

論文99-36D-11-1

덧개층을 갖는 원통형 쌍이방성 기판 위의 마이크로스트립 안테나의 방사특성

(Radiation Characteristics of Microstrip Antenna on the Superstrate-Loaded Cylindrical Bianisotropic Substrates)

尹中漢*, 李相睦*, 安圭哲*, 郭慶燮*

(Joong Han Yoon, Sang Mok Lee, Gyoo Chul An, and Kyung Sup Kwak)

요 약

원통형 쌍이방성 기판위에 부착된 다이폴의 방사특성이 덧개층에 의해서 받는 영향에 대해 연구하였다. 매질의 특성을 나타내기 위해 특별한 구성관계식이 사용되었고, 이 관계식을 그린함수로 유도하였다. 주파수 영역에서의 전자장과 경계조건을 이용하여 주파수 표현 형태의 그린 함수를 구한 다음 주파수 영역에서의 전계를 무한 원점에서의 근사식을 이용하여 푸리에 역변환을 통해 공간 영역에서의 전계를 구하였다. 이 전계로부터, 원통형 쌍이방성 기판위에 덧개층을 갖는 다이폴의 방사특성을 구하였다. 빔 주사, 지향성 향상, 후방지역 방사 그리고 수평면 방사를 포함한 방사 특성에 대해 쌍이방성 덧개층의 영향을 논의하였다.

Abstract

In this paper, the effects of superstrate on the radiation patterns of dipole on cylindrical bianisotropic substrates were studied. Special constitutive relations are used to describe the bianisotropic properties of a material, such that the Green's function can be formulated. Electromagnetic fields and boundary conditions in spectral region were used to find Green's function of the spectral representation and electromagnetic fields in space region were derived through inverse Fourier transformations of fields in spectral region using asymptotic formula for far zone. Radiation characteristics of axial Hertzian dipole on superstrate loaded cylindrical bianisotropic substrates were obtained. The effects of bianisotropic-superstrate on the radiation properties of the antennas including beam scanning, directivity enhancement, dark-region illumination, and on horizon radiation, are discussed.

I. 서 론

마이크로스트립 안테나는 좁은 대역폭, 저 전력 방사 등의 단점을 가지고 있지만 임의의 설치가 가능하고 제작이 쉬울 뿐만 아니라 차지하는 면적이 적고 박막

형이며, 배열 형태로 제작하기 용이하고 고주파 집적 회로와 같이 집적할 수 있는 등 여러 장점을 가지고 있어서 이에 대한 연구가 꾸준히 진행되고 있다.^[1-4] 특히, 미사일, 항공기 등의 표면은 약간 굽어져 있어서 이러한 비행체 혹은 이동체의 곡면에 부착하기 위한 안테나 요소로서 원통형 기판 위의 마이크로스트립 안테나가 응용된다.^[5-7] 이런 안테나는 유선형 구조에서 곡면 위에 부착하여 사용하기 쉽고 공기의 흐름을 거의 방해하지 않을 뿐만 아니라 기계적인 구조를 변화시키지 않으며, 경량이고 사진 식각 공정으로 제작되므로

* 正會員, 仁何大學校 電子工學科

(Dept. of Electronics Engineering, Inha University)

接受日字: 1999年5月24日, 수정완료일: 1999年9月27日

많은 분야에 걸쳐 응용되고 있다. 한편 실제 응용에 있어서는 외부환경으로부터 안테나를 보호하기 위해 덧개층을 씌우는 것이 일반적이며 이 덧개층은 안테나의 특성에 영향을 주므로 이에 연구가 여러 연구자들에 의해 진행되어 왔다.^[8-11] N.G.Alexopoulos^[8]는 덧개층을 갖는 평면기판 위에 부착된 다이폴에 대해 연구하였다. 이 연구에서 덧개층의 영향에 의해 표면 방향으로의 방사에너지가 감소하는 것을 밝혔다. Bahl^[9]은 평판형 사각마이크로스트립 안테나에 덧개층을 씌우고 두께와 유전율에 의한 안테나의 공진주파수를 예측하였다. 또한 Wong^[10-11]은 덧개층을 갖는 평판 및 원통형 기판위에 있는 사각패치 안테나의 공진주파수를 갈라킨 방법으로 구했으며 덧개층의 두께와 유전율이 증가할수록 공진 주파수가 낮아지는 결과를 보였다.

또한 근래에 일반적인 등방성 매질과는 다른 복잡한 매질(이방성, 쌍이방성, 쌍등방성, 키랄 매질 혹은 이들 매질의 조합)에 대한 연구가 대두되고 있다.^[12-14] 이들 매질의 구성방정식은 텐서로 표현되어 있어 등방성 매질에 비해 그 해석이 어렵고 많은 노력이 필요하다. 이들 매질의 응용분야는 잠재적으로 다양하다. 예를 들면 크리스탈 물리학, 집적광학, 가역성과 비가역성 마이크로웨이브와 밀리미터파 디바이스 등이다. D. M. Pozar^[12], Wong^[13] 등은 평판형 일축이방성 기판 위의 마이크로스트립 안테나의 공진주파수에 대해 연구했으며 H. Y. D. Yang^[14]은 원통형 쌍이방성 기판위에 위치한 단일 미소 다이폴, 배열형 다이폴 등 다양한 형태의 전류원으로부터의 방사특성을 연구하였다. 쌍이방성 매질은 전계와 자계의 상호결합에 의한 구성방정식을 가지며 그 대표적인 형태는 다음과 같다.

$$\bar{D} = \bar{\epsilon} \bar{E} + \bar{\xi} \bar{H} \tag{1}$$

$$\bar{B} = \bar{\mu} \bar{H} - \bar{\eta} \bar{E} \tag{2}$$

여기서 $\bar{\epsilon}_i$ 는 유전율 텐서이며, $\bar{\mu}_i$ 는 투자율 텐서를 나타내며, $\bar{\xi}_i$ 와 $\bar{\eta}_i$ 는 쌍이방성 특성을 나타내는 구성방정식의 성분이다. 그러나 아직까지 쌍이방성 매질 위에 안테나의 보호를 위해, 덧개층과 함께 해석된 논문은 아직 발표되어 있지 않다.

본 논문에서는 원통형 쌍이방성 매질위에 유전체 덧개층과 쌍이방성 매질의 덧개층이 방사특성에 미치는 방사특성에 대한 영향에 관하여 연구하였다. 유전체 덧

개층은 정수로 표시되지만 쌍이방성 덧개층의 특성을 나타내기 위해서는 특별한 구성방정식을 이용해야 한다. 이들 구성 방정식으로부터 그런 함수를 계산하였고 먼저 무한한 길이의 손실이 없는 원통형 쌍이방성 기판위에 미소 다이폴에 의해 방사되는 전계를 주파수 영역에서 구했다. 이렇게 구해진 전계로부터 무한원점에서의 근사공식을 이용하여 푸리에 역변환을 통해 공간영역에서의 전계를 구하였다. 해석결과의 타당성을 검증하기 위하여 유전체와 쌍이방성 덧개층의 두께를 무한히 작게 하여, 덧개층이 없는 기존논문^[14]의 결과와 비교하여 일치된 결과를 얻었고, 유전체 덧개층과 쌍이방성 덧개층의 특성과 두께를 변화시키면서 덧개층이 안테나 방사패턴에 미치는 영향을 비교 분석하였다.

