

# 주기적 마이크로스트립 위상 배열의 특성 해석

조영수\*, 김동현\*, 이상설\*

\*한양대학교 전자·전기공학부

( Tel: 290-0361, Fax: 281-9912 )

## Analysis of the Periodic Microstrip Phased Array Antenna

(Young-Soo Cho·Dong-Hyun Kim·Sang-Seol Lee)

### ABSTRACT

This paper presents calculated results for the infinite phased arrays of the probe-fed rectangular microstrip patches. A numerical model that is based on a rigorous Green's function and Galerkin solