

쌍이방성 덮개층을 갖는 원통형 기판위의 마이크로스트립안테나의 방사특성

정회원 윤중한*, 이상목**

Radiation Characteristics of Microstrip Antenna on Cylindrical Substrates Loaded by Bianisotropic Superstrate

Joong-Han Yoon*, Sang-Mok Lee** *Regular Members*

요 약

원통형 쌍이방성 원통형 쌍이방성 기판위에 부착된 다이폴의 방사특성이 덮개층에 의해서 받는 영향에 대해 연구하였다. 매질의 쌍이방성 특성을 나타내기 위해 특별한 구성관계식을 사용하였고, 이 관계식을 그린함수로 유도하였다. 주파수 영역에서의 전자장과 경계조건을 이용하여 주파수 표현 형태의 그린 함수를 구한 다음 주파수 영역에서의 전계를 무한 원점에서 근사식을 이용하여 푸리에 역변환을 통해 공간 영역에서의 전계를 구하였다. 이 전계로부터, 원통형 쌍이방성 기판위에 덮개층을 갖는 다이폴의 방사특성을 구하였다. 빔 주사, 지향성 향상, 후방 지역 방사 그리고 수평면 방사를 포함한 방사 특성에 대한 쌍이방성 덮개층의 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. From the electromagnetic fields, Radiation characteristics of axial Hertzian dipole on superstrate loaded cylindrical bianisotropic substrates were analyzed. 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

최근에 위성통신 및 개인 휴대 통신 서비스 등의 이동통신이 급속히 발전하고 있으며 이에 따른 전파 송수신 및 전파경로에 대한 연구가 절실히 요구되고 있다. 이동통신에서는 기지국 안테나뿐만 아니라 이동체(개인휴대전화기 또는 자동차)에 부착된 안테나의 특성을 정확히 파악하고 있어야 한다. 이

동통신용 안테나 중에 마이크로스트립 안테나는 좁은 대역폭, 저전력 방사라는 단점에도 불구하고 여러 장점으로 인해 많이 연구되어 왔다. 특히 약간 굽어져 있는 표면 위에 부착된 원통형 기판 위의 마이크로 스트립 안테나는 유선형 구조에서 공기의 흐름을 거의 방해하지 않고 기계적인 구조를 변화시키지 않으며 경량이고 박막형이며 사진식각 공정으로 제작되므로 저렴하고 만들기 쉬운 많은 연구

* 인하대 전자공학과

** 재능대 정보통신과

논문번호 : 99015-0409, 접수일자 : 1999년 4월 9일

와 더불어 전 분야에 걸쳐 응용되고 있다. 한편 실제 응용에 있어서 외부환경으로부터 안테나를 보호하기 위해 덮개층(보호층)을 씌우는 것이 일반적이며 따라서 덮개층에 의한 안테나의 각 특성의 변화에 대한 정확한 연구가 필요하다.

근래에는 일반적인 등방성 매질과는 다른 다양한 특성을 보이는 매질의 응용에 대한 연구가 대두되고 있다.^{[2],[5]} 이와 같은 매질에는 단축 이방성, 쌍이방성, 페라이트 등이 있으며 이러한 매질의 구성 방정식은 텐서를 포함하고 있어 등방성 매질에 비해 그 해석이 어렵고 많은 노력이 필요하다. 최근에는 키랄 오메가 등 새로운 매질에 대한 많은 연구도 진행되고 있다. 매질에 관련된 연구를 살펴보면 Pozar^[2], Wong^[3] 등은 평판형 단축이방성 기관 위의 마이크로스트립 안테나의 공진주파수에 대해 연구했으며 Yang^[4] 은 원통형 쌍이방성 기관위에 위치한 단일 미소 다이폴, 배열형 다이폴 등 다양한 형태의 전류원으로부터의 방사특성을 연구하였다.

본 논문에서는 원통형 쌍이방성 매질위에 다시 쌍이방성 매질의 덮개층을 씌우므로써 발생하는 방사특성에 대한 영향에 관하여 연구하였다. 쌍이방성 성질을 나타내기 위한 특별한 구성방정식을 이용하여 그린 함수를 계산하였다. 먼저 무한한 길이의 손실이 없는 원통형 쌍이방성 기관위에 미소 다이폴에 의해 방사되는 전계를 주파수 영역에서 구했다. 이렇게 구해진 전계를 무한원점에서 근사공식을 이용하여 푸리에 역변환하여 공간영역에서의 전계를 구하였다. 해석결과의 타당성을 검증하기 위하여 덮개층의 두께를 무한히 작게하여 덮개층이 없는 기존논문[4]의 결과와 비교하였다. 덮개층의 두께와 쌍이방성을 변화시키면서 방사패턴의 변화를 비교 분석하였다.

