

공기 갭을 갖는 일축성 매질 위의 마이크로스트립 패치 안테나의 공진 주파수

정회원 윤중한*, 이상목*, 안규철*, 박경섭*

Resonant Frequency in Rectangular Microstrip Patch Antenna on Uniaxial Substrates with Airgap

Joong Han Yoon*, Sang Mok Lee*, Gyoo Chul An*, Kyung Sup Kwak* *Regular Members*

요약

공기 갭을 갖는 일축성 기판위에 마이크로 패치 안테나의 공진 주파수가 full-wave approach와 모멘트 계산법을 이용하여 연구되었다. 일축성 매질내의 구성관계식을 통하여 제안된 구조에서의 파수영역 다이애딕 그린 함수를 유도하였으며 이 결과로부터 전계 적분 방정식을 수식화하였다. 갤러킨 모멘트법을 사용하여 전계 적분 방정식을 이산화 하였으며 기저함수의 선택은 수치 해석적 수렴을 고려하여 패치 위의 실제 전류밀도와 가장 유사한 형태인 정현적 기저함수를 선택하였다. 전사모의 실험 결과의 타당성을 검증하기 위해서 기존의 결과와 비교하여 일치된 결과를 얻었다. 공기 갭의 두께와 패치 길이, 이방성 비의 변화에 따른 공진 주파수가 제시되고 분석되었다.

ABSTRACT

Resonant frequency in rectangular microstrip patch antenna on uniaxial substrates with airgap is studied by using a rigorous full-wave approach and a moment method calculation. Dyadic Green function is derived for selected uniaxial material by constitutive relation. From these results, integral equations of electric fields are formulated. The electric field integral equations are discretized into the matrix form by applying Galerkin's moment method. Sinusoidal functions are selected as basis functions, which have fast numerical convergence because they resemble in the actual standing wave on the patch. To verify the validity of numerical result, we compare our result with existing one and get a good agreement between them. From the numerical results, the resonant frequencies in the variation of air gap, patch length and anisotropy ratio are presented and analyzed.

I. 서론

패치 안테나는 임의의 표면에 설치가 가능할 뿐만 아니라 저가이며 소형 경량이다. 또한 차지하는 면적이 작으므로 배열 형태로의 제작이 용이하며 고주파 집적회로와 함께 집적할 수 있는 등 여러 장점을 지니고 있기 때문에 이에 대한 연구가 활발하게 이루어져 왔다.^{[1]-[4]} 그러나 마이크로스트립 안테나의 여러 단점들 중 협대역의 문제는 실제 응용

에 있어서 심각한 제한을 주기 때문에 이러한 단점을 극복하기 위한 많은 연구가 이루어 왔다. 특히 광대역 특성을 얻는 한가지 방법으로 기판과 접지면 사이에 공기 갭이 도입되었다. 즉, 공기 갭은 하나의 안테나로 여러 개의 채널을 제공함으로써 광대역 특성을 가지며 공진 주파수의 범위를 조종할 수 있는 안테나로 동작하므로 이에 대한 많은 연구들이 수행되었다.^{[5]-[10]}

패치 안테나의 공진 주파수는 기판의 유전율과

* 인하대학교 전자공학과 통신공학연구소(g9641095@inhavision.inha.ac.kr)

논문번호 : 00260-0710, 접수일자 : 2000년 7월 10일

** 이 논문은 2000년도 두뇌한국21사업 핵심분야에 의하여 지원되었음.

층의 성질에 따라 크게 좌우되는 값으로서 등방성 매질의 기판인 경우에 대해서는 많은 연구가 이미 수행되어 왔다. 그러나 MMIC, MIC 등의 실제적인 기판들은 안테나들의 성능에 영향을 줄 수 있는 많은 양의 이방성 특성을 가지고 있으며^[11] 이들 기판의 특성이 회로나 안테나에 영향을 끼치므로 이방성 기판의 매질에 따른 공진 주파수에 대한 연구도 진행되어 왔다.^{[12]-[13]} 그러나 실제 기판의 이방성 특성이 공기 갭을 갖는 사각형 마이크로스트립 안테나의 공진 주파수에 어떤 영향을 미치는 지에 대해서는 아직 발표된 논문은 없다.

