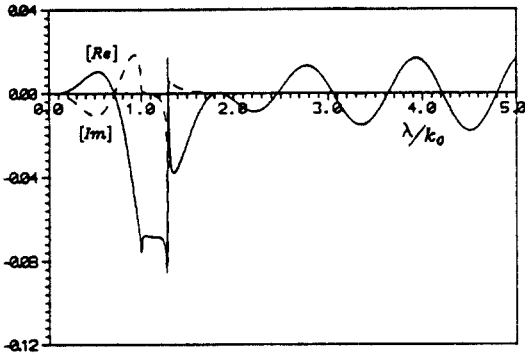


그림 2. 식(33)에 대한 적분인자의 표준화된 값.
($\epsilon_r = 5 ; k_0 h = 0.2 ; k_0 \rho = 3.$)

Fig 2. The complex integrand for the eq.33

해서 $0 < \lambda < \infty$ 의 적분구간은 다음의 소구간으로 나누어서 적분한다.

1) $0 < \lambda < k_0$

이 부분은 복사저항과 입력 임피던스의 리액턴스 성분을 차지한다. 이 구간의 $\lambda = k_0$ 에서 적분인자는 무한도함수(branch point)를 갖고, 이것은 변수 $\lambda = k_0 \cos t$ 로 변환하여 수치적분한다.

2) $k_0 < \lambda < \sqrt{\epsilon_r} k_0$

이 구간에서, 적분인자의 분모에 D_{TM} 이 포함되는 경우에 그림 3.에서와 같이 D_{TM} 은 λ_p 에서 영이므로, 적분값은 무한대 즉, 특이점(singularity)이 발생한다. 이것은 특이점 추출법으로 해결될 수 있다.

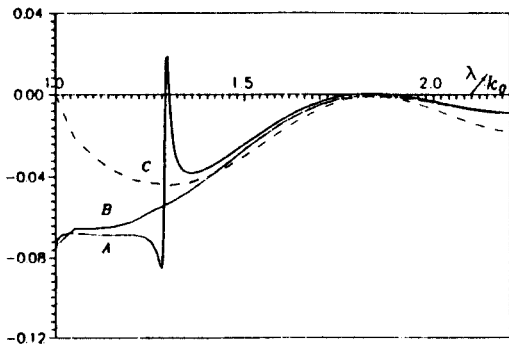


그림 3. 구간 $[k_0, k_0 \sqrt{\epsilon_r}]$ 에서 피적분 함수의 실수부분.

- A, 특이점 제거전; B, 특이점 제거후;
- C, 변수 변환후: $\lambda = k_0 \cosh t$

Fig 3. The real part of the integrand in the interval $[k_0, k_0 \sqrt{\epsilon_r}]$

그림 3.에 본래의 함수 $F(\lambda)$ (곡선 A)와 $F(\lambda) - F_{\text{sing}}(\lambda)$ (곡선 B)를 나타내었다. 그러나 이 함수는 $\lambda = k_0$ 에서 여전히 무한 도함수를 갖는다. 이것은 변수 $\lambda = k_0 \cosh t$ 로 변환하여 해결할 수 있다.(곡선 C)

3) $\sqrt{\epsilon_r} k_0 < \lambda < \infty$

이 구간에서는 average법을 사용하여 수치적분을 수행한다.

4. 모멘트법의 적용

적분방정식 식(25)의 해를 구하기 위해서 적분방정식을 선형 대수 행렬방정식으로 표현하여 해를 구하는 모멘트법을 적용한다.

그림 1.의 패치상의 표면전류는

$$J_s(\rho) = e_x J_{sx} + e_y J_{sy} \tag{34}$$

으로 나타내고, 식(34)의 표면전류에 대해 기저함수 T_x 와 T_y 를 정의하면 다음과 같다.

$$J_{sx} = \frac{1}{b} \sum_{j=1}^M I_{xj} T_x(r-r_{xj}) \tag{35a}$$

$$J_{sy} = \frac{1}{a} \sum_{j=1}^N I_{yj} T_y(r-r_{yj}) \tag{35b}$$

기저함수는 그림4.와 같은 rooftop 부분 기저함수로서 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$T_x(r) = \begin{cases} 1 - |x|/a & |x| < a, |y| < b/2 \\ 0 & \text{그 이외} \end{cases} \tag{36a}$$

$$T_y(r) = \begin{cases} 1 - |y|/b & |y| < b, |x| < a/2 \\ 0 & \text{그 이외} \end{cases} \tag{36b}$$