II. 본 론

2.1 구조

덮개층을 갖는 원통형 쌍이방성 기관위에 있는 미소다이폴의 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 기관을 덮고 그 표면($\rho=b$)위에 다이폴이 위치한다. 다시 그 위에 텐서 $\bar{\epsilon}_2, \bar{\mu}_2, \bar{\xi}_2$ 와 $\bar{\eta}_2$ 를 갖고 두께가 $h(c-b)$ 인 덮개층을 씌웠으며 그 바깥쪽($\rho>c$)은 자유공간(ϵ_0, μ_0)이다.

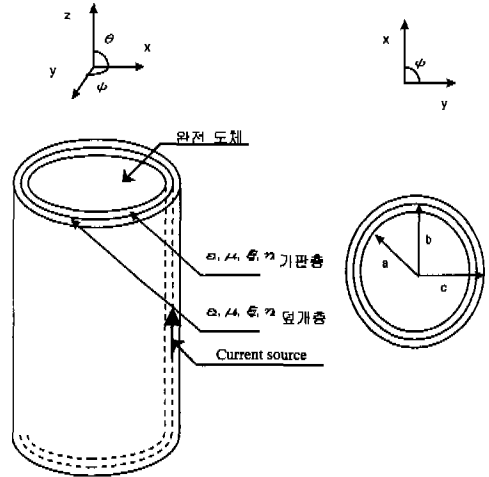


그림 1. 덮개층을 갖는 원통형이방성 기관의 구조

기관층과 덮개층의 매질특성에 다양한 변화를 주며 해석하기 위해서 각 텐서들은 각 층에서 다음과 같이 정의한다.

$$\bar{\epsilon}_i = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{ix} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{iy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{iz} \end{bmatrix}, \bar{\mu}_i = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{ix} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{iy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{iz} \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\bar{\xi}_i = c_0^{-1} \begin{bmatrix} 0 & \xi_i & 0 \\ \xi_i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \bar{\eta}_i = c_0^{-1} \begin{bmatrix} 0 & \xi_i & 0 \\ \xi_i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$i=1,2$$

여기서 원통구조는 무한대 길이로 가정하며 미소 다이폴의 원통좌표계에서의 좌표점을($\rho=b, \phi=0, z=0$)으로 가정하였다. 그리고 c_0 는 광속도를 의미하며, 각 텐서의 행은 각각 ρ, ϕ, z 축에 해당된다. 특히 본 논문에서는 복소포인팅 이론을 적용하여 무손실 조건^[8]을 만족하는 쌍이방성 매질에 대해서 연구하였다. 시간 성분은 $e^{j\omega t}$ 이며 전체 수식 전개 과정에서 생략하였다.

2.2 그린함수 유도

원통형 구조에서의 전자계는 다음과 같은 전형적인 원통형 푸리에 변환에 의해 표현될 수 있다.

$$E(\rho, \phi, z) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{E}(\rho, n, k_z) e^{-jk_z z} dk_z e^{jn\phi} \quad (3)$$

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

먼저 푸리에 영역에서의 z성분의 전자계를 구한 후 이를 다시 역변환하여 공간영역에서의 전자계의 z성분을 다음과 같이 구할 수 있다.

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

$$\begin{cases} A_n^e [H_n^{(1)}(k_{1\rho}\rho)H_n^{(2)}(k_{1\rho}a) - H_n^{(2)}(k_{1\rho}\rho)H_n^{(1)}(k_{1\rho}a)], & a < \rho < b \\ B_n^e H_n^{(2)}(k_{2\rho}\rho) + C_n^e J_n(k_{2\rho}\rho), & b < \rho < c \\ D_n^e H_n^{(2)}(k_\rho\rho), & c < \rho \end{cases}$$

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

$$\begin{cases} A_n^h [H_n^{(1)}(k_{1\rho}\rho) \frac{\partial}{\partial \rho} H_n^{(2)}(k_{1\rho}a) - H_n^{(2)}(k_{1\rho}\rho) \frac{\partial}{\partial \rho} H_n^{(1)}(k_{1\rho}a)], & a < \rho < b \\ B_n^h H_n^{(2)}(k_{2\rho}\rho) + C_n^h J_n(k_{2\rho}\rho), & b < \rho < c \\ D_n^h H_n^{(2)}(k_\rho\rho), & c < \rho \end{cases}$$

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

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

$$k_{1\rho} = k_0 \sqrt{\epsilon_{ix} \alpha_i}$$

$$k_{2\rho} = k_0 \sqrt{\mu_{ix} \beta_i}$$

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

$$k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

또한 각 영역의 전계 및 자계의 ϕ 성분은 다음과 같이 구해진다.