II. 본 론

1. 구조

덧개층을 갖는 원통형 쌍이방성 기판위에 있는 미소 다이폴의 구조를 그림1에 도시하였다. 반지름 $\rho = a$ 인 원통형 완전도체 위에 텐서 $\bar{\epsilon}_1, \bar{\mu}_1, \bar{\xi}_1$ 와 $\bar{\eta}_1$ 를 갖고 두께가 $d (= b - a)$ 인 기판을 덮고 그 표면($\rho = b$)위에 다이폴이 위치한다. 그 위에 유전체 ϵ_2, μ_2 와 쌍이방성 특성을 나타내는 텐서 $\bar{\epsilon}_2, \bar{\mu}_2, \bar{\xi}_2$ 와 $\bar{\eta}_2$ 를 갖고 두께가 $h (= c - b)$ 인 덧개층을 각각 씌웠으며 그 바깥쪽($\rho > c$)은 자유공간 (ϵ_0, μ_0)이다.

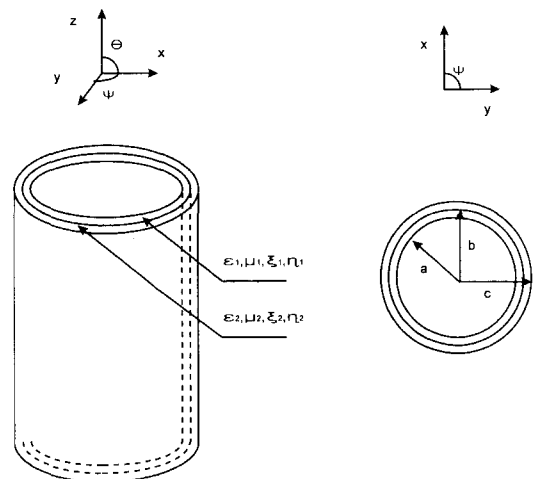


그림 1. 덧개층을 갖는 원통형 쌍이방성 기판의 구조
Fig. 1. geometry of a superstrate-loaded cylindrical bianisotropic substrate.

이러한 구조를 해석하기 위해 필드를 3개의 층으로 나누는데 기판층과 덮개층의 매질 특성을 나타내기 위해 영역 1과 영역 2층을 텐서로 나타낼 수 있고 영역 3은 자유공간으로 나타낸다.

$$\bar{\epsilon}_i = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{ix} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{ix} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{iz} \end{bmatrix}, \bar{\mu}_i = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{ix} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{ix} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{iz} \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\bar{\xi}_i = c_0^{-1} \begin{bmatrix} 0 & \xi_i & 0 \\ \xi_i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \bar{\eta}_i = c_0^{-1} \begin{bmatrix} 0 & \xi_i & 0 \\ \xi_i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

$i = 1, 2$

여기서 원통구조는 무한대 길이로 가정하며 미소다이폴의 원통좌표계에서의 좌표점을 ($\rho = b, \phi = \phi_s, z = 0$)으로 가정하였다. 점원(point source)의 전류밀도를 상수로 표시할 수 있으며 경계조건을 통하여 매우 간단하게 해석할 수 있다. 따라서 다이폴 안테나의 급전은 생략되었다. 그리고 c_0 는 광속도를 의미하며, 각 텐서의 행은 각각 ρ, ϕ, z 축에 해당된다. 특히 본 논문에서는 복소포인팅 이론을 적용하여 무손실 조건^[17]을 만족하는 쌍이방성 매질에 대해서 연구되었으며 시간 성분은 $e^{j\omega t}$ 이며 전체 수식 전개과정에서 생략하였다.

2. 그린함수 유도

원통형 구조에서의 전자계는 다음과 같은 전형적인 원통형 푸리에 변환에 의해 표현될 수 있다.^[18, 19]

$$E(\rho, \phi, z) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\rho, n, k_z) e^{-jk_z z} dk_z e^{jn\phi} \quad (5)$$

$$H(\rho, \phi, z) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{H}(\rho, n, k_z) e^{-jk_z z} dk_z e^{jn\phi} \quad (6)$$

먼저 푸리에 영역에서의 z성분의 전자계를 구한 후 이를 다시 역변환하여 공간영역에서의 전자계의 z성분을 다음과 같이 구할 수 있다. 여기서 $E(\rho, \phi, z), H(\rho, \phi, z)$ 는 시간영역에서의 함수이며 $\tilde{E}(\rho, n, k_z), \tilde{H}(\rho, n, k_z)$ 은 파수(spectral) 영역에서의 함수이다.

$$E_z(\rho, \phi, z) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{jn\phi} dk_z e^{jk_z z} \begin{cases} A_n^h [H_n^{(1)}(k_{1\rho}) H_n^{(2)}(k_{1\rho} a) - H_n^{(2)}(k_{1\rho} \rho) H_n^{(1)}(k_{1\rho} a)], & a < \rho < b \\ B_n^e H_n^{(2)}(k_{2\rho} \rho) + C_n^e J_n(k_{2\rho} \rho), & b < \rho < c \\ D_n^e H_n^{(2)}(k_\rho \rho), & c < \rho \end{cases} \quad (7)$$

$$H_z(\rho, \phi, z) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{jn\phi} dk_z e^{jk_z z} \begin{cases} A_n^h [H_n^{(1)}(k_{1\rho}) \frac{\partial}{\partial \rho} H_n^{(2)}(k_{1\rho} a) - H_n^{(2)}(k_{1\rho} \rho) \frac{\partial}{\partial \rho} H_n^{(1)}(k_{1\rho} a)], & a < \rho < b \\ B_n^e H_n^{(2)}(k_{2\rho} \rho) + C_n^e J_n(k_{2\rho} \rho), & b < \rho < c \\ D_n^e H_n^{(2)}(k_\rho \rho), & c < \rho \end{cases} \quad (8)$$

$$\alpha_i = \mu_{ix} + \frac{\xi_i^2}{\epsilon_{ix}} - \frac{k_z^2}{k_0^2 \epsilon_{ix}}$$

$$\beta_i = \epsilon_{ix} + \frac{\xi_i^2}{\mu_{ix}} - \frac{k_z^2}{k_0^2 \mu_{ix}}$$

$$k_{i\rho} = k_0 \sqrt{\epsilon_{ix} \alpha_i}$$

$$k_{iq} = k_0 \sqrt{\mu_{ix} \beta_i}$$

$$k_\rho = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad i = 1, 2, 3$$

또한 덮개층의 매질이 각각 쌍이방성 매질과 유전체 매질에서의 전계 및 자계의 ϕ 성분은 다음과 같이 구해진다.