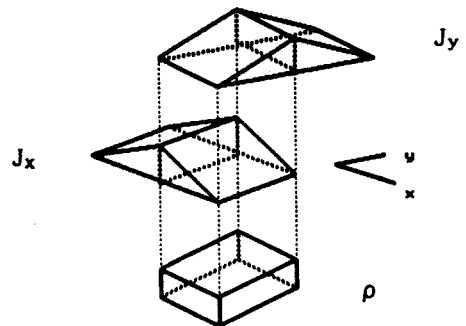


그림 4. 이차원 전류와 전하의 기저함수

Fig 4. Two-dimensional current and charge basis functions

표면전하밀도는 전류연속방정식을 이용하여 식(35a), (35b)로부터 얻어진다.

$$q_s = \frac{1}{j\omega ab} \left[\sum_{j=1}^M I_{xj} [\Pi(r-r_{xj}^+) - \Pi(r-r_{xj})] + \sum_{j=1}^N I_{yj} [\Pi(r-r_{yj}^+) - \Pi(r-r_{yj})] \right] \quad (37)$$

여기서 $\Pi(r)$ 은 중심이 $r=0$ 에 있는 $a \times b$ 의 크기를 갖는 사각형 요소상에 정의된 2차원 단위 펄스 함수이다.

식(34)를 식(25)에 대입하면 MPIE는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$e_z \times \left[j\omega \int_{S_0} \bar{G}_A \cdot (e_x J_{sx} + e_y J_{sy}) dS + \nabla \int_{S_0} G_V q_s dS + Z_s J_s \right] = e_z \times E^e \quad (38)$$

식 (38)에서 수치해석을 쉽게 하기 위해 이산화된 그린함수를 정의한다. 이것은 일반적인 점전원에 의한 포텐셜을 나타내는 그린함수와는 달리 임의의 기저함수를 전원으로 나타낸 그린함수가 된다.

이산화된 그린함수는 다음 식과 같이 나타낸다.

$$T_A^{xx}(r|r_{xj}) = \int_{S_{xj}} \frac{1}{\mu_0 k_0} G_A^{xx}(r|r') T_x(r'-r_{xj})(k^2 S'_0) \quad (39)$$

$$T_V(r|r_{xj}) = \int_{S_{0j}} \frac{\epsilon_0}{k_0} G_V(r|r') \Pi(r'-r_{0j})(k^2 S'_0) \quad (40)$$

여기서 r_{xj} 과 r_{0j} 는 각각 전류요소와 전하요소의 중앙이고, S_{xj} 와 S_{0j} 는 각각 전류요소와 전하요소의 표면이 된다.

식(39)와 (40)의 이산화된 그린함수를 이용하면 벡터포텐셜과 스칼라포텐셜은 다음과 같이 정의된다.

$$\bar{A}(r) = e_x \frac{\mu_0}{k_0 b} \sum_{j=1}^M I_{xj} T_A^{xx}(r|r_{xj}) + e_y \frac{\mu_0}{k_0 a} \sum_{j=1}^N I_{yj} T_A^{yy}(r|r_{yj}) \quad (41)$$

$$V(r) = \frac{Z_0}{j(k_0 a)(k_0 b)} \left[\sum_{j=1}^M I_{xj} [T_V(r|r_{xj}^+) - T_V(r|r_{xj})] \right.$$

$$\left. + \sum_{j=1}^N I_{yj} [T_V(r|r_{yj}^+) - T_V(r|r_{yj})] \right] \quad (42)$$

모멘트법의 다음단계로 시험함수로는 사각형 펄스 함수를 사용하였다. 경계조건을 나타낸 식(23)을 모든 시험구간에 따라 적분을 하면

$$j\omega \int_{C_{xi}} A_x dx + V(r_{xi}^+) + Z_s \int_{C_{xi}} J_{sx} dx = \int_{C_{xi}} E_x^{(e)} dx = -V_{xi}^{(e)} \quad (43)$$

으로 된다. 여기서 C_{xi} 는 x방향으로 된 r_{xi} 에서 r_{xi}^+ 까지의 시험구간을 표시하고 $V_{xi}^{(e)}$ 는 요소를 따라 존재하는 여기전압을 나타낸다.

본 논문에서는 간단한 여기 모델을 사용하여 위 행렬의 column $V_{xi}^{(e)}$ 를 구한다. 여기서 급전시 사용되는 동축케이블의 내부도체를 반지름이 작다고 가정하고 기관으로 둘러 쌓여 있는 이 내부 도체를 통하여 수직전계다이폴이 패치로 급전 된다고 가정할때 이에 의해 생기는 전계는 다음과 같은 가역정리(reciprocity theorem)를 이용하여 전압 $V_{xi}^{(e)}$ 를 구할 수 있다.

$$V_{xi}^{(e)} = \int_{S_i} J_{Si} \cdot E_x^{(e)} ds = \int_{V_e} J^{(e)} \cdot E_i dv \quad (44)$$

여기서 J_{Si} 는 표면전류에 대한 i번째 기저함수이고, E_i 는 이것에 의해 발생하는 전계이다. 식(43)를 최종적인 대수적인 매트릭스 방정식으로 표현하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{bmatrix} C^{XX} & C^{XY} \\ C^{YX} & C^{YY} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_X \\ I_Y \end{bmatrix} = \frac{1}{jZ_0} \begin{bmatrix} V_X^{(e)} \\ V_Y^{(e)} \end{bmatrix} \quad (45)$$

$$C_{ij}^{XX} = \frac{1}{k_0 a k_0 b} [-T_V(r_{xi}^+|r_{xj}) - T_V(r_{xi}|r_{xj}^+) + T_V(r_{xi}^+|r_{xj}^+) + T_V(r_{xi}|r_{xj})] - \frac{1}{k_0 b} \int_{C_{xi}} T_A^{xx}(r|r_{xj}) k_0 dx + j \frac{Z_s}{Z_0} \frac{a}{b} \delta_{ij} \quad (46)$$

(i=1, 2, ..., M, j=1, 2, ..., M)

$$C_{ij}^{XY} = \frac{1}{k_0 a k_0 b} [-T_V(r_{xi}^+|r_{yj}) - T_V(r_{xi}|r_{yj}^+) + T_V(r_{xi}^+|r_{yj}^+) + T_V(r_{xi}|r_{yj})] \quad (47)$$

$$(i = 1, 2, \dots, M, \quad j = 1, 2, \dots, N)$$

여기서, δ_{ij} 는 크로네커 델타함수이며 C_{ij}^{YY} 와 C_{ij}^{XX} 에 대한 표현식은 (x,y) , (a,b) 그리고 (M,N) 을 상호 교환하여 구할 수 있다.

안테나의 입력 임피던스는 패치 전체에 대한 표면 전류를 구한 후, 다음과 같이 구할 수 있다.

$$Z_{in} = -\frac{1}{I} \int_0^h (E^{(e)} + E^{(s)}) \cdot e_z dz \quad (48)$$

여기서, $E^{(s)}$ 는 안테나상의 표면전류 j_{sx} 와 j_{sy} 에 기인하는 전계이고, 반면에 $E^{(e)}$ 는 여기 전류에 의해 생기는 여기 필드를 나타낸다.

III. 모의실험 및 결과 고찰

MPIE를 이용한 마이크로스트립 안테나 해석의 타당성을 확인하기 위하여 사각형 마이크로스트립 안테나와 L자 모양의 마이크로스트립 안테나를 이용하여 수치해석 결과와 실험치를 비교하였다.

(1) 사각형 마이크로스트립 안테나

사각형 마이크로스트립 안테나의 경우 기판의 두께 $h=0.508\text{mm}$, 비유전율 $\epsilon_r=2.52$, 유전체 손실 $\tan \delta=0.03$ 인 Chukoh사의 테프론기판을 사용하여 가로, 세로 길이가 각각 $120 \times 100\text{mm}$ 인 크기로 하여 $9.88 \times 49.7\text{mm}$ 인 위치에 동축케이블로 급전하여 실험

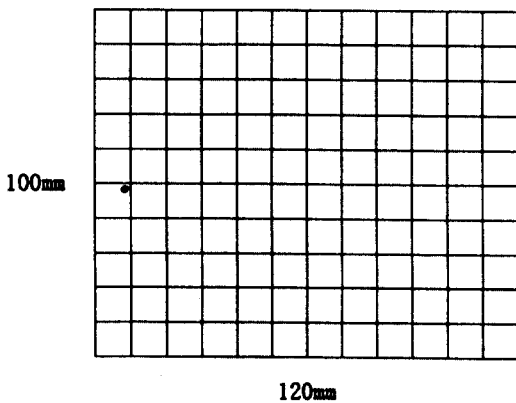


그림 5. 사각형 마이크로스트립 안테나의 요소분할
Fig 5. Division of elements of rectangular microstrip antenna.

을 수행하였고, 수치해석시 모멘트법을 적용하기 위하여 가로와 세로를 12×10 의 요소로 분할하여 사각형 마이크로스트립 안테나의 전체 전하요소를 120개로 구성하였으며(그림 5.), 급전점은 전하요소의 1×5 인 위치에서 선택하였다. 전송 안테나의 경우 수치해석시 보다 정확한 급전모델이 필요하지만 본 논문의 경우 내부 동축 케이블에 흐르는 전체 전류 $I=1\text{A}$ 로 근사화하여 해석하였고, 패치상에 유기되는 전류와 안테나 입력 임피던스는 식(45)와 식(48)에 의해 구하였다. 866-887KHz 주파수에서 입력임피던스와 VSWR의 수치해석 결과와 실험치를 그림 6에 나타내었으며 비교적 실험치와 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

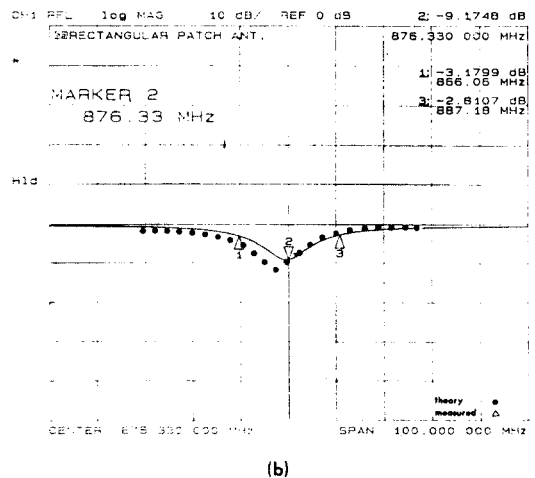
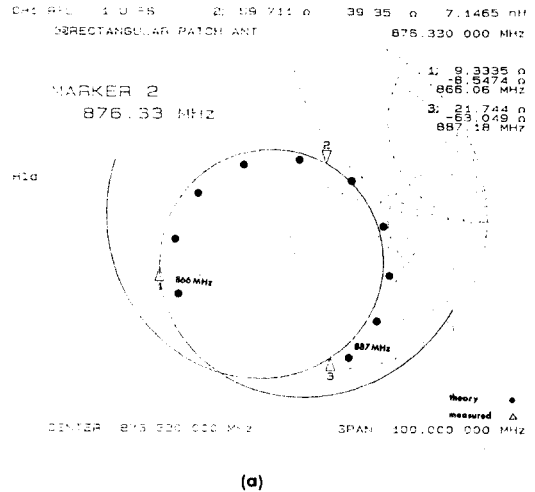


그림 6. 사각형 마이크로스트립 안테나 입력임피던스와 전

압정재파비

(a)입력 임피던스 (b)전압정재파비

Fig 6. Input Impedance and Voltage Standing Wave of Rectangular

(a)input impedance (b)V.S.W.R

(2)L자형 마이크로스트립 안테나

임의의 형상에 따른 MPIE의 적용성을 다루기 위한 L자 모양의 마이크로스트립 안테나의 기판 파라미터는 사각형 마이크로스트립 안테나와 동일하게 선택하였고, 가로, 세로 길이가 각각 120×120mm인 정사각형에서 우측상단이 60×60mm 잘린 형태로 하여 좌측 하단에서 5.94×5.94mm인 위치에 급전하여 실험을 수행하였고, 수치해석에 따른 전하요소는 12×12로 분할하여 총 108개의 요소로 구성하였으며 (그림 7), 안테나의 대칭성을 고려하여 급전점의 위치는 1×1인 위치에 선택하였다. 922-950MHz 대역에서 수치해석 결과를 그림 7에 실험치와 비교하여 나타냈다.