본 논문에서는 공기 갭을 갖는 일축성 기판 매질 위에 마이크로 스트립 패치 안테나의 공진 주파수에 대해서 연구하였다. 기판의 유전율은 이방성의 특성을 나타내기 위해 텐서(tensor)로 표시되었고, 접지면 위에 공기 갭을 삽입하여 주파수 조종(agility) 기능을 갖게 하였다. 전자계의 해석은 파수 영역에서의 그린함수와 갈러킨 모멘트 법을 사용하였고 사각 패치 위에 미지의 표면전류분포를 확장하기 위해 기저함수는 수렴속도가 빠른 정현적 함수를 사용하였다. 전사도의 실험 결과로부터 공기 갭의 두께 변화, 패치 길이, 이방성 비가 사각 마이크로스트립 패치 안테나의 공진 주파수에 끼치는 영향에 대해서 살펴보았다.

II. 본론

1. 구조

일축성 매질의 기판 아래에 공기 갭을 가진 사각형의 마이크로 스트립 패치의 형태를 그림 1과 같이 나타내었다. 접지면 위에 t만큼의 두께를 갖는 공기 갭이 존재하고 그 위에 두께 d이고 비 투자율이 1, 유전율 텐서가 $\bar{\epsilon}$ 인 일축성 매질의 기판이 존재하며 그 위에는 넓이가 W이고 길이가 L인 사각형 형태를 가진 패치가 존재한다. 그 패치 위에는 유전율이 ϵ_0 이고 투자율이 μ_0 인 자유공간이 존재한다. 일축성 기판의 유전율은 텐서이므로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

일축성 매질의 기판 유전율

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

여기서 $\epsilon_x = \epsilon_y$, 그리고 ϵ_x 와 ϵ_z 는 비유전율로 구성된다.

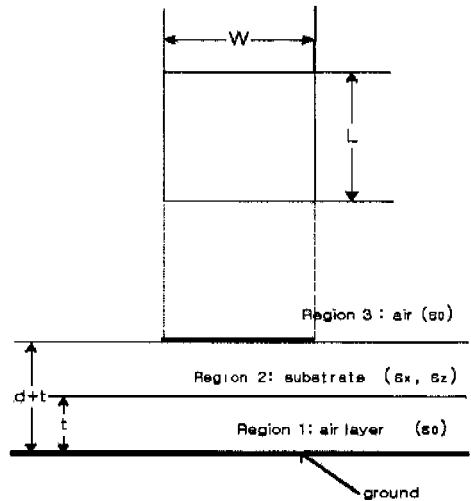


그림 1. 공기 갭을 갖는 이방성 기판위의 마이크로 스트립 안테나의 구조

2. 파수영역의 Green's Function 유도

파수 영역상의 그린함수를 유도하기 위해서는 계 안된 매질에서의 무한소 점 전류원의 형태를 고려해야 한다. 즉 그린함수는 점 전류원에 의한 전자계 응답을 의미하며 특정 전류원이 존재할 때의 전자계는 다음의 형태로 확장된다.^[14]

$$\bar{E}(\vec{r}) = -j\omega \mu \iiint dV \bar{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}(\vec{r}') \quad (2-a)$$

혹은

$$\bar{E}(\vec{r}) = -j\omega \mu \iint dS \bar{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}(\vec{r}') \quad (2-b)$$

여기서 V는 체적, S는 면적을 의미하며 전류밀도가 유한한 평면에서 체적과 면적으로 존재할 경우의 전계를 의미한다. 또한 푸리에 변환쌍은 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$E(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{ E^T(k_x, k_y, z) \exp(j(k_x x + k_y y)) dk_x dk_y \} \quad (3-a)$$

$$E^T(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{ E(x, y, z) \exp(j(k_x x + k_y y)) dx dy \} \quad (3-b)$$

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

$$\overline{E}^T(k_x, k_y, z) = -j\omega\mu_0 \overline{G}^T(k_x, k_y, z, z') \cdot \overline{F}(k_x, k_y, z') \quad (4)$$