쌍이방성 영역

$$\tilde{E}_\phi = \frac{(\xi_i k_0 + k_z) n}{k_0^2 \epsilon_{ix} \alpha_i \rho} \tilde{E}_z - \frac{1}{j\omega \epsilon_0 \beta_i} \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial \rho} \quad (9)$$

$$\tilde{H}_\phi = \frac{(\xi_i k_0 + k_z) n}{k_0^2 \mu_{ix} \beta_i \rho} \tilde{H}_z + \frac{1}{j\omega \mu_0 \alpha_i} \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial \rho} \quad (10)$$

유전체 영역

$$\tilde{E}_\phi = \frac{k_z n}{k_\rho^2 \rho} \tilde{E}_z + \frac{j\omega \mu_0}{k_\rho^2} \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial \rho} \quad (11)$$

$$\tilde{H}_\phi = \frac{k_z n}{k_\rho^2 \rho} \tilde{H}_z - \frac{j\omega \epsilon_0}{k_\rho^2} \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial \rho} \quad (12)$$

따라서 각 영역에서의 매질의 특성에 따라 전계와 자계의 성분으로 해석한다. 위에서 $A_n^e, A_n^h, B_n^e, B_n^h, C_n^e, C_n^h, D_n^e, D_n^h$ 는 미지의 상수이며 이는 다음과 같은 경계조건에 의해서 구해진다.

$\rho = b$ 표면 위에서,

$$\tilde{E}_z(\rho = b^+) = \tilde{E}_z(\rho = b^-)$$

$$\tilde{E}_\phi(\rho = b^+) = \tilde{E}_\phi(\rho = b^-)$$

$$\tilde{H}_z(\rho=b^+) = \tilde{H}_z(\rho=b^-)$$

$$H_\phi = \frac{E_\theta}{\eta_0} \quad (16)$$

$$\tilde{H}_\phi(\rho=b^+) - \tilde{H}_\phi(\rho=b^-) = \frac{1}{b} e^{-jn\phi}$$

$$H_\theta = -\frac{E_\phi}{\eta_0} \quad (17)$$

$\rho=c$ 표면 위에서,

$$\tilde{E}_z(\rho=c^+) = \tilde{E}_z(\rho=c^-)$$

여기서

$$\tilde{E}_\phi(\rho=c^+) = \tilde{E}_\phi(\rho=c^-)$$

$$k_z = k_0 \cos \theta \quad (18)$$

$$\tilde{H}_z(\rho=c^+) = \tilde{H}_z(\rho=c^-)$$

$$k_\rho = k_0 \sin \theta \quad (19)$$

$$\tilde{H}_\phi(\rho=c^+) = \tilde{H}_\phi(\rho=c^-)$$

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (20)$$

경계조건이 8개의 독립적인 식을 가지므로 (5)와 (6)에 위 경계조건에 대입하여 각각 $A_n^e, A_n^h, B_n^e, B_n^h, C_n^e, C_n^h, D_n^e$ 그리고 D_n^h 에 대한 8개의 연립방정식을 얻고 이 연립방정식들을 순차적으로 풀어서 미지상수를 구할 수 있다. 쌍이방성 뿔개층을 사용할 경우의 미지상수를 부록에 나타내었다. 이와 같이 구해진 상수들을 맥스웰 방정식에 대입하면 \tilde{E}_z 와 \tilde{E}_ϕ 를 구할 수 있고 (3)에 의해 계산된 $E_z(\bar{r})$ 는 z 방향의 단위 크기의 무한소 전류에 의해 얻은 z 방향의 전계이다.

3. 방사장 해석

무한원점에서의 방사장은 영역 3(자유공간)에서의 푸리에 영역에서 구해진 $\tilde{E}_z, \tilde{E}_\phi$ 를 역변환하여 구할 수 있다. 이 역변환 과정은 무한 적분항을 포함하고 있어 용이하지 않으나 무한원점에서의 다음과 같은 근사 공식을 사용하여 근사적으로 구할 수 있다.^[18]

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(k_z) H_n^{(2)}(k_\rho \rho) e^{-jk_z z} dk_z \rightarrow 2 \frac{e^{-jk_\rho r}}{r} j^{n+1} F(k_0 \cos \theta), \quad \text{for } r \rightarrow \infty \quad (13)$$

위 근사식은 $\theta \neq 0, \pi$ 즉, 원통축에 평행하지 않는 θ 에 한해 성립한다.

결과적으로, 무한원점 ($r = \sqrt{\rho^2 + z^2} \rightarrow \infty$)에서의 방사장은 다음 식과 같다.

$$E_\theta = \frac{-j}{\sin \theta} \frac{1}{2\pi^2} \frac{e^{-jk_\rho r}}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n^e(k_z, k_\rho) e^{jn(\phi + \pi/2)} \quad (14)$$

$$E_\phi = \eta_0 \frac{j}{\sin \theta} \frac{1}{2\pi^2} \frac{e^{-jk_\rho r}}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n^h(k_z, k_\rho) e^{jn(\phi + \pi/2)} \quad (15)$$

이다.

III. 수치해석 및 결과

1. 결과의 검증

뿔개층을 갖는 원통형 쌍이방성 기관층위에 위치한 다이폴에 의한 방사장은 식 (12)와 (13)에 의해 수치해석적으로 구할 수 있다. 무한합이 포함되어 있는 $D_n^e(k_z, k_\rho), D_n^h(k_z, k_\rho)$ 는 복잡한 수식이어서 수렴속도를 증가시킬 수 있는 해석적 접근이 불가능하다. 따라서 수치계산은 일정한 수렴결과를 얻을 때까지 합을 증가시켰다. 또한 매질이 무손실 조건으로 가정했으므로 ζ 를 순수한 허수로 나타내었다. 그리고 원통면의 완전도체의 두께는 5cm, 기관의 두께는 0.1cm로 하였고 동작 주파수는 30GHz로 하였다. 모든 결과는 극좌표 형식으로 나타내었으며 최대값을 1로 정규화 하였다. 그림 2는 결과의 타당성을 검증하기 위하여 유전체의 뿔개층과 쌍이방성의 뿔개층의 두께를 무한히 작게 ($h \rightarrow 0$) 함으로써 뿔개층의 영향을 무시할 수 있게 되었을 때의 결과와 [14]에서 얻어진 뿔개층이 없는 경우의 방사패턴을 비교 도시하였다. 그림 2(a)는 $\phi = 0^\circ$ 인 평면에서 기관의 쌍이방성 ξ_1 이 각각 0, 0.8j, 1.0j에 대한 결과가 쌍이방성 뿔개층을 무한히 작게 한 결과와 일치함을 보여주고 있다. 또한 $\theta = 90^\circ$ 인 평면에서의 방사패턴은 그림 2(b)에 도시하였다. 기관의 쌍이방성이 각각 $\xi_1 = 0$ 과 $\xi_1 = 1.3j$ 인 경우에 대해서도 같은 결과를 얻을 수 있으므로 본 논문의 해석이 타당함을 확인할 수 있었다. 여기서 ξ_1 는 기관의 쌍이방성

특성을 나타내며 ξ_2 는 덮개층의 쌍이방성 특성을 나타내고 있다.