영역 1,2 : $a \leq \rho \leq c$

$$\tilde{E}_\phi = \frac{(\zeta_i k_0 + k_z)n}{k_0^2 \epsilon_{ix} \alpha_i \rho} \tilde{E}_z - \frac{1}{j\omega \epsilon_0 \beta_i} \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial \rho} \quad (7)$$

$$\tilde{H}_\phi = \frac{(\zeta_i k_0 + k_z)n}{k_0^2 \mu_{ix} \beta_i \rho} \tilde{H}_z + \frac{1}{j\omega \mu_0 \alpha_i} \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial \rho} \quad (8)$$

$n=1,2$

영역 3 : $\rho \geq c$

$$E_\phi = \frac{k_z n}{k_\rho^2} E_z + \frac{j\omega \mu_0}{k_\rho^2} \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \quad (9)$$

$$H_\phi = \frac{k_z n}{k_\rho^2} H_z - \frac{j\omega \epsilon_0}{k_\rho^2} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \quad (10)$$

전계 및 자계의 ρ 성분은 각 경계면에서의 경계 조건의 일치 또는 방사패턴을 얻는 과정에서 불필요하므로 구하지 않았다.

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,

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

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

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

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

$\rho = c$ 표면 위에서,

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

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

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

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

경계조건이 8개의 독립적인 식을 가지므로 (5)와 (6)을 위 경계조건에 대입하여 $A_n^e, A_n^h, B_n^e, B_n^h, C_n^e, C_n^h, D_n^e$ 과 D_n^h 에 대한 8개의 연립방정식을 얻고 이 연립방정식들을 순차적으로 풀어서 미지상수를 구할 수 있다. 각 미지상수는 부록에 나타내었다. 이와 같이 구해진 상수들을 맥스웰 방정식에 대입하면 \tilde{E}_z 와 \tilde{E}_ϕ 를 구할 수 있고, (3)에 의해 계산된 $\tilde{E}_z(\vec{r})$ 는 z방향의 단위 크기의 무한소 전류에 의해 얻은 z방향의 전계이며, 다이아덕 그린함수(Dyadic Green function)의 한 요소인 공간 그린함수이다.

2.3 방사장 해석

무한원점에서의 방사장은 영역3(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 근사공식을 사용하여 근사적으로 구할 수 있다^[6].

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(k_z) H_n^{(2)}(k_\rho \rho) e^{-ik_z z} dk_z \quad (11)$$

$$\rightarrow 2 \frac{e^{-ik_\rho r}}{r} j^{n+1} F(k_0 \cos \theta), \quad \text{for } r \rightarrow \infty$$

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 다음식과 같다.

$$E_\theta = \frac{-j}{\sin \theta} \frac{1}{2\pi^2} \frac{e^{-ik_\rho r}}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n^e(k_z, k_\rho) e^{jn(\phi + \pi/2)} \quad (12)$$

$$E_\phi = \eta_0 \frac{j}{\sin \theta} \frac{1}{2\pi^2} \frac{e^{-ik_\rho r}}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n^h(k_z, k_\rho) e^{jn(\phi + \pi/2)} \quad (13)$$

$$H_\phi = \frac{E_\theta}{\eta_0}$$

$$H_\theta = -\frac{E_\phi}{\eta_0}$$

여기에서

$$k_z = k_0 \cos \theta$$

$$k_\rho = k_0 \sin \theta$$

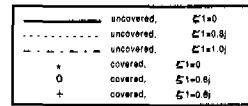
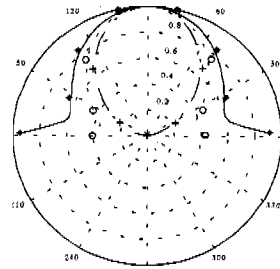
$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

이다.

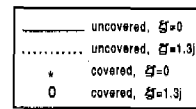
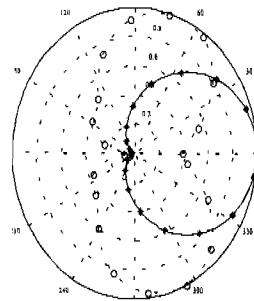
III. 결과 및 검토

3.1 결과의 검증

덮개층을 갖는 원통형 쌍이방성 기관층위에 위치한 다이폴에 의한 방사장은 식(12)와 (13)에 의해 수치 해석적으로 구할 수 있다. 결과의 타당성을 얻기 위하여 덮개층의 두께를 무한히 작게($h \rightarrow 0$)하여 덮개층에 의한 방사패턴의 영향을 무시한 결과와 [4]에서 얻어진 덮개층이 없는 경우의 방사패턴과 비교한 결과를 그림 2에 도시하였다. 쌍이방성에 의한 특성 변화만을 얻기 위해 유전율 텐서와 투자율 텐서는 각각 2 와 1로 정해 동방성의 경우와 같게 하였다. 완전도체의 두께는 5cm, 기관의 두께는 0.1cm로 하였다. 그림 2에 나타난 것과 같이 기관의 쌍이방성 0, 0.8j, 1.0j 에 대한 [4]의 결과와 덮개층의 두께를 무한소로 한 본 논문의 결과가 정확히 일치함을 보였고 따라서 본 논문의 해석이 타당함을 알 수 있었다.