위 방정식에서 (x', y', z') 는 전류원의 위치를 나타내며, (x, y, z) 는 관측점을 의미한다. 여기서 위치자 T 는 푸리에 변환 후의 함수를 나타내는데 사용된다. 따라서 파수영역의 전자계는 다음의 행렬로 표현된다.^[15]

$$\begin{bmatrix} E_x^T \\ E_y^T \\ E_z^T \end{bmatrix} = -j\omega\mu_0 \begin{bmatrix} G_{xx}^T & G_{xy}^T & G_{xz}^T \\ G_{yx}^T & G_{yy}^T & G_{yz}^T \\ G_{zx}^T & G_{zy}^T & G_{zz}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5)$$

여기서 F_x, F_y 는 \vec{J}_x, \vec{J}_y 의 푸리에 변환식이며 \overline{G} 는 $z=d$ 에서의 Dyadic 그린함수를 나타낸다. 첨자 중 뒤의 첨자는 다이폴의 편파 방향, 앞의 첨자는 전계의 편파방향을 의미한다. 제안된 구조에서 파수영역의 Dyadic 그린함수는 경계조건을 이용하여 구할 수 있다.^[16] 그 결과는 다음과 같이 다음과 같이 표현 할 수 있다.

$$G_{xx}^T = -\frac{j}{\omega\epsilon_0} \left[\frac{k_x^2 \epsilon_z k_b \sin(k_b d)}{\epsilon_x \beta^2 T_m} D_m + \frac{k_y^2 k_0^2 \sin(k_a d)}{\beta^2 T_e} D_e \right] \quad (6-a)$$

$$G_{xy}^T = -\frac{j}{\omega\epsilon_0} \left[\frac{k_x k_y \epsilon_z k_b \sin(k_b d)}{\epsilon_x \beta^2 T_m} D_m - \frac{k_x k_y k_0^2 \sin(k_a d)}{\beta^2 T_e} D_e \right] \quad (6-b)$$

$$G_{yy}^T = -\frac{j}{\omega\epsilon_0} \left[\frac{k_y^2 \epsilon_z k_b \sin(k_b d)}{\epsilon_x \beta^2 T_m} D_m + \frac{k_x^2 k_0^2 \sin(k_a d)}{\beta^2 T_e} D_e \right] \quad (6-c)$$

$$G_{yx}^T = G_{xy}^T \quad (6-d)$$

$$G_{zx}^T = G_{yz}^T = G_{zz}^T = 0 \quad (6-e)$$

여기서

$$T_m = \epsilon_x \cos(k_b t) [\epsilon_z k_1 \cos(k_b d) + j k_b \sin(k_b d)] + j \epsilon_z \sin(k_b t) \left[\frac{\epsilon_z}{\epsilon_x} k_b \cos(k_b d) + j \frac{\epsilon_x k_b k_1}{k_b} \sin(k_b d) \right]$$

$$T_e = \cos(k_1 t) [k_a \cos(k_a d) + j k_1 \sin(k_a d)] +$$

$$j \sin(k_a t) \left[\frac{k_a k_1}{k_a} \cos(k_a d) + j k_a \sin(k_a d) \right]$$

$$D_m = \epsilon_x k_b \cos(k_1 t) \sin(k_b t) +$$

$$j \epsilon_x \epsilon_z k_1 \sin(k_1 t) \sin(k_b t)$$

$$D_e = k_1 \cos(k_1 t) \sin(k_b d) +$$

$$j k_a \cos(k_b d) \sin(k_1 t)$$

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

$$k_1^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$$

$$k_3^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$$

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

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

이들 각 그린 함수의 계수들은 공기 갭의 두께를 0으로 놓으면 이방성 기판에 대해서 해석된 논문^[12]과 일치된 식을 얻을 수 있다. 위의 식들을 이용하여 파수영역의 해를 공간영역의 해로 변환하면 전자계 해는 다음과 같은 전계 적분방정식을 얻을 수 있다.

$$\vec{E}_x = \vec{a}_x \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (Q_{xx}^T F_x + Q_{xy}^T F_y) \cdot \exp(jk_x x + jk_y y) dk_x dk_y \quad (7-a)$$

$$\vec{E}_y = \vec{a}_y \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (Q_{yx}^T F_x + Q_{yy}^T F_y) \cdot \exp(jk_x x + jk_y y) dk_x dk_y \quad (7-b)$$