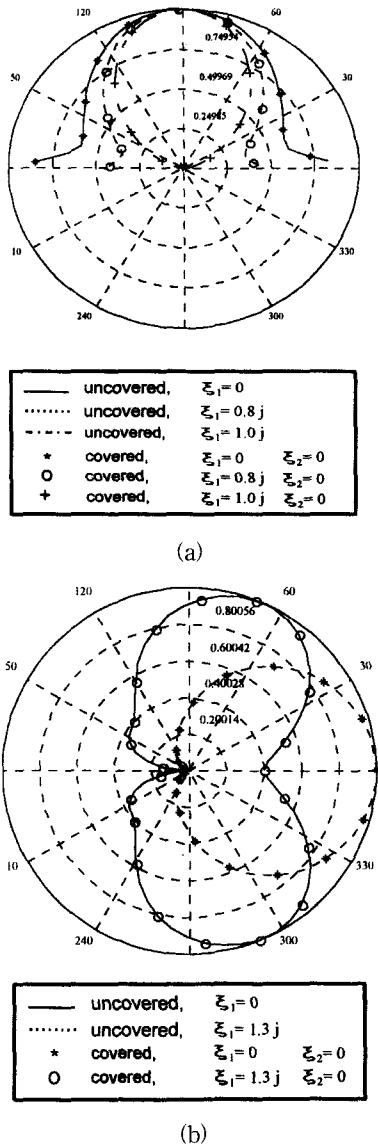


그림 2. 덮개층의 두께를 무한히 작게 한 결과와 [14]의 방사패턴 비교 ($f = 30\text{GHz}$, $a = 5\text{cm}$, $b = 5.1\text{cm}$)
 $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \mu_1 = \mu_2 = 1$
 (a) $\theta = 0^\circ$ 평면
 (b) $\theta = \pi/2^\circ$ 평면
 Fig. 2. The comparison of radiation pattern between covered by infinitesimal thickness and uncovered substrate results of [14] ($f = 30\text{GHz}$, $a = 5\text{cm}$, $b = 5.1\text{cm}$)
 (a) $\theta = 0^\circ$ plane.
 (b) $\theta = \pi/2^\circ$ plane.

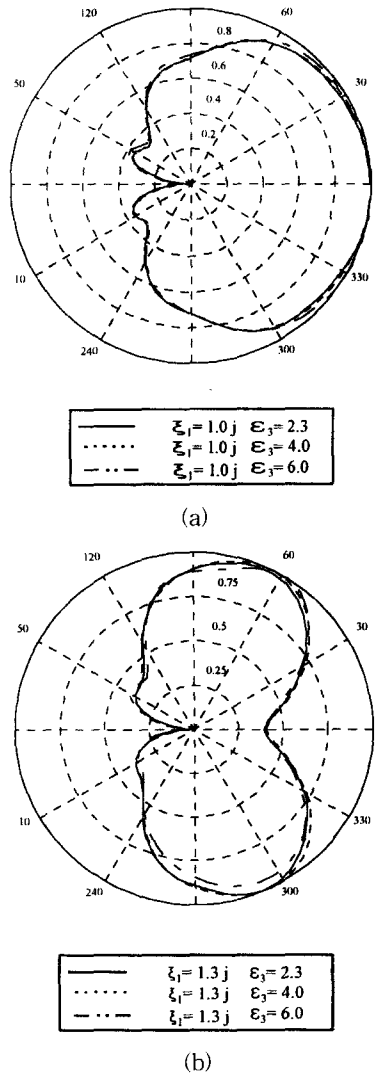


그림 3. 덮개층의 $h/d = 1$ 일 때 방사패턴의 변화 ($\psi = 0^\circ$ 평면).
 (a) 기판의 쌍이방성이 $1.0j$
 (b) 기판의 쌍이방성이 $1.3j$
 Fig. 3. The variation of radiation patterns when the cover is $h/d = 1$.
 (a) bianisotropy of substrate is $1.0j$.
 (b) bianisotropy of substrate is $1.3j$.

2. 덮개층의 유전체 특성과 쌍이방성 특성이 방사패턴에 미치는 영향

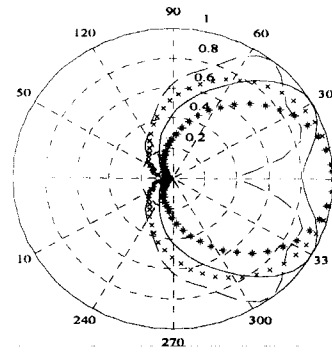
덮개층의 유전체와 쌍이방성 특성이 방사패턴에 미치는 영향을 확인하기 위해서는 두께를 일정하게 하고 각각의 특성을 변화시키면서 방사패턴의 변화를 살펴 보았다. 그림 3은 두께는 $h/d = 1$ 로 일정하게 하고

기관의 쌍이방성 특성이 1.0j, 1.3j 일 때, 덧개층의 유전율을 각각 2.3, 4.0, 6.0으로 변화시키면서 방사특성의 변화를 나타내었다. 결과에서 보듯이 방사특성에 거의 변화가 없으며 따라서 방사특성이 유전체 덧개층의 영향보다는 기관의 쌍이방성 특성에 의해 결정됨을 볼 수 있다.