(a)



(b)

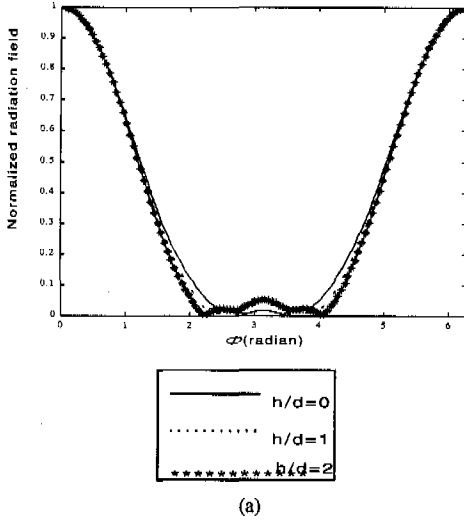
그림 2. 덮개층의 두께를 무한히 작게한 결과와 [4]의 방사 패턴 비교

(a) $\phi = 0^\circ$ 평면, (b) $\theta = \pi/2^\circ$ 평면

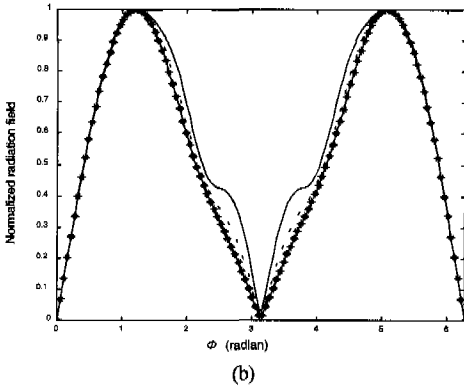
3.2 덮개층에 의한 방사패턴의 변화

비행체에 입사되는 전자계를 흡수하여 반사파를 제거하는 것과 같은 특수한 목적으로 쌍이방성 매질을 사용할 경우 안테나를 보호하기 위한 덮개층은 그 목적을 상실하지 않기 위해서 역시 쌍이방성 매질을 사용해야 할 것이다. 본 절에서는 다양한 두께의 쌍이방성 덮개층을 씌운 미소 다이폴에 의한 방사패턴에 대해 비교 분석하였다. 덮개층의 두께는 기관두께의 1배에서 2배로 증가시키면서 덮개층이 없는 경우의 방사패턴과도 비교하였고 기관의 쌍이방성은 1.3j로 정했으며 덮개층의 쌍이방성은 1.3j, 1.0j, 1.6j로 다양하게 변화시켰으며 좀더 면밀한 비교를 위해서 E_θ 와 E_ϕ 에 의한 방사패턴을 각각 분리하여 비교하였다. 덮개층의 쌍이방성이

1.3j 인 경우의 E_θ 와 E_ϕ 의 방사패턴을 그림 3에 각각 도시하였다. 방사패턴의 비교 및 분석을 용이하게 하기 위해서 직각 좌표계로 도시하였으며 최대값 1로 정규화 하였다.



(a)



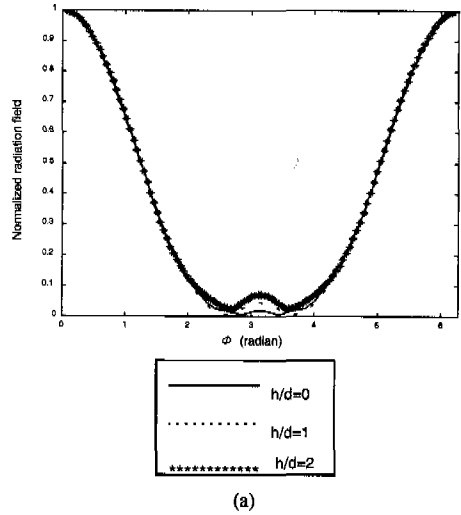
(b)

그림 3. 덮개층 두께변화에 따른 방사패턴의 변화 ($\theta = \pi/2^\circ$ 평면). (a) $|E_\theta|$, (b) $|E_\phi|$