3. Galerkin 모멘트 법

위의 방정식들은 갈라킨 모멘트 방법^[17]을 사용하여 해석된다. 미지의 표면 전류 성분을 기저에 알고 있는 기저 함수들의 선형 급수 조합 형태로 표현하여 방정식을 이산화 시킨 후 가중치 함수를 곱해서 여러 개의 연립 방정식의 형태로 구성된 행렬 형태로 취하여 기저 함수들의 미지 계수를 구해주는 방법이다. 식(7)의 전계 적분 방정식은 갈라킨 모멘트 법을 사용하여 다음과 같은 행렬 방정식으로 이산화 된다.

$$\begin{bmatrix} (Z_{mm}^{xx})_{N \times N} & (Z_{mm}^{xy})_{N \times M} \\ (Z_{mm}^{yx})_{M \times N} & (Z_{mm}^{yy})_{M \times M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (I_m)_{N \times 1} \\ (I_y)_{M \times 1} \end{bmatrix} = \quad (8)$$

$$\begin{bmatrix} (V_m)_{N \times 1} \\ (V_y)_{M \times 1} \end{bmatrix}$$

여기서

$$Z_{mn} = \int_s \vec{J}_m \cdot \vec{E}_n ds$$

$$= \frac{jZ_0}{4\pi^2 k_0^2} \int \int F_m^* \cdot \bar{Q}^T \cdot F_n dk_x dk_y$$

이다. 전자계 현상 중 특정 구조물의 고유한 특성으로 인가된 전계값이 모두 자계로 변환되고 다시 이 자계값은 전계로 변환되는 경우가 있는데, 이러한 변화가 계속되어 외부의 유출 없이 그 값이 계속 저장되는 상태를 유지하게 되면, 이 때를 공진 상태라고 하며 그 주파수를 공진 주파수라 한다. 위의 (7)식을 이용한 공진의 해석은 외부의 소스를 인가하지 않은 상태에서 0 이 아닌 해를 갖는 경우로 구할 수 있는데 이는 [1] 행렬 값이 0임을 의미한다. 즉 위 식(8)은 자명해를 가져야 하며 결국 위 행렬식의 역행렬식 (9)가 0이 됨을 의미한다.

$$\text{Det} \begin{bmatrix} (Z_{km}^{xx})_{N \times N} & (Z_{km}^{xy})_{N \times M} \\ (Z_{km}^{yx})_{M \times N} & (Z_{km}^{yy})_{M \times M} \end{bmatrix} = 0 \quad (9)$$

이 시스템 방정식의 함수형태는 방사 손실을 고려한 허수부분을 포함하는 값을 가질 수 있다. 즉 해는 $f + jf_r$ 의 형태이며 f 는 공진 주파수를 의미하며, f_r 은 방사로 인한 에너지 손실을 의미한다.

III. 전사 모의 실험 결과 및 검토

1. 결과의 검증

이방성 성질이 사각 패치 안테나의 공진 주파수에 미치는 영향에 대해서 살펴보고자 한다. 이방성 비는 다음과 같이 정의한다

$$\frac{n_x}{n_z} = \sqrt{\frac{\epsilon_x}{\epsilon_z}} \quad (10)$$

여기서 ϵ_x 는 광축 방향에서의 비유전율이며 광축에 수직인 방향으로 $\epsilon_x = \epsilon_y$ 의 관계를 갖는 비유전율의 특성을 갖는다. 특히, 이방성 비가 1인 경우에는 등방성 매질의 경우이다. 공진 주파수를 구하기 위해서는 위의 (8)식의 행렬 성분에 대한 적분을 계산해야 하는데 미지의 전류분포는 논문^[13]에서 사용된 기저함수를 이용하였다. 기저 함수의 전류 밀도 분포는 $N=M=1$ 인 두 개의 정전적 기저 함수를 이용하여 구한 값이며 여러 가지 고차 모드를 고려한 값과 일치한 값을 얻었으며 계산 속도에서도 빠르게 수렴한다. 공진 주파수를 구하기 위해서는 식(8)에서 무한 이중 적분을 계산해야 하는데 극 좌표계의 변환과 가우시안 사분법을 이용하여 적분을 계

산하였다.^{[2][16]} 여기에서 무한적분은 k_0 의 수직배에 이르는 범위까지의 적분으로 근사화하였다^[7]. 이와 같은 결과가 존재할 수 있는 이유는 각 그런 함수가 k_0 의 수직배정도 값에서 상당히 작은 값을 갖게 되어 결국 특정 범위 이상의 적분에서 수렴하기 때문이다. 이때 적분범위의 선택은 오차와 수렴속도에 따라 결정되어야 한다.