비행체에 입사되는 전자계를 흡수하여 반사파를 제거하는 것과 같은 특수한 목적으로 쌍이방성 매질을 사용할 경우, 안테나를 보호하기 위한 덧개층은 그 목적을 상실하지 않기 위해 역시 쌍이방성 매질을 사용해야 할 것이다. 그림 4는 기관의 쌍이방성 특성이 1.0j, 1.3j 일 때 덧개층의 쌍이방성 특성을 변화시켰을 때의 방사특성의 변화를 도시하였다. 그림 4(a)는 기관의 쌍이방성 특성이 1.0j 일 때, 덧개층의 쌍이방성이 1.0j, 1.4j, 1.5j, 1.6j 경우를 도시하였다. 그림에서 알 수 있듯이 덧개층의 쌍이방성이 증가할수록 후면의 방사가 줄어들고 빔 폭이 가늘어지면서 지향성이 좋아졌다. 빔 폭의 변화 원인은 누설파(leaky wave)로 인한 방사 때문이다.^[15-16] 누설파란 법선 방향으로 지수적으로 감쇄하는 정상적인 표면파와는 달리, 접지 평면으로부터의 반사로 인해 표면위의 접선 방향으로 감쇄하면서 표면의 법선 방향쪽으로는 오히려 크기가 증가하는 표면 부근에만 존재하는 파이다.^[4] 따라서 쌍이방성 덧개층의 두께가 어느 정도 증가하면, 더 많은 전력 부분이 누설파 성분이 되어 빔폭이 감소하는 것이다. 그러나 덧개층의 쌍이방성 특성이 1.5j을 넘어서면 주빔이 나누어지는 현상을 나타내고 있고 그 이상의 쌍이방성 특성에서 대해서는 후면 방사의 증가와 다중 방사 및 주빔의 감소를 확인할 수 있었다. 또한 그림 4(b)에서는 기관의 쌍이방성 특성이 1.3j 일 때, 덧개층의 쌍이방성이 1.0j, 1.3j, 1.4j, 1.5j, 일 경우를 도시하였다. 이 경우에는 기관의 쌍이방성 특성이 기관의 특성보다 더 크면, 덧개층이 없을 경우에 거의 일치함을 확인하였고, 덧개층의 쌍이방성 특성이 커질수록 그림 4(a)에서의 특성과 같은 결과를 볼 수 있었다. 따라서 기관의 쌍이방성 특성을 고려하여 덧개층의 특성을 선택하면 안테나 보호라는 측면과 더불어 지향성의 향상을 기대할 수 있을 것이다.

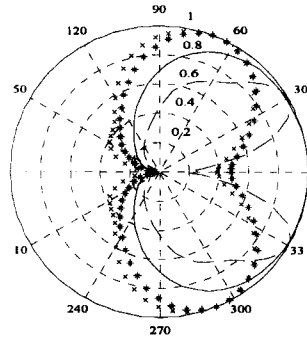
3. 덧개층 두께 변화에 의한 방사패턴의 변화

덧개층 두께의 영향을 확인하기 위해서 일정한 유전율과 쌍이방성 특성을 가지고 있을 때, 덧개층의 두께



X	$\xi_1 = 1.0j$	$\xi_2 = 1.0j$
*	$\xi_1 = 1.0j$	$\xi_2 = 1.4j$
—	$\xi_1 = 1.0j$	$\xi_2 = 1.5j$
---	$\xi_1 = 1.0j$	$\xi_2 = 1.6j$

(a)



X	$\xi_1 = 1.3j$	$\xi_2 = 1.0j$
*	$\xi_1 = 1.3j$	$\xi_2 = 1.3j$
—	$\xi_1 = 1.3j$	$\xi_2 = 1.4j$
---	$\xi_1 = 1.3j$	$\xi_2 = 1.5j$

(b)

그림 4. 덧개층의 $h/d = 1$ 일 때 방사패턴의 변화 ($\phi = \pi/2^\circ$ 평면).

(a) 기관의 쌍이방성이 1.0j

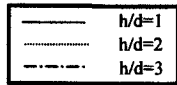
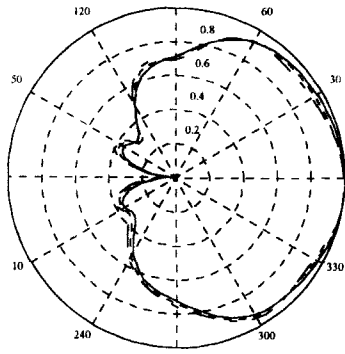
(b) 기관의 쌍이방성이 1.3j

Fig. 4. The variation of radiation patterns when the cover is $h/d = 2$.

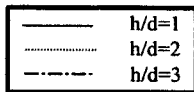
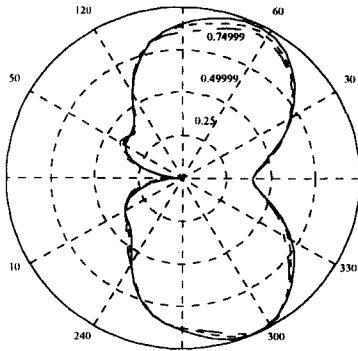
(a) bianisotropy of substrate is 1.0j.

(b) bianisotropy of substrate is 1.3j.

를 기관두께의 1배에서 2배, 3배로 증가시켜가면서 방사특성을 비교하였다. 그림 5에서는 기관의 쌍이방성 특성이 1.0j, 1.3j 일 때, 덧개층의 유전율이 2.3인 경우에 대한 방사특성을 도시하였다. 이 결과 역시 그림 3에 결과와 마찬가지로 기관의 쌍이방성 매질이 방사특성에 절대적인 영향을 미치고 있음을 확인하였다. 그



(a)



(b)

그림 5. $\phi = 0$ 평면에서 유전율 덮개층 두께의 변화에 따른 방사패턴

(a) $\zeta_1 = 1.0j$ $\epsilon_r = 2.3$

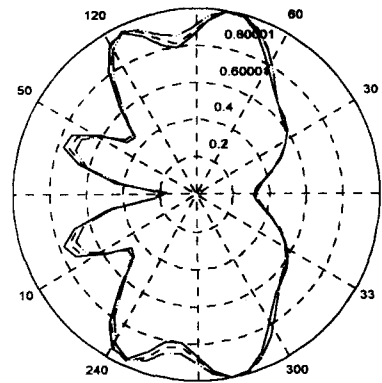
(b) $\zeta_1 = 1.3j$ $\epsilon_r = 2.3$

Fig. 5. The variatioin patterns as variation of superstrate thickness in the $\phi = 0$ plane.

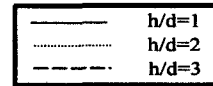
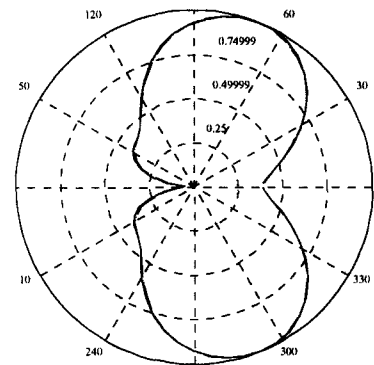
(a) $\zeta_1 = 1.0j$ $\epsilon_r = 2.3$.

(b) $\zeta_1 = 1.3j$ $\epsilon_r = 2.3$.