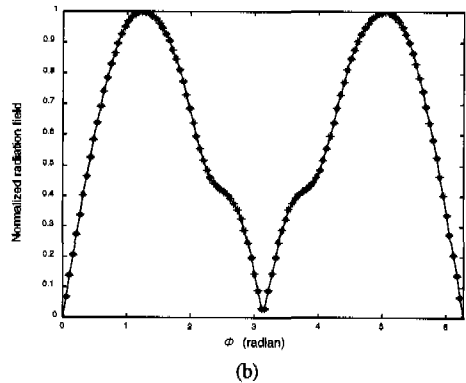
먼저 그림 3(a)에 도시한 E_θ 의 경우를 살펴보면 덮개층의 영향으로 $160^\circ \leq \phi \leq 200^\circ$ 인 안테나 후면에서의 방사가 소폭 증가하였으며 덮개층의 두께가 커질수록 그 증가량도 커짐을 알 수 있다. 또한 $60^\circ \leq \phi \leq 126^\circ$ 와 $234^\circ \leq \phi \leq 300^\circ$ 영역에서는 덮개층의 두께가 증가함에 따라 방사전계가 감소하였으며 안테나 전면부에서의 방사패턴은 덮개층에 의한 특성변화가 거의 없다. E_ϕ 의 방사패턴은 그림 3(b)에 도시하였다. $0^\circ \leq \phi \leq 70^\circ$ 와 $290^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ 영역인 안테나 전면부에서의 패턴변화는 변화하지 않고 덮개층이 없는 경우와 일치하였으나 그 나머

지 영역에서의 전계는 두께가 증가할수록 감소하는 결과를 얻을 수 있었다. $70^\circ \leq \phi \leq 290^\circ$ 에서 전반적으로 방사전계가 감소하였으며 특히 $135^\circ \leq \phi \leq 225^\circ$ 영역에서의 감소가 현저하다. 덮개층의 두께가 기판과 같은 0.1cm인 경우에 방사전계가 뚜렷이 감소하였으며 두께가 기판의 2배인 0.2cm인 경우에는 0.1cm인 경우보다 감소량이 증가하였으나 그 변화량은 줄어드는 경향을 보였다. 결국 쌍이방성기판에 의한 측면방사가 덮개층에 의해 감소하는 것을 알 수 있었으며 이 결과는 원형마이크로스트립 패치안테나에 덮개층을 두고 해석한 [7]의 결과와 일치하는 것이다.

덮개층의 쌍이방성이 기판보다 적은 경우의 방사 특성을 알아보기위해 1.3j인 쌍이방성을 갖는 원통형 기판위에 쌍이방성 1.0j를 갖는 덮개층을 씌운 경우 미소다이폴의 E_θ 와 E_ϕ 의 방사패턴을 그림 4에 각각 도시하였다.



(a)



(b)

그림 4. 덮개층 두께변화에 따른 방사패턴의 변화 ($\theta = \pi/2^\circ$ 평면). (a) $|E_\theta|$, (b) $|E_\phi|$

E_θ 의 방사패턴의 경우 덮개층의 두께가 기판의 1배인 경우에는 $160^\circ \leq \phi \leq 200^\circ$ 부분에서 방사전계가 증가했으며 $115^\circ \leq \phi \leq 160^\circ$ 와 $200^\circ \leq \phi \leq 245^\circ$ 부분에서는 감소하였다. 덮개층의 두께를 증가시켜서 기판두께의 2배로 한 경우에 방사특성에 대해 살펴보면 $100^\circ \leq \phi \leq 260^\circ$ 에서 전반적으로 증가하는 방사전계를 보였으며 결국 덮개층의 두께가 증가할수록 안테나 후면에서의 방사가 증가하는 결과를 얻을 수 있었다. E_θ 의 방사특성은 그림 4(b)에 도시하였다. 그림에서 알 수 있듯이 덮개층의 없는 경우의 방사패턴과 정확히 일치하여 변화가 없음을 알 수 있었다. 이는 쌍이방성의 특성을 결정짓는 구성방정식의 ξ_2 가 기판의 ξ_1 보다 작아 전체적인 방사특성이 기판에 의해 형성되는 것에 기인한다. 결국 덮개층의 쌍이방성이 기판의 쌍이방성보다 적은 경우에는 E_θ 의 후면방사를 소폭 증가시키며 E_θ 의 방사패턴에는 영향을 끼치지 않았다.

또한 덮개층의 쌍이방성이 기판보다 큰 1.6j 인 경우의 방사패턴을 E_θ 와 E_ϕ 에 각각 도시하였다. E_θ 의 방사패턴은 덮개층의 두께가 기판의 1배인 경우 $80^\circ \leq \phi \leq 280^\circ$ 에서 방사량이 증가하는 형태를 보였으며 특히 안테나의 후면인 $160^\circ \leq \phi \leq 200^\circ$ 에서의 방사전계의 증가가 두드러졌다. 덮개층의 두께가 기판의 2배인 경우에는 방사패턴의 변화가 더욱 증가하여 여러방향으로 로브(lobe)를 형성하였다. 이는 쌍이방성 구성방정식의 특성을 결정짓는 덮개층의 ξ_2 가 기판의 ξ_1 보다 커서 전체적인 방사특성이 덮개층에 의해 형성되는 것에 기인한다.