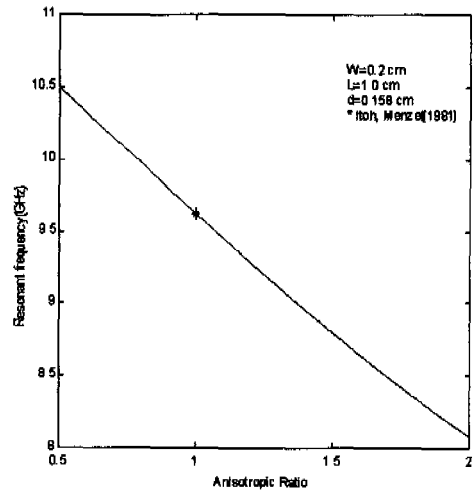


그림 2. 공기 겹의 두께가 0 일 경우 본 논문의 결과와 [1]의 논문에서의 결과 비교

그림 2는 본 논문의 타당성을 검증하기 위해서 공기층의 두께를 0으로 놓고 기관의 이방성 비를 0.5에서 2.0까지 변화시킴에 따라 얻어진 공진 주파수를 나타내고 있다. W의 길이를 0.2cm, L의 길이를 1.0cm로 놓았다. 기관 매질의 비유전율이 같은 경우인 ($n_x/n_z = 1$) 등방성 매질일 경우, 등방성 기관 위에 패치 안테나의 공진 주파수를 해석한 Itoh와 Menzel^[11] 결과와 정확히 일치하고 있음을 보여주고 있다. 여기서 *의 결과는 Itoh와 Menzel 논문 결과이다. 위 그림의 경우 ϵ_x 을 2.35로 고정시켜 놓고 ϵ_z 을 변화시킴으로서 이방성 비를 얻었고 이방성 비를 1.0에서 2.0으로 변화시킴에 따라 공진 주파수는 약 1.54GHz 혹은 16%변화가 발생한다는 것을 알 수 있었다.

그림 3은 마이크로 스트립 패치의 크기가 $L=8cm$, $W=16.8cm$ 이며 기관의 두께가 2.4mm이고 기관의 이방성 비가 0.5(Anisotropy ratio $AR = \epsilon_x/\epsilon_z = 1.15/2.3 = 0.5$)-양일축성 매질, 1 (등방성), 1.5 (Anisotropy ratio $AR = \epsilon_x/\epsilon_z = 3.45/2.3 = 1.5$)-음일축성 매질일 때 공기 겹의

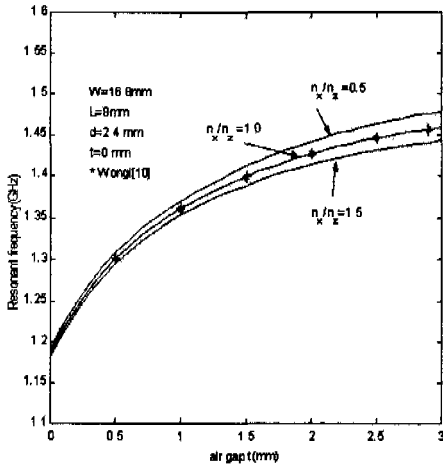


그림 3. 이방성 비($\epsilon_z = 2.3$)에 대해 공기 갭의 두께 변화에 따른 공진 주파수

두께 변화에 따른 공진 주파수의 변화를 나타내었다. 공기 갭을 가지고 기판의 매질이 등방성 일 경우 ($n_x/n_z = 1$), Wong^[10]에서 주어진 결과와 또한 잘 일치함을 알 수 있었다. 이방성 비는 ϵ_z 을 2.3으로 놓고 ϵ_x 을 변화시키므로서 얻었다. 그리고 공기 갭을 갖는 기판을 이방성 매질로 사용할 경우 등방성 매질일 경우와 비교한 결과를 보여주고 있다. 일축성 매질에 대한 다른 논문에서의 같이 양일축성 매질에서의 공진 주파수는 음 일축성 매질에서의 공진 주파수에 비해 더 높은 주파수로 이동하는 것을 알 수 있다.

