

## 덮개층을 갖는 일축성 매질위의 패치안테나의 공진해석

장승호, 윤중한, 이화준\*, 최병하

전화 : (032) 862-3238 / 팩스 : (032) 868-3654

### Resonance on a Uniaxial Substrate with a Superstrate-Loaded Rectangular Patch antenna

Seung Ho chang, Joong Han Yoon, Hwa Choon Lee, Byung Ha Choi

Department of Electronics Engineering In-Ha University

\*Department of Information & Telecommunication, Chodang University

#### Abstract

Complex resonant frequency of on a uniaxial substrate with a superstrate-loaded microstrip structure is investigate. The study is performed by Galerkin's method. The numerical convergence usin sinusoidal basis function. Numerical results for the effects of anisotropy in the substrate, superstrate permittivity, in the complex resonant frequency of the rectangular microstrip structure are also presented. Half-power bandwidth are increased due to the positive uniaxial an isotropy and superstrate.

#### I. 서론

패치 안테나는 경량으로 표면에 부착하기 쉽고 경량이고 박막형으로 사진, 식각 공정으로 제작되므로 저렴하고 만들기 쉬워 많은 분야에 걸쳐 응용되고 있다. 또한 단방향의 지향성을 가지므로 전파의 효율적이 관리에도 유용하다.

패치안테나는 여러 가지 특성을 가지고 있는데 그중 공진주파수는 유전체 층의 성질에 따라 크게 좌우되는 값으로서 안테나를 실제 제작하는데 중요한 요소로 작용한다. 최근 Uniaxial, bianisotropic, chiral 매질등 기판의 매질에 따른 공진 주파수의 연구가 활발히 진행 중이다[1]-[3]. 또한 기판위의 덮개층은 보호의 측면에서나, 대역폭의 증가에서나 중요한 역할을 한다[4]-[5]. 덮개 층이 있고 일축성, 매질 기판위에 마이크로 스트립 패치안테나가 있을 때 공진주파수에 대한 연구 결과이다. 전자계의 해석은 Spectral Domain 에서의 Green Function과 Galerkin's Momennt Method를 사

용하였고 Basis Function은 수렴속도가 빠른 Sinusoidal Function을 사용하였다.

#### II. 본론

##### 1. 기본이론

그림 1은 덮개층을 가진 일축성 매질의 기판위에 사각형의 마이크로 스트립 패치가 있는 형태를 나타내고 있다. 덮개층과 기판의 비 투자율은 1이고, 덮개층의 비 유전율은  $\epsilon_{r2}$ , 기판의 비 유전율은 아래와 같은 tensor를 가진다.

$$\overline{\overline{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \quad (1)$$

그러므로 Maxwell's Equation은 다음과 같이 나타낼 수 있으며,

$$\nabla \times \overline{\overline{E}} = -j\omega \mu_0 \overline{\overline{H}} \quad (2-a)$$

$$\nabla \times \overline{\overline{H}} = -j\omega \overline{\overline{\epsilon}} \cdot \overline{\overline{H}} \quad (2-b)$$

$E_z, H_z$ 의 과동방정식은 다음과 같이 유도할 수 있다.

$$\nabla \times \nabla \times \overline{\overline{E}} + \omega^2 \mu_0 \overline{\overline{\epsilon}} \cdot \overline{\overline{E}} = 0 \quad (3-a)$$

$$\nabla \times (\overline{\overline{\epsilon}})^{-1} \cdot (\nabla \times \overline{\overline{H}}) + \omega^2 \mu_0 \overline{\overline{H}} = 0 \quad (3-b)$$

발산 정리( $\nabla \cdot (\overline{\epsilon} \cdot \overline{E}) = 0$ ,  $\nabla \cdot \overline{H} = 0$ )를 이용하여 z-성분의 파동방정식은,

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\epsilon_z}{\epsilon_x} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \epsilon_z k_0^2 E_z = 0 \quad (4-a)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + \epsilon_z k_0^2 H_z = 0 \quad (4-b)$$

이때,  $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 2\pi \lambda$  이다.