덮개층이 없는 경우 E_θ 의 방사전계가 $\phi=0^\circ$ 부근에서 편중되어있었으나 기판보다 큰 쌍이방성 덮개층을 씌우면서 다양한 방향으로 상당량의 방사전계가 분포하는 결과를 얻을 수 있었다.

E_ϕ 의 방사패턴은 그림 5(b)에 도시하였다. 먼저 덮개층의 두께가 기판의 1배인 경우를 살펴보면 덮개층이 없는 경우와 비교해 볼때 안테나 전면부인 $0^\circ \leq \phi \leq 60^\circ$ 와 $300^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ 에서의 방사전계가 소폭 감소하였으며 측면과 후면방향인 $90^\circ \leq \phi \leq 270^\circ$ 에서의 방사가 큰폭으로 증가하였다. 덮개층의 두께가 기판의 2배인 경우에는 패턴의 현저한 변화를 보여주고 있다. 또한 안테나 전면부에 해당하는 $0^\circ \leq \phi < 74^\circ$ 와 $286^\circ < \phi \leq 360^\circ$ 에서의 방사가 상당히 줄어들었으며 후면방향인 $110^\circ \leq \phi \leq 250^\circ$ 에서 큰폭으로 증가하였다.

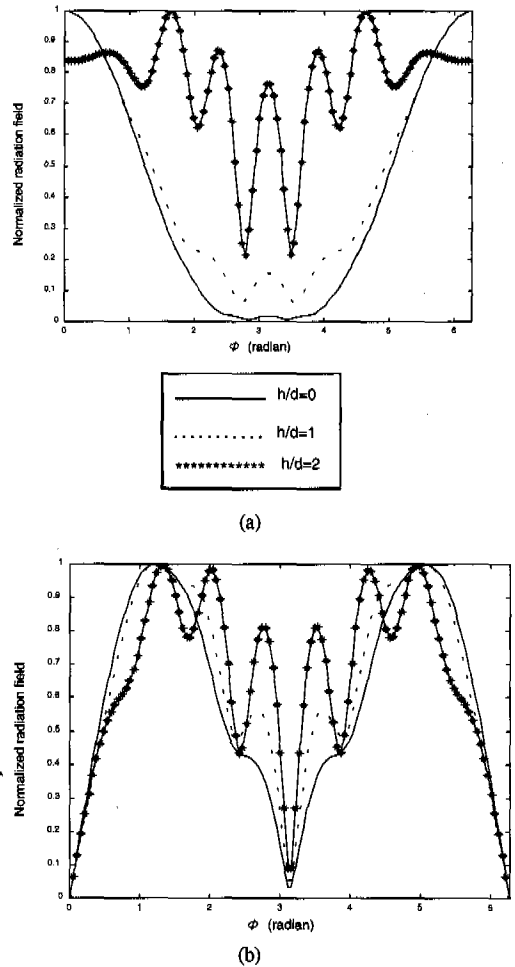


그림 5. 덮개층 두께변화에 따른 방사패턴의 변화 ($\theta = \pi/2^\circ$ 평면). (a) $|E_\theta|$, (b) $|E_\phi|$

결국 덮개층의 두께와 쌍이방성을 적절히 조절하면 외부환경으로 부터의 안테나의 보호하기 위한 덮개층 본래의 수동적인 목적외에 다양한 방향으로 지향성을 갖는 방사패턴의 구현등 방사패턴을 제어할 수 있는 가능성을 제시할 수 있었다.

IV. 결론

본 논문에서는 주파수 영역에서의 전자장과 경계 조건을 이용하여 주파수표현 형태의 그린함수를 구한 후 덮개층을 갖는 원통형 쌍이방성 기판위에 위치한 미소다이폴의 방사특성을 해석하였다. 쌍이방성 특성을 나타내는 구성방정식을 도입하여 그린함수 해석을 가능하게 하였고 이렇게 구해진 주파수