실험치와의 오차를 줄이기 위해서는 보다 정확한 급전점의 위치 선택이 요구된다. 이는 패치상에 유기되는 전류밀도 J_s 계산시 허수부에 비해 실수부가 급전점의 위치에 따라 크게 영향을 받기 때문이고, 패치 전체를 전하 요소로 분할할 경우 가로축과 세로축에 따른 요소의 수를 보다 증가 시킬 경우 실험치에 근사한 값이 얻어지리라 생각된다.

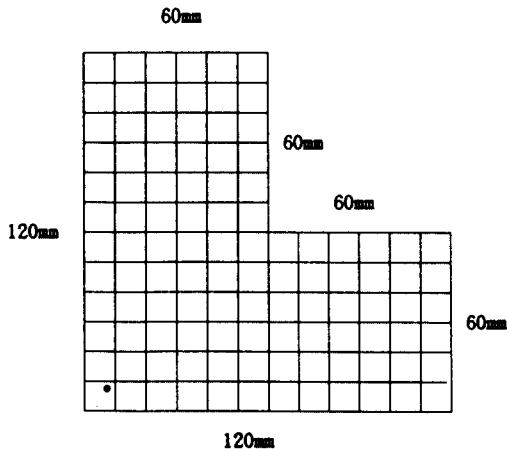
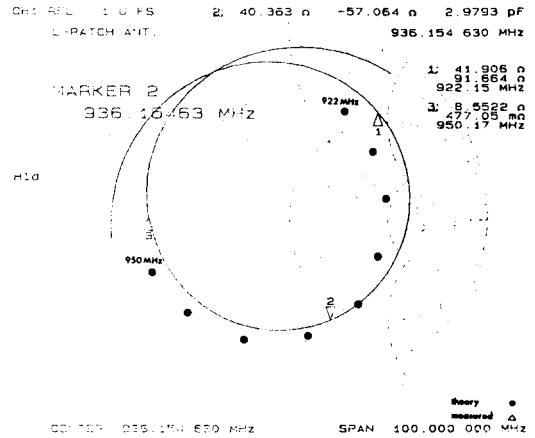
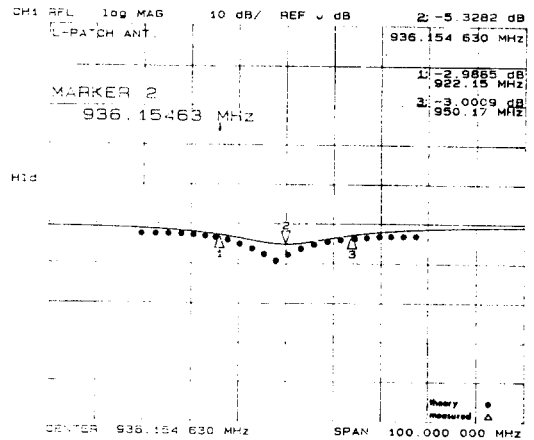


그림 7. L자형 마이크로스트립 안테나의 요소분할
Fig 7. Division of elements of L-shape microstrip antenna.



(a)



(b)

그림 8. L자형 마이크로스트립 안테나의 입력임피던스와 전압정재파비

(a)입력 임피던스 (b)전압정재파비

Fig 8. Input Impedance and Voltage Standing Wave Ratio of L-shaped Microstrip Antenna

(a)input impedance (b)V.S.W.R

II. 결 론

본 논문에서는 MPIE를 이용한 마이크로스트립 안테나의 특성을 해석하였다.