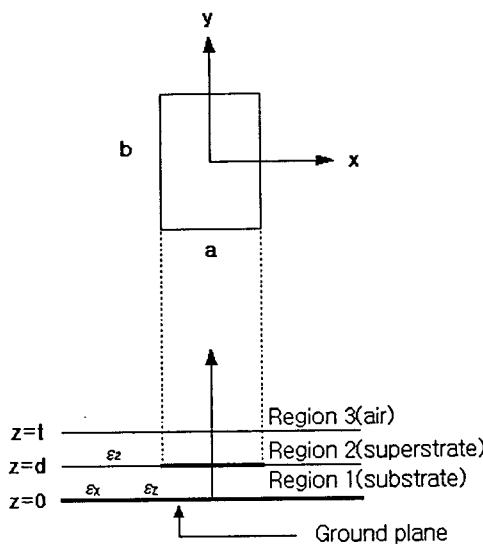


그림 1. 패치안테나의 구조

주파수 영역에서 패치의 전류밀도  $\vec{J}_x$ ,  $\vec{J}_y$ 에 의한 횡방향의 전계는 다음과 같이 표현된다.

$$\vec{E}_x = \vec{a}_x \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (Q_{xx} F_x + Q_{xy} F_y) \exp(jk_x + jk_y) dk_x dk_y \quad (5-a)$$

$$\vec{E}_y = \vec{a}_y \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (Q_{yx} F_x + Q_{yy} F_y) \exp(jk_x + jk_y) dk_x dk_y \quad (5-b)$$

여기서  $F_x$ ,  $F_y$ 는  $\vec{J}_x$ ,  $\vec{J}_y$ 의 푸리에 변환식이며 각각의  $Q_{xx}$ ,  $Q_{xy}$ ,  $Q_{yx}$ ,  $Q_{yy}$ 는  $z=d$ 에서의 dyadic Green's Function을 나타내며 주파수 영역에서 파동방정식과 경계조건을 이용하여 구할 수 있다.

$$Q_{xx} = -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \left[ \frac{k_x^2 k_b \sin(k_b d)}{\beta^2 Tm} Dm + \frac{k_x^2 k_0^2 \sin(k_a d)}{\beta^2 Te} De \right]$$

$$Q_{xy} = -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \left[ \frac{k_x k_b k_b \sin(k_b d)}{\beta^2 Tm} Dm + \frac{k_x k_b k_0^2 \sin(k_a d)}{\beta^2 Te} De \right]$$

$$Q_{yx} = -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \left[ \frac{k_y^2 k_b \sin(k_b d)}{\beta^2 Tm} Dm + \frac{k_y^2 k_0^2 \sin(k_a d)}{\beta^2 Te} De \right]$$

$$Q_{yx} = Q_{xy}$$

$$Tm = \cos(k_2 t) \cdot [\epsilon_x k_3 \cos(k_b d) + j k_b \sin(k_b d)] + j \sin(k_2 t) \times \left[ \frac{\epsilon_x}{\epsilon_2} k_2 \cos(k_b d) + j \frac{\epsilon_2 k_b k_3}{k_2} \sin(k_b d) \right]$$

$$Te = \cos(k_2 t) \cdot [k_a \cos(k_a d) + j k_3 \sin(k_a d)] + j \sin(k_2 t) \times \left[ \frac{k_a k_3}{k_2} k_2 \cos(k_a d) + j k_2 \sin(k_a d) \right]$$

$$Dm = k_3 \cos(k_2 t) + j \frac{k_3}{k_2} \sin(k_2 t)$$

$$De = \cos(k_2 t) + j \frac{k_3}{k_2} \sin(k_2 t)$$

$$k_0 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$$

$$k_a = \epsilon_x k_0^2 - \beta^2$$

$$k_b = \epsilon_x k_0^2 - \epsilon_x \beta^2 / \epsilon_z$$

$$k_2 = \epsilon_2 k_0 - \beta^2$$

여기서  $Q$ 의 첫 번째 첨자는 전자계의 편파방향을 의미하고 두 번째 첨자는 전류원의 방향을 의미한다. 만약  $Q_{xy}$ 라면  $y$  방향의 전류원에 의한  $x$  방향으로 편파된 전자계를 의미한다. 공진 주파수에서는 외부의 전류원을 인가하지 않아도 전자계와 전류를 유지하므로, 공진시 완전도체인 패치위의 횡방향 전개 즉, 식 (5-a), (5-b)는 0이어야 한다. 즉,

$$\vec{E}_x = \vec{a}_x \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (Q_{xx} F_x + Q_{xy} F_y) \exp(jk_x + jk_y) dk_x dk_y = 0 \quad (6-a)$$

$$\vec{E}_y = \vec{a}_y \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (Q_{yx} F_x + Q_{yy} F_y) \cdot \exp(jk_x + jk_y) dk_x dk_y = 0 \quad (6-b)$$

$F_x$ ,  $F_y$  표현하기 위해,  $\vec{J}_x$ ,  $\vec{J}_y$ 를 기준에 알고 있는 기저함수들의 급수형태로 표현한다. 즉,

$$\vec{J} = \sum_{n=0}^N I_{xn} \vec{J}_{xn} + \sum_{m=0}^M I_{ym} \vec{J}_{ym} \quad (7)$$