영역에서의 전계를 무한원점에서 근사식을 이용하고 푸리에 역변환을 통해 공간영역에서의 무한원점에서 전계가 푸리에급수 전개로 계산될 수 있도록 하였다. 수치해석 결과의 타당성을 검증하기 위해 덮개층을 갖지 않는 기존 논문[4]의 결과와 본 논문의 결과식에서 덮개층의 두께를 무한소로 접근시켜 덮개층의 영향을 제거한 결과를 비교하여 완전히 일치하는 결과를 보였다. 덮개층의 쌍이방성과 두께를 다양하게 변화시켜 가며 방사패턴을 비교 분석하였다. 덮개층의 쌍이방성이 기관의 쌍이방성보다 작은 경우($\xi_2=1.0j$)에는 전반적인 방사패턴에 큰 영향을 끼치지 않았으며 기관의 쌍이방성과 같은 경우($\xi_2=1.3j$)에는 E_θ 의 후면방사가 감소하는 결과를 보였으며 덮개층의 두께가 증가할수록 변화가 커졌다. 또한 기관보다 큰 쌍이방성을 갖는 덮개층을 씌웠을 경우($\xi_2=1.6j$)에는 E_θ 와 E_ϕ 의 방사패턴에서 지향각이 다양한 각도에서 나타났으며 상당량의 방사를 포함한 여러개의 로브가 생성되기도 하였다. 그러므로 덮개층의 쌍이방성과 두께를 적절히 조절함으로써 안테나 보호를 위한 덮개층의 기초적인 사용목적 이외에도 특정 방향으로 지향성을 갖는 방사패턴을 얻는 등 방사패턴을 제어할 수 있는 가능성을 제시할 수 있다.

APPENDIX

$$A_n^e = \left[-\frac{\Delta_9}{\Delta_7} + \alpha_2 \frac{k_0^2}{k_p^2} \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n^{(2)}(k_p c)} + j\omega\mu_0\alpha_2\sigma_c \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \frac{\Phi_4}{\Phi_2} \right] \cdot \frac{\Phi_2}{\Phi_2\Phi_3 - \Phi_1\Phi_4} \frac{1}{b} e^{-jn\phi}$$

$$A_n^h = \frac{1}{\Phi_2} \left[-\Phi_1 A_n^e - j\omega\mu_0\alpha_2\sigma_c \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \frac{1}{b} e^{-jn\phi} \right]$$

$$B_n^e = \frac{j\omega\mu_0\alpha_2}{\Delta_7} \left[\frac{1}{j\omega\mu_0} \left\{ \frac{\Delta_2}{\alpha_1} - \frac{\Delta_1}{\alpha_2} \frac{J_n'(k_{2p}b)}{J_n(k_{2p}b)} \right\} A_n^e + \sigma_b \Delta_3 A_n^h + \frac{1}{b} e^{-jn\phi} \right]$$

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

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

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

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

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

$$\Phi_1 = \sigma_c \Delta_1 \frac{J_n(k_{2p}b)}{J_n(k_{2p}b)} + \sigma_c \alpha_2 \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \left\{ \frac{\Delta_2}{\alpha_1} - \frac{\Delta_1}{\alpha_2} \frac{J_n'(k_{2p}b)}{J_n(k_{2p}b)} \right\} + \sigma_a \frac{\Delta_1}{\Delta_8} \left\{ \Delta_{10} - \beta_2 \Delta_6 \frac{k_0^2}{k_p^2} \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n^{(2)}(k_p c)} \right\}$$

$$\Phi_2 = j\omega\mu_0 \left[\sigma_b \sigma_c \alpha_2 \Delta_3 \frac{\Delta_5}{\Delta_7} + \Delta_3 \left\{ \frac{1}{\beta_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2a}c)}{J_n(k_{2a}b)} - \frac{1}{k_p^2} \cdot \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n(k_p c)} \frac{J_n'(k_{2a}c)}{J_n(k_{2a}b)} \right\} + \frac{1}{\Delta_8} \left\{ \Delta_{10} - \beta_2 \frac{k_0^2}{k_p^2} \cdot \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n(k_p c)} \Delta_6 \right\} \left\{ \frac{\Delta_4}{\beta_1 k_0^2} - \frac{\Delta_3}{\beta_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2a}b)}{J_n(k_{2a}b)} \right\} \right]$$

$$\Phi_3 = -j\omega\epsilon_0 \left[\sigma_a \sigma_d \beta_2 \Delta_1 \frac{\Delta_6}{\Delta_8} + \Delta_1 \left\{ \frac{1}{\alpha_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2p}c)}{J_n(k_{2p}b)} - \frac{1}{k_p^2} \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n(k_p c)} \frac{J_n'(k_{2p}c)}{J_n(k_{2p}b)} \right\} + \frac{1}{\Delta_7} \left\{ \Delta_9 - \alpha_2 \frac{k_0^2}{k_p^2} \cdot \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n(k_p c)} \Delta_5 \right\} \left\{ \frac{\Delta_2}{\alpha_1 k_0^2} - \frac{\Delta_1}{\alpha_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2p}b)}{J_n(k_{2p}b)} \right\} \right]$$