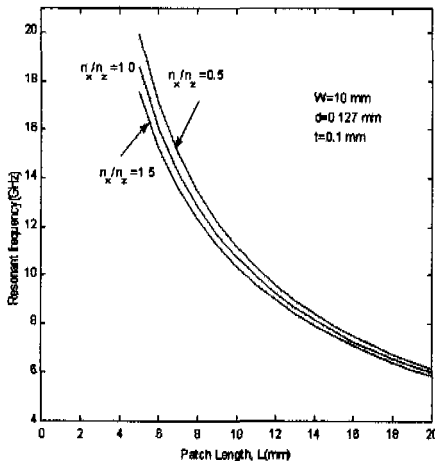


그림 4. W=10mm 일때의 이방성 비($\epsilon_x = 2.35$)에 대해 L의 길이의 변화에 따른 공진주파수

그림 4는 낮은 유전율을 갖는 이방성 비에 대해서 L길이의 변화에 따른 공진 주파수를 나타내고 있다. 공기층과 기판의 두께는 각각 0.1mm, 0.127mm이며 W의 길이를 10mm로 고정시켜 놓고 L의 길이를 5mm에서 20mm로 변화시키면서 전사모의 실험을 수행하였다. 기판의 이방성 비는 0.5에서 1.5까지 변화를 주었다. 양 일축성 매질($\epsilon_x = 1.175, \epsilon_z = 2.35$)일 때, 음 일축성 매질($\epsilon_x = 3.525, \epsilon_z = 2.35$)의 공진 주파수에 비해 더 높은 주파수로 이동하면서 L의 길이가 증가하면서 공진 주파수가 감소하는 것을 전사 모의 실험으로부터 알 수 있다. 즉, 양 일축성 매질일 경우에 L의 길이가 변화함에 따라서 공진 주파수는 등방성 매질에 비해 낮은 주파수로 이동하여 감소한다고 말할 수 있다. L의 길이가 5mm일 경우 이방성 비를 1.0에서 1.5으로 변화시키에 따라 공진 주파수는 약 2.4GHz 혹은 12%변화가 발생한다는 것을 알 수 있었다.

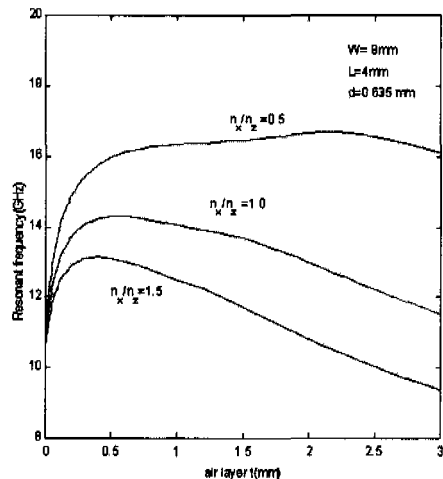


그림 5. W=8mm L=4mm일때의 이방성 비($\epsilon_z = 9.6$)에 대해 공기 갭의 변화에 따른 공진주파수

그림 5는 높은 유전율을 갖는 세 가지 이방성 비에 대해 공기 갭의 변화에 따른 공진 주파수를 나타내고 있다. 기판의 두께는 0.635mm이며, 이방성 비는 ϵ_z 을 9.6으로 놓고 ϵ_x 을 변화시키므로서 얻었다. 초기에 공기 갭이 증가함에 따라서 공진 주파수는 증가한다. 즉 음 일축성 매질에서와 같이 양의 일축성 매질에서도 $0 < t < 0.5$ 에서는 공진 주파수는 증가한다. 이것은 공기 갭의 존재로 인해 전체 기판의 유효 유전율이 감소하기 때문이다. 그러나 $t > 0.5$ 에서는 음 일축성 매질과 양 일축성 매질에