리고 덮개층이 쌍이방성 특성을 갖는 경우에 대하여 덮개층의 두께에 대한 영향을 알아보기 위해 첫 번째는 기관의 쌍이방성 특성이 덮개층의 쌍이방성 특성에 비해 클 경우, 두 번째는 덮개층의 쌍이방성 특성이 기관의 쌍이방성 특성과 같을 경우, 세 번째는 덮개층의 쌍이방성 특성이 기관의 쌍이방성 특성보다 클 경우로



(a)



(b)

그림 6. $\theta = \frac{\pi}{2}$ 평면에서 두께의 변화에 따른 방사패턴

(a) $\zeta_1 = 1.6j$ $\zeta_2 = 1.0j$

(b) $\zeta_1 = 1.3j$ $\zeta_2 = 1.0j$

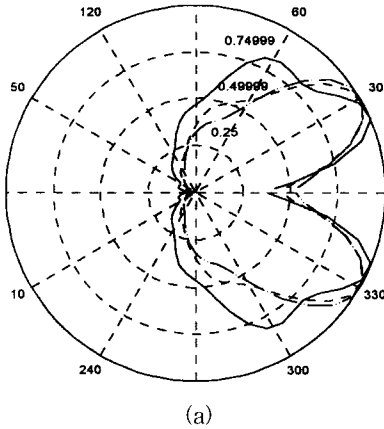
Fig. 6. The variatioin patterns as variation of thickness in the $\theta = \frac{\pi}{2}$ plane.

(a) $\zeta_1 = 1.6j$ $\zeta_2 = 1.0j$.

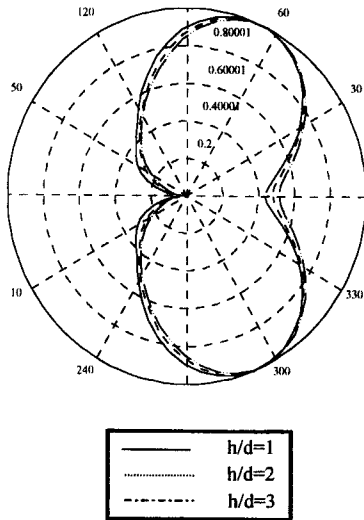
(b) $\zeta_1 = 1.3j$ $\zeta_2 = 1.0j$.

나누어 비교하였다. 수치해석 결과 첫 번째의 경우, 방사패턴이 크게 변하지 않는 것을 그림 6에서 알 수 있었다. 이 결과 역시 마이크로스트립 안테나 방사특성이 쌍이방성 기관의 특성에 크게 좌우하기 때문이며, 두 번째 경우도 비슷한 방사패턴을 그림 7에서 얻을 수 있었다. 그러나 세 번째의 경우에는 그 차이가 클수록 방사 특성의 많은 양이 기관 후면으로 방사되는 형태

를 그림 8에서 볼 수 있었다. 한편, θ 에 대한 변화 결과는 유전율과 쌍이방성 특성 그리고 덧개층의 두께에 무관하게 거의 변화되지 않고 일정한 결과를 얻었 수 있었다. 그리고 누설파에 대한 해석은 본 논문에서 다루어지지 않았다.



(a)



(b)

그림 7. $\theta = \frac{\pi}{2}$ 평면에서 두께의 변화에 따른 방사패턴

(a) $\zeta_1 = 1.6j \quad \zeta_2 = 1.6j$

(b) $\zeta_1 = 1.3j \quad \zeta_2 = 1.3j$

Fig. 7. The variatoin patterns as variation of thickness in the $\theta = \frac{\pi}{2}$ plane.

(a) $\zeta_1 = 1.6j \quad \zeta_2 = 1.6j$

(b) $\zeta_1 = 1.3j \quad \zeta_2 = 1.3j$

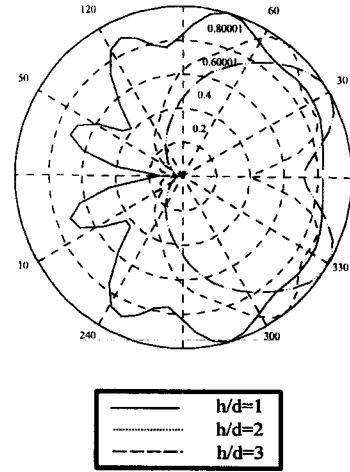


그림 8. $\theta = \frac{\pi}{2}$ 평면에서 두께의 변화에 따른 방사패턴

$\zeta_1 = 1.0j \quad \zeta_2 = 1.6j$

Fig. 8. The variatoin patterns as variation of thickness in the $\theta = \frac{\pi}{2}$ plane.

$\zeta_1 = 1.0j \quad \zeta_2 = 1.6j$

IV. 결 과

본 논문에서는 주파수 영역에서의 전자장과 경계조건을 이용하여 주파수표현 형태의 그린함수를 구한 후 덧개층을 갖는 원통형 쌍이방성 기관위에 위치한 미소 다이폴의 방사특성을 해석하였다. 쌍이방성의 특성을 나타낼 수 있는 구성방정식을 도입함으로써 그린함수 해석이 가능하였고, 이렇게 구해진 주파수 영역에서의 전계를 무한원점에서의 근사식을 이용하여 푸리에 역변환을 통해 공간영역에서의 무한원점에서의 전계가 푸리에 급수전개로 계산될 수 있도록 하였다. 수치해석 결과의 타당성을 검증하기 위해 덧개층을 갖지 않는 기존 논문의 결과와 본 논문의 결과식에서 덧개층의 두께를 0으로 접근시켜 덧개층의 영향을 제거한 결과를 비교하여 완전히 일치하는 결과를 보였다. 덧개층의 유전체와 쌍이방성 특성 그리고 두께를 다양하게 변화시켜 방사패턴을 비교 분석하였다. 덧개층의 유전율 특성과 덧개층을 두께를 변화시켰을 때, 방사특성의 변화는 거의 없었으며, 마이크로스트립 안테나의 방사특성이 기관의 특성에 절대적으로 영향을 받는다는 것을 확인하였다. 그리고 덧개층의 쌍이방성 특성을 어느 정도 증가시켰을 때, 지향성이 향상되는 것을 확인하였고, 덧개층의 쌍이방성 특성이 기관의 쌍이방성 특성보다

작은 경우에는 전반적인 방사패턴에 큰 영향을 끼치지 않았지만 기판의 특성보다 큰 쌍이방성 특성을 갖는 덮개층을 씌웠을 경우에는 방사패턴에서 현저한 변화를 보였다. 따라서 기판의 쌍이방성 특성과 덮개층의 쌍이방성을 특성을 잘 선택하면 안테나의 보호와 지향성의 향상을 동시에 얻을 수 있을 것이다