$$\Phi_4 = \sigma_a \Delta_3 \frac{J_n(k_{2p}c)}{J_n(k_{2a}b)} + \sigma_d \beta_2 \frac{\Delta_6}{\Delta_8} \left\{ \frac{\Delta_4}{\beta_1} - \frac{\Delta_3}{\beta_2} \frac{J_n(k_{2a}b)}{J_n(k_{2a}b)} \right\} + \sigma_b \frac{\Delta_3}{\Delta_7} \left\{ \Delta_9 - \alpha_2 \Delta_5 \frac{k_0^2}{k_p^2} \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n^{(2)}(k_p c)} \right\}$$

$$\sigma_a = \frac{(\xi_1 k_0 + k_2)n}{k_0^2 \epsilon_{1x} \alpha_1 b} - \frac{(\xi_2 k_0 + k_2)n}{k_0^2 \epsilon_{2x} \alpha_2 b}$$

$$\sigma_b = \frac{(\xi_1 k_0 + k_2)n}{k_0^2 \mu_{1x} \beta_1 b} - \frac{(\xi_2 k_0 + k_2)n}{k_0^2 \mu_{2x} \beta_2 b}$$

$$\sigma_c = \frac{(\xi_2 k_0 + k_2)n}{k_0^2 \epsilon_{2z} \alpha_2 c} - \frac{k_2 n}{k_p^2 c}$$

$$\sigma_d = \frac{(\xi_2 k_0 + k_2)n}{k_0^2 \mu_{2z} \beta_2 c} - \frac{k_2 n}{k_p^2 c}$$

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

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

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

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

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

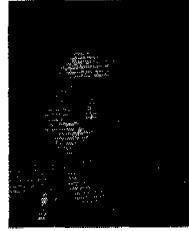
$$\begin{aligned} \Delta_6 &= H_n^{(2)}(k_{2a}c) - \frac{J_n'(k_{2a}c)}{J_n(k_{2a}b)} H_n^{(2)}(k_{2a}b) \\ \Delta_7 &= H_n^{(2)'}(k_{2p}b) - \frac{J_n'(k_{2p}b)}{J_n(k_{2p}b)} H_n^{(2)}(k_{2p}b) \\ \Delta_8 &= H_n^{(2)'}(k_{2a}b) - \frac{J_n'(k_{2a}b)}{J_n(k_{2a}b)} H_n^{(2)}(k_{2a}b) \\ \Delta_9 &= H_n^{(2)'}(k_{2p}c) - \frac{J_n'(k_{2p}c)}{J_n(k_{2p}b)} H_n^{(2)}(k_{2p}b) \\ \Delta_{10} &= H_n^{(2)'}(k_{2a}c) - \frac{J_n'(k_{2a}c)}{J_n(k_{2a}b)} H_n^{(2)}(k_{2a}b) \end{aligned}$$

참고 문헌

- [1] S. S. Pattnaik, G. Lazzi and O. P. Gandhi, "On the Use Wide-Band, High-Gain, Microstrip Antennas for Mobile Telephones," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 40, no. 1, pp. 88-90, 1998.
- [2] D. 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.
- [3] K. L. Wong etc., "Resonance of a Rectangular Microstrip Patch on a Uniaxial Substrate," *IEEE Trans. Microwave theory and tech.*, vol. MTT-41, no. 4, pp. 698-701, April, 1993.
- [4] H. D. Yang and P. L. E. Uslenghi, "Radiation Characteristics of Microstrip Antennas on Cylindrical Bianisotropic Substrates," *Electromagnetics*, vol. 15, pp. 499-511, 1995.
- [5] M. Norgren and S. He, "On the Possibility of Reflectionless Coating of a Homogeneous Bianisotropic Layer on a Perfect Conductor," *Electromagnetics*, vol. 17, pp. 295-307, 1997
- [6] R. F. Harrington, "Time-Harmonic Electromagnetic Fields," New York: McGraw-Hill, 1961.
- [7] K. Y. Wong, etc., "Resonance and Radiation of a Superstrate-Loaded Spherical-Circular Microstrip Patch Antenna," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-41, no. 5, pp. 686-690, May, 1993.
- [8] J. A. Kong, "Theory of electromagnetic wave s," Wiley, New York, 1975.

윤 중 한(Joung Han Yoon)

학생회원



1994년 2월: 인하대학교 전자공학과 학사 졸업
 1996년 8월: 인하대학교 전자공학과 대학원 졸업
 1996년 8월~현재: 인하대학교 전자공학과 박사과정 수료

<주관심 분야> 전자장 이론 및 산란, 안테나, 설계

이 상 목(Sang Mok Lee)

종신회원



1984년 2월: 한국항공대학교 항공전자공학과 학사 졸업
 1986년 2월: 한국항공대학교 항공전자공학과 대학원 졸업

1996년 8월~현재: 인하대학교 전자공학과 박사과정 수료

1990년 3월~현재: 재능대학교 전자통신과 부교수
 <주관심 분야> 광통신공학, 안테나, 설계