기존의 전송선로모델이나 cavity모델을 이용한 마이크로스트립 안테나의 해석은 비교적 단순한 형태에만 적용되고 또한 저주파수대에서 해석이 가능한 반면 EFIE를 응용한 MPIE 수치해석법은 임의의 형

태를 갖는 마이크로스트립 안테나 해석시 매우 유용한 장점을 갖고 있다. 이것은 부분기저함수를 이용한 모멘트법을 적용할 경우 불연속구간에 대한 최적의 등가요소를 선택함에 따라 임의의 모양에 대해서도 쉽게 해석이 가능하기 때문이다. 또한 MPIE를 이용한 해석 방법의 장점으로 임의의 손실과 두께를 갖는 기판과 임의의 주파수에 대하여 해석이 가능하며 다층으로 이루어져 있는 마이크로스트립 안테나에 대해서도 적절한 Green함수의 변형에 의해 단지 해석 대상의 미지수 증가에 따른 계산시간문제만 해결하면 쉽게 해석이 가능하다. 따라서 MPIE를 이용한 수치해석은 마이크로스트립 안테나의 여러 특성을 해석하는데 있어 유용하리라 본다.

마이크로스트립 안테나의 가장 큰 당면 연구 과제로서 대역폭이 협소하다는 것에 대한 개선점을 찾는 것인데, 이러한 대역확산 통신용 안테나로서 마이크로스트립 안테나의 이론적 해석과 수치해석 기법을 이용하여 기본적 특성을 연구하고 더 나아가 마이크로스트립 안테나의 대역폭을 향상시키기 위한 방향을 제시하는데 목적이 있다.

참 고 문 헌

1. Tatsuo.Itoh, Numerical Techniques for Microwave and Millimeterwave Passive Structures, New York, John Wiley & Sons, pp 155-157, 1989.
2. JURN R.James and P.S.Hall, Handbook of Microstrip Antennas., London, U.K., Peter Peregrinus, pp 403-408, 1989.
3. JURN.R. Mosig and F.E. Gardiol, "A dynamic radiation model for microstrip structures," Advances in Electronics and Electron Physics, vol.59, pp.161-165, 1982.
4. J. R. Mosig and F.E.Gardiol, "Analytical and numerical techniques in the green's function treatment of microstrip antennas and scatterers," IEE Proc., Vol. 130, Pt :H, pp.175-182, March. 1983.
5. J.R. Mosig and F.E. Gardion, "General integral equation formulation for microstrip antennas and scatterers," IEE proc., Vol. 132, Pt :H, pp.424-432, Dec. 1985.
6. J.R. Mosig and T.K.Sarkar, "Comparison of quasi-Static and exact electromagnetic fields from a horizontal electric dipole above a lossy dielectric backed by an imperfect ground plane," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol.MTT-34, pp.379-387, April. 1986
7. MICHALSKI, K.A "On the scalar potential of a point charge associated with a time harmonic dipole in layered midium," IEEE Trans. Antennas Propagat. vol. AP-35, PP. 1299-1301, Nov. 1987
8. JUAN R. Mosig, "Arbitrarily Shaped Microstrip Structures and Their Analysis with a Mixed Potential Integral Equation" IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol.MTT-36, pp.314-323, Feb. 1988
9. R.F. Harrington. Field Computation by Moment Methods., Macmillan New York, 1968.
10. A. Sommerfeld, Partial Differential Equations in physic., Academic Press, 1949.

본 논문은 한국과학재단의 91년도 특정기초 연구비 지원에 의한 결과임.

鄭大浩(Dae Ho Jung)

正會員

1964년 5월 12일생

1991년 2월 : 중앙대학교 전자공학과 졸업(공학사)

1993년 2월 : 중앙대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사)

1993년~현재 : 삼성사 중앙연구소 재직

※주관심분야 : 안테나 전파, 마이크로웨이브 소자, 전자장수치해석



金泰源(Tae Won Kim) 正會員

1963년 3월 10일생

1986년 2월 : 청주대학교 전자공학과 졸업(공학사)

1990년 8월 : 중앙대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사)

1991년 3월~현재 : 중앙대학교 대학원 전자공학과 박사과정 재학중

※주관심분야 : 안테나 전파, 마이크로웨이브 소자, 전자장수치해석



金正祺(Jung Ki Kim) 正會員

1942년 5월 5日生

1965년 2월 : 延世大學校 電氣工學科 卒業

1969년 2월 : 延世大學校 大學院 電氣工學科(工學碩士)

1975년 2월 : 延世大學校 大學院 電氣工學科(工學博士)

1970년 3월~1977년 2월 : 光云工科大學校 副教授

1977년 3월~現在 : 中央大學校電子工學科 教授

1982년 12월~1983년 12월 : 美로뎀大學校 客員教授