APPENDIX

$$A_n^e = \left[-\frac{\Delta_9}{\Delta_7} + a_2 \frac{k_0^2}{k_p^2} \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n^{(2)}(k_p c)} \right. \\ \left. + j\omega\mu_0 a_2 \sigma_c \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \frac{\Phi_4}{\Phi_2} \right] \cdot \frac{\Phi_2}{\Phi_2 \Phi_3 - \Phi_1 \Phi_4} \frac{1}{b} e^{-jn\phi}$$

$$A_n^h = \frac{1}{\Phi_2} \left[-\Phi_1 A_n^e - j\omega\mu_0 a_2 \sigma_c \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \frac{1}{b} e^{-jn\phi} \right]$$

$$B_n^e = \frac{j\omega\mu_0 a_2}{\Delta_7} \left[\frac{1}{j\omega\mu_0} \left\{ \frac{\Delta_2}{a_1} - \frac{\Delta_1}{a_2} \frac{J_n'(k_{2p} b)}{J_n(k_{2p} b)} \right\} A_n^e \right. \\ \left. + \sigma_b \Delta_3 A_n^h + \frac{1}{b} e^{-jn\phi} \right]$$

$$B_n^h = \frac{j\omega\epsilon_0 \beta_2}{\Delta_8} \left[-\sigma_a \Delta_1 A_n^e \right. \\ \left. + \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left\{ \frac{\Delta_4}{\beta_1} - \frac{\Delta_3}{\beta_2} \frac{J_n'(k_{2q} b)}{J_n(k_{2q} b)} \right\} A_n^h \right]$$

$$C_n^e = \frac{1}{J_n(k_{2p} b)} \left[\Delta_1 A_n^e - H_n^{(2)}(k_{2p} b) B_n^e \right]$$

$$C_n^h = \frac{1}{J_n(k_{2q} b)} \left[\Delta_3 A_n^h - H_n^{(2)}(k_{2q} b) B_n^h \right]$$

$$D_n^e = \frac{1}{H_n^{(2)}(k_p c)} \left[\frac{J_n(k_{2p} c)}{J_n(k_{2p} b)} \Delta_1 A_n^e + \Delta_5 B_n^e \right]$$

$$D_n^h = \frac{1}{H_n^{(2)}(k_p c)} \left[\frac{J_n(k_{2q} c)}{J_n(k_{2q} b)} \Delta_3 A_n^h + \Delta_6 B_n^h \right]$$

$$\Phi_1 = \sigma_c \Delta_1 \frac{J_n(k_{2p} b)}{J_n(k_{2p} b)} + \sigma_c a_2 \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \left\{ \frac{\Delta_2}{a_1} - \frac{\Delta_1}{a_2} \frac{J_n'(k_{2p} b)}{J_n(k_{2p} b)} \right\} \\ + \sigma_a \frac{\Delta_1}{\Delta_8} \left\{ \Delta_{10} - \beta_2 \Delta_6 \frac{k_0^2}{k_p^2} \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n^{(2)}(k_p c)} \right\}$$

$$\Phi_2 = j\omega\mu_0 \left[\sigma_b \sigma_c a_2 \Delta_3 \frac{\Delta_5}{\Delta_7} + \Delta_3 \left\{ \frac{1}{\beta_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2q} c)}{J_n(k_{2q} b)} - \frac{1}{k_p^2} \right. \right. \\ \left. \left. \cdot \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n(k_p c)} \frac{J_n'(k_{2q} c)}{J_n(k_{2q} b)} \right\} + \frac{1}{\Delta_8} \left\{ \Delta_{10} - \beta_2 \frac{k_0^2}{k_p^2} \right. \right. \\ \left. \left. \cdot \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n(k_p c)} \Delta_6 \right\} \left\{ \frac{\Delta_4}{\beta_1 k_0^2} - \frac{\Delta_3}{\beta_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2q} b)}{J_n(k_{2q} b)} \right\} \right]$$

$$\Phi_3 = -j\omega\epsilon_0 \left[\sigma_a \sigma_d \beta_2 \Delta_1 \frac{\Delta_6}{\Delta_8} + \Delta_1 \left\{ \frac{1}{a_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2p} c)}{J_n(k_{2p} b)} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{k_p^2} \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n(k_p c)} \frac{J_n'(k_{2p} c)}{J_n(k_{2p} b)} \right\} + \frac{1}{\Delta_7} \left\{ \Delta_9 - a_2 \frac{k_0^2}{k_p^2} \right. \right. \\ \left. \left. \cdot \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n(k_p c)} \Delta_5 \right\} \left\{ \frac{\Delta_2}{a_1 k_0^2} - \frac{\Delta_1}{a_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2p} b)}{J_n(k_{2p} b)} \right\} \right]$$

$$\Phi_4 = \sigma_d \Delta_3 \frac{J_n(k_{2q} c)}{J_n(k_{2q} b)} + \sigma_d \beta_2 \frac{\Delta_6}{\Delta_8} \left\{ \frac{\Delta_4}{\beta_1} - \frac{\Delta_3}{\beta_2} \frac{J_n'(k_{2q} b)}{J_n(k_{2q} b)} \right\} \\ + \sigma_b \frac{\Delta_3}{\Delta_7} \left\{ \Delta_9 - a_2 \Delta_5 \frac{k_0^2}{k_p^2} \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n^{(2)}(k_p c)} \right\}$$

$$\sigma_a = \frac{(\xi_1 k_0 + k_z) n}{k_0^2 \epsilon_{1x} a_1 b} - \frac{(\xi_2 k_0 + k_z) n}{k_0^2 \epsilon_{2x} a_2 b}$$

$$\sigma_b = \frac{(\xi_1 k_0 + k_z) n}{k_0^2 \mu_{1x} \beta_1 b} - \frac{(\xi_2 k_0 + k_z) n}{k_0^2 \mu_{2x} \beta_2 b}$$

$$\sigma_c = \frac{(\xi_2 k_0 + k_z) n}{k_0^2 \epsilon_{2x} a_2 c} - \frac{k_z n}{k_p^2 c}$$

$$\sigma_d = \frac{(\xi_2 k_0 + k_z) n}{k_0^2 \mu_{2x} \beta_2 c} - \frac{k_z n}{k_p^2 c}$$

$$\Delta_1 = H_n^{(1)}(k_{1p} \rho) H_n^{(2)}(k_{1p} a) - H_{n(2)}(k_{1p} \rho) H_n^{(1)}(k_{1p} a)$$

$$\Delta_2 = H_n^{(2)}(k_{1p} a) H_n^{(1)'}(k_{1p} b) - H_{n(1)}(k_{1p} a) H_n^{(1)'}(k_{1p} b)$$

$$\Delta_3 = H_n^{(1)}(k_{1q} b) H_n^{(2)'}(k_{1q} a) - H_n^{(2)}(k_{1q} b) H_n^{(1)'}(k_{1q} a)$$

$$\Delta_4 = H_n^{(1)'}(k_{1q} b) H_n^{(2)'}(k_{1q} a) - H_n^{(2)'}(k_{1q} b) H_n^{(1)'}(k_{1q} a)$$

$$\Delta_5 = H_n^{(2)}(k_{2p} c) - \frac{J_n(k_{2p} c)}{J_n(k_{2p} b)} H_n^{(2)}(k_{2p} b)$$

$$\Delta_6 = H_n^{(2)}(k_{2q} c) - \frac{J_n(k_{2q} c)}{J_n(k_{2q} b)} H_n^{(2)}(k_{2q} b)$$

$$\Delta_7 = H_n^{(2)'}(k_{2p}b) - \frac{J_n'(k_{2p}b)}{J_n(k_{2p}b)} H_n^{(2)}(k_{2p}b)$$

$$\Delta_8 = H_n^{(2)'}(k_{2q}b) - \frac{J_n'(k_{2q}b)}{J_n(k_{2q}b)} H_n^{(2)}(k_{2q}b)$$

$$\Delta_9 = H_n^{(2)'}(k_{2p}c) - \frac{J_n'(k_{2p}c)}{J_n(k_{2p}b)} H_n^{(2)}(k_{2p}b)$$

$$\Delta_{10} = H_n^{(2)'}(k_{2q}c) - \frac{J_n'(k_{2q}c)}{J_n(k_{2q}b)} H_n^{(2)}(k_{2q}b)$$