여기서  $I_{xn}$ 과  $I_{ym}$ 은 미지의 상수이다. 미지의 전류분포를 표현하기 위한 Sinusoidal Basis Function은 다음과 같이 놓았다.

$$J_{xn} = \sin\left[\frac{p\pi}{a}(x + \frac{a}{2})\right] \cos\left[\frac{q\pi}{b}(y + \frac{b}{2})\right] \quad (12-a)$$

$$J_{ym} = \sin\left[\frac{r\pi}{b}(y + \frac{b}{2})\right] \cos\left[\frac{s\pi}{a}(x + \frac{a}{2})\right] \quad (12-b)$$

Galerkin's method[6]를 이용하여 식 (6-a)와 (6-b)를 이산화 하면 다음의 행렬로 변환할 수 있다.

$$\begin{bmatrix} (Z_{kn}^{xx})_{N \times N} & (Z_{kn}^{xy})_{N \times M} \\ (Z_{kn}^{yx})_{M \times N} & (Z_{kn}^{yy})_{M \times M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (I_{xn})_{N \times 1} \\ (I_{ym})_{N \times 1} \end{bmatrix} = 0 \quad (8)$$

$$Z_{kn}^{xx} = -\frac{30}{\pi k_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{xk}^* Q_{xx} F_{xn} dk_x dk_y \quad (9-a)$$

$$Z_{kn}^{xy} = -\frac{30}{\pi k_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{xk}^* Q_{xy} F_{ym} dk_x dk_y \quad (9-b)$$

$$Z_{ln}^{yx} = -\frac{30}{\pi k_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{yl}^* Q_{yx} F_{xn} dk_x dk_y \quad (9-c)$$

$$Z_{lm}^{yy} = -\frac{30}{\pi k_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{yl}^* Q_{yy} F_{ym} dk_x dk_y \quad (9-d)$$

$$F_{xk}^* = F_{xk}(-k_x, -k_y)$$

$$F_{yl}^* = F_{yl}(-k_x, -k_y)$$

$$k, n = 1, 2, 3, 4, \dots, N$$

$$l, m = 1, 2, 3, 4, \dots, M$$

식 (8)이 0이 아닌 해를 갖기 위해서는 행렬  $[Z]$ 의 역행렬이 0이어야 한다. 이 조건을 족시키는 해는  $f + jf_r$ 의 형태로 나오며  $f$ 는 공진주파수를 의미하며,  $f_r$ 은 대역폭을 의미한다.

공진주파수를 구하기 위해서는 위의 식 (9-a)~(9-d)의 적분을 행해야 한다. 하지만 위의 식을 적분하기 위해서는 몇 가지의 문제점이 생기게 된다. 그 중 하나는 무한한 구간의 이중적분이고 또 하나는 적분구간내의 불연속이다. 이의 문제점을 해결하는 과정은 본 연구

의 주안점이다. 우선 무한 이중적분을 다음과 같은 극좌표계로 변환하여 하나의 유한적분과 하나의 무한적분으로 바꿀 수 있다.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x dk_y = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} \beta d\alpha d\beta \quad (10)$$

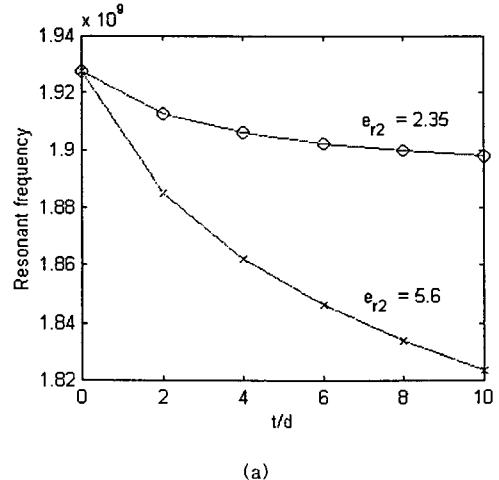
여기서 무한적분은 약  $150k_0$ 정도에서 수렴값을 얻을 수 있으며 각각의 적분은 Gaussian Quadrature를 이용하였다.

Dyadic Green's Function에서  $Te$ 와  $Tm$ 이 0인 점 즉, surface wave pole이 생겨 적분구간내에 해석상의 불연속점이 생긴다. 따라서 위의 적분을 하기 위해서는 pole 점을 피해야 한다. 그 방법들은 그간의 논문들에서 residue정리를 많이 이용해왔으나 이 방법은 pole 점들을 찾아야 하고 만약 pole 점이 많이 존재한다면 해석이 복잡해지는 단점이 있다. 이러한 단점을 보완하기 위해 본 논문에서는 적분경로의 변환을 이용하였다. 적분경로를 허수축으로 이동시켜 적분함으로써 pole 점의 위에서 적분을 하기 때문에 pole 점에 관계없이 적분할 수 있어 수치해석이 간단해 진다.