서 다른 특성을 보이고 있다. 양 일축성 매질에서는 공기 갭의 변화에 따라 공진 주파수는 큰 변화를 보이지 않았지만, 음 일축성 매질일 경우에는 공기 갭이 증가함에 따라 공진 주파수는 공진 주파수가 단조 감소하고 있다. 이것은 패치 아래 지역의 유효 유전율이 약간 변화하고 패치 아래 지역의 두께가 유효 유전율 보다 더 큰 영향을 줌으로서 나타난 결과라고 할 수 있다. 그림 6은 높은 유전율을 갖는 세 가지 이방성 비에 대해 패치 길에 따른 공진 주파수의 변화를 나타내고 있다. 공진 주파수의 차이는 있지만 유전율이 낮은 경우와 비슷한 형태의 결과가 얻어짐을 확인하였다. L의 길이가 5mm일 경우 이방성 비를 0.5에서 1.0로 변화시킴에 따라 공진 주파수는 약 3.9GHz 혹은 21%변화가 발생한다는 것을 알 수 있었다.

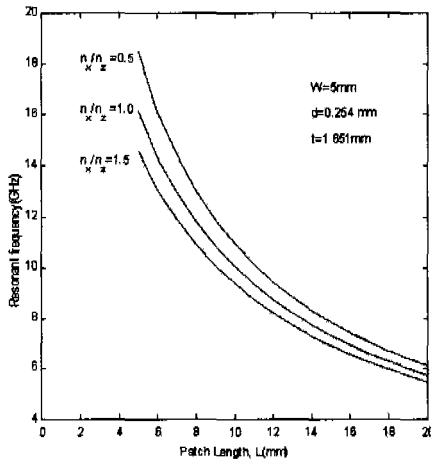


그림 6. W=5mm일 때 이방성 비($\epsilon_z = 9.6$)에 대해 L의 길이의 변화에 따른 공진 주파수

VI. 결론

본 논문에서는 공기층을 갖는 이방성 기판 위의 마이크로스트립 패치에 대한 공진 주파수를 해석하였다. 실제 MMIC나 MIC에서 사용되는 기판이 일축성 매질의 특성을 가지고 있으므로 정확한 공진 주파수를 구하기 위해 유전율이 텐서로 구성되어 있는 일축성 매질을 고려하였으며 또한 동작 주파수가 멀리 떨어져 있거나 동작 대역이 서로 다른 두 가지 이상의 서비스를 제공하고자 할 때 이동 특성을 가진 공기 갭 구조에서의 공진 주파수를 해석하였다. 이 해석을 위해서 파수영역의 Green 함수와 Galerkin 모멘트 법을 이용하였으며 이중 적분

의 계산은 극 좌표계의 변환을 이용하였고 가우시안 사분법을 이용하여 전산모의 실험을 수행하였다. 기판의 이방성 비, 공기 갭의 두께, 패치 길이에 대한 공진 주파수의 변화를 나타내었으며 본 논문의 결과들로부터 좀더 정확한 공진 주파수를 구할 수 있을 것이다.

참고 문헌

- [1] T. Itho, W. Menzel, "A Full-Wave Analysis Method for Open Microstrip Structure", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol 29, pp.63-67, 1981.
- [2] D. M. Pozar, "Input Impedance and Mutual Coupling of Rectangular Microstrip Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol 30, pp.1191-1196, 1982.
- [3] E. H. Newman and D. Forrai, "Scattering from a Microstrip Patch", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol AP-35, No.3, March, pp.245-251, 1987.
- [4] W. C. Chew and Q. H. Liu, "Resonance Frequency of a Rectangular Microstrip Patch", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol 36, pp.1045-1088, 1988.
- [5] K. F. Lee and J. S. Dahele, "Mode Characteristic of Annular-Ring and Circular-Disk Microstrip Antennas with and without an Airgaps," *IEEE/AP-S Int. Symp. Digest*, 1983, pp55-58.
- [6] K. F. Lee, K. Y. Ho, and J. S. Dahele, "Cavity-Model Theory of the Circular-disc Microstrip Antennas with an Air Gap," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol AP-32, pp.880-884, 1984.
- [7] F. Abboud, J. P. Damiano and A. Papiernik, "A New Model for Calculating the Input Impedance of Coax-Fed Circular microstrip Antennas with and without an Air Gaps," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp.1882-1885, 1990.
- [8] W. Y. Tam and K. M Luk, "Spectral Domain Analysis of Microstrip Antennas with an Airgap," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 3, pp.391-392, 1990.
- [9] W. Y. Tam and K. M Luk, "Spectral Domain

Analysis of Rectangular Microstrip Antennas with an Airgap," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 3, pp.391-392, 1992.