참 고 문 헌

- [1] N. G. Alexopoulos, "Radiation Properties of Microstrip Dipoles", *IEEE trans. on Antennas and Propagation*, vol. 27, No. 6, pp. 853-860, November, 1979.
- [2] D. M. Pozar, "Input Impedance and Mutual Coupling of Rectangular Microstrip Antennas" *IEEE trans. on Antennas and Propagation*, vol. 30, No. 6, pp. 1191-1196, November, 1982.
- [3] W. C. Chew, "Resonance Frequency of a Rectangular Microstrip Patch", *IEEE trans. on Antennas and Propagation*, vol. 36, No. 8, pp. 1045-1056, August, 1988.
- [4] Jean-François Zücher and Fred E. Gardiol, *Broadband Patch Antennas* Artech House, 1995.
- [5] S. M. Ali, T. M. Habashy, J. F. Kiang, and J. A. Kong, "Resonance in Cylindrical-Rectangular Wraparound Microstrip Structures", *IEEE trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 37, pp. 143-147, Feb 1989.
- [6] T. M. Habashy, S. M. Ali, and J. A. Kong, "Input Impedance and Radiation Pattern of Cylindrical-Rectangular and Wraparound Microstrip Antennas", *IEEE trans. on Antennas and Propagation*, vol. 38, No. 5, pp. 722-731, May, 1990.
- [7] N. G. Alexopoulos, P. L. E. Uslenghi, N. K. Uzunoglu, "Microstrip Dipoles on Cylindrical Structures", *Electromagnetics*, vol. 3, No. 3-4, pp. 311-326, July-December, 1993.
- [8] N. G. Alexopoulos, "Fundamental Superstrate (Cover) Effects on Printed Circuit Antennas", *IEEE trans. on Antennas and Propagation*, vol. 32, No. 8, pp. 807-816, August, 1984.
- [9] I. J. Bahl, "Design of Microstrip Antennas Covered with Dielectric Layer." *IEEE trans. on Antennas and Propagation*, vol. 30, No. 2, pp. 314-316, March, 1982.
- [10] K. L. Wong, etc. "Resonance in a Superstrate-Loaded Rectangular Microstrip Structure", *IEEE trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, No. 8, pp. 1349-1355, August, 1993.
- [11] K. L. Wong etc. "Resonance in a Superstrate-Loaded Cylindrical-Rectangular Microstrip Structure", *IEEE trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, No. 5, pp. 814-819, May, 1993.
- [12] David M. Pozar, "Radiation and Scattering from a Microstrip Patch on a Uniaxial Substrate", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-35, pp. 613-621, June, 1987.
- [13] Kin-Lu Wong, "Resonance of a Rectangular Microstrip Patch on a Uniaxial Substrate", *IEEE Trans. on Microwave theory and tech.*, vol. 41, no. 4, pp. 698-701, April, 1993.
- [14] H.-Y. D. Yang and P. L. E. Uslenghi, "Radiation Characteristics of Microstrip Antennas on Cylindrical Bianisotropic Substrates", *Electromagnetics*, vol. 15, pp. 499-511, 1995.
- [15] D. R. Jackson, A. A. Oliner, "A Leaky-Wave Analysis of the High-Gain Printed Antenna Configuration", *IEEE trans. on Antennas and Propagation*, vol. 36, No. 7, pp. 905-910, July, 1988.
- [16] D. R. Jackson, A. A. Oliner, and Antonio Ip, "Leaky-Wave Propagation and Radiation for a Narrow-Beam Multiple-Layer Dielectric Structure" *IEEE trans. on Antennas and Propagation*, vol. 41, No. 3, pp. 344-348, March, 1993.

[17] J. A. Kong, "Theory of electromagnetic waves", Wiley, New York, 1975.

[18] R. F. Harrington, Time-Harmonic Electromagnetic Fields. New York: McGraw-Hill,

1961.

[19] K. F. Lee and W.Chen, "Advances in microstrip and printed antennas, Wiley, 1997.

저 자 소 개



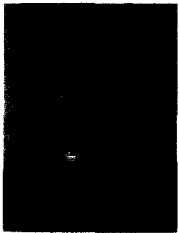
尹 中 漢(正會員)

1994년 2월 인하대학교 전자공학과 학사 졸업. 1996년 8월 인하대학교 전자공학과 대학원 졸업. 1996년 8월 ~현재 인하대학교 전자공학과 박사과정 수료. 주관심분야는 전자장 이론 및 산란, 안테나 설계



李 相 睦(正會員)

1984년 2월 한국항공대학교 항공전자공학과 졸업(공학사). 1986년 2월 한국항공대학교 항공전자공학과 대학원 졸업(공학석사). 1996년 8월~현재 인하대학교 전자공학과 박사과정 수료. 1990년 3월~현재 재능대학 정보통신과 부교수. 주관심분야는 광통신공학, 안테나 설계



安 圭 賢(正會員)

1988년 2월 인하대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1986년 2월 인하대학교 전자공학과 대학원 졸업(공학석사). 1990년 1월~1993년 2월 LG정보통신 중앙연구소 주임연구원. 1993년 10월~1996년 2월 한국체육과학연구원 연구원. 1993년 3월~현재 인하대학교 전자공학과 박사과정 수료. 1996년 3월~현재 안산1대학 전자통신과 조교수. 주관심분야는 전자장, 광집적회로, 비선형 광학, Optical fiber communication



郭 慶 燮(正會員)

1977년 2월 인하대학교 전기공학과 졸업(공학사). 1981년 12월 미국 University of Southern California 공학석사. 1988년 2월 미국 University of Southern California 공학박사(통신이론 및 시스템). 1988년 2월~1989년 2월 미국 Hughes Network Systems 연구원. 1989년 2월~1990년 3월 미국 IBM Network Analysis Center 연구원. 1990년 3월~현재 인하대학교 전자공학과 부교수. 1990년 1월~현재통신학회 총무이사. 주관심분야는 위성 및 이동 통신, 멀티미디어 통신