## 2. 수치해석 결과

그림 3은 덮개층의 두께의 변화에 따른 공진주파수와 대역폭의 변화를 나타내고 있다. 덮개층의 두께가 커질수록 공진주파수는 약간씩 낮아지며, 대역폭은 비교적 큰 비율로 커지고 있다.

표 3은 덮개층의 유무와 uniaxial에 따른 공진주파수와 대역폭을 나타내고 있으며, 공진주파수는 기판의 두께가 커질수록, 덮개층의 두께가 커질수록 조금씩 감소하며, 대역폭은 Positive Uniaxial일 때, 덮개층의 두께가 커질수록 증가하며 Negative Uniaxial일 때 대역폭이 감소하는 특성을 구할 수가 있었다. 또한 Uniaxial 매질일 때 두께의 변화에 따른 대역폭의 변화폭이 커지는 것을 알수있다.



(a)

다.

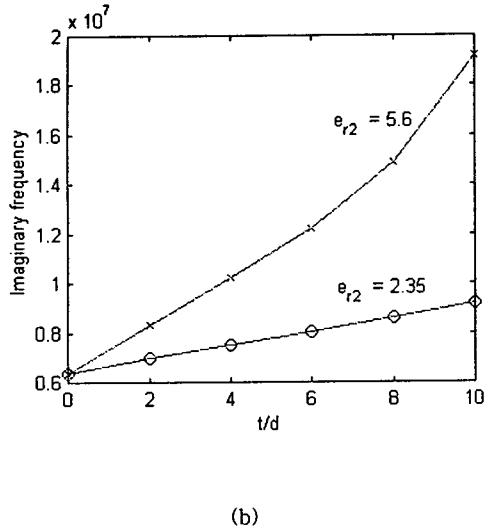


그림 3 a=6cm, b=5cm d=0.1cm  $\epsilon_{r2}=2.35, 5.6$  일 때  
(a) Real Part Resonance (b)Imaginary Part Resonance

d (cm)	t (cm)	$\epsilon_{r2}$	$\epsilon_z$	$\epsilon_x$	resonant frequency	bandwidth
0.127	0		10.2	10.2	4.67966 GHz	31.8 MHz
0.127	0		10.2	8.4	4.71662 GHz	32.0 MHz
0.127	0		10.2	13	4.62593 GHz	31.5 MHz
0.127	0.635	10.2	10.2	8.4	4.18095 GHz	91.8 MHz
0.127	0.635	10.2	13	10.2	4.13438 GHz	115 MHz

표 1 a=6cm, b=6cm, d=0.1cm 일 때의  
Real Part Resonance, Imaginary Part Resonance

### III 결론

폐쇄 안테나는 부피를 적게 차지하고 제작공정이 쉽고 단가가 낮아서 차세대 정보통신용 안테나로서 많은 분야에 응용되고 있다. 하지만 그 대역폭이 작아서 상대적인 단점으로 지적되고 있다. 본 논문에서는 이러한 대역폭의 단점을 보완하기 위해 Spectral Domain Green's Function과 Galerkin's Moment Method 을 이용하여 덮개층과 Uniaxial 기판에 따른 공진을 연구하였다. 이후에는 그에 따른 임피던스의 변화와 방사 패턴등이 여구가 필요하며, 다른 Bianisotropic이나 일반적인 isotropic 매질에 대한 연수도 수행되어야 하겠

### IV 참고문헌

- [1] N. G. Alexopoulos, "Integrated-Circuit Structure on anisotropic substrate," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-33, pp.847-881, Oct. 1985
- [2] D.M. POZAR, "Radiation and scattering from a microstrip antennas," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. ap-35, pp. 613-621, June 1987.
- [3] Kin-Lu Wong, "Resonance of a Rectangular Microstrip Patch on a Uniaxial Substrate," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-41, pp.698-701, APRIL 1993.
- [4] A. Bhattacharyya, "Effects of dielectric superstrate on Patch antenna," Electron. Lett., vol. 24, pp. 356-358, 1988
- [5] Jeen-Sheen Row, "Resonance in a Superstrate-Loaded Rectangular Microstrip Structure," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-8, pp.1349-1354, AUGUST, 1993
- [6] R. F. Harrington, Field Computation by Moment Methods. New York Macmillan, 1968