- [10] K. L. Wong and Y. T. Cheng. J. S. Row, "Analysis of a Cylindrical-Rectangular Microstrip Structure with an Airgap," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 42, No. 6, pp.1032-1037, June, 1994.
- [11] N. G. Alexopoulos, "Integrated-Circuit Structure on anisotropic substrate," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-33, pp.847-881, Oct. 1985.
- [12] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a Microstrip Patch on a Uniaxial Substrate," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 613-621, June 1987.
- [13] K. L. Wong, J. S. Row, C. W. Kuo and K. C. Huang "Resonance of a Rectangular Microstrip Patch on a uniaxial Substrate," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 41, No. 4, pp.698-701, April, 1993.
- [14] C. T. Tai., *Dyadic Green Functions in Electromagnetic Theory*, IEEE Press, 1994.
- [15] Z. F. Liu, "A Spectral-Domain Analysis of Microstrip Antenna Array Using Method of Moment: Theory & Experiment", *Journal of Electromagnetic Wave and Application*, vol. 12, pp.1471-1490, 1998.
- [16] T. Itoh., *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structure* Wiley, 1989.
- [17] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods* New York Macmillan, 1968.
- [18] Burden, Fes, *Numerical Analysis*, PWS Publishing, 1993.

윤 중 한(Joong Han Yoon)

정회원

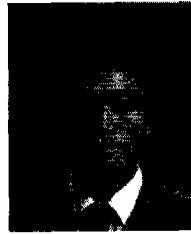


1994년 2월: 인하대학교
전자공학과 학사 졸업
1996년 8월: 인하대학교
전자공학과 대학원
전자통신공학 석사 졸업
1996년 9월~현재: 인하대학교
전자공학과 박사과정 수료

<주관심 분야> 전자장 이론 및 산란, 패치 안테나.

이 상 목(Sang Mok Lee)

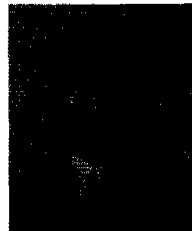
정회원



1984년 2월: 한국항공대학교
항공전자공학과 졸업
1986년 2월: 한국항공대학교
항공전자공학과 대학원
졸업
1996년 8월: 현재 인하대학교
전자공학과 박사과정 수료
1990년 3월~현재: 재능대학 정보통신과 부교수
<주관심 분야> 광통신공학, 안테나 설계.

안 규 철(Gyoo Chul An)

정회원



1988년 2월: 인하대학교
전자공학과 졸업
1986년 2월: 인하대학교
전자공학과 대학원 졸업
1990년 1월~1993년 2월: LG
정보통신 중앙연구소
주임연구원

1993년 10월~1996년 2월: 한국체육과학연구원
1993년 3월~현재: 인하대학교 전자공학과 박사과정
수료
1996년 3월~현재: 안산1대학 전자통신과 조교수
<주관심 분야> 전자장, 광집적회로, 비선형 광학,
Optical fiber communication.

곽 경 섭(Kyung-Sup Kwak)

정회원



1977년 2월: 인하대학교
전기공학과 학사졸업
1979년 2월: 인하대학교
전기공학과 석사졸업
1981년 12월: 미국 University
of Southern California
전자공학과 석사 졸업

1988년 2월: 미국 University of Southern California
통신이론 및 시스템 박사
1988년 2월~1989년 2월: 미국 Hughes Network
Systems 연구원
1989년 2월~1990년 3월: 미국 IBM Network
Analysis Center 연구원
1995년 1월~1999년 12월: IEEE Seoul Section 총무
이사
1995년 1월~현재: 통신학회 상임이사
2000년 3월~현재: 인하대학교 정보통신전문대학원 원장
<주관심 분야> 위성 및 이동 통신, 멀티미디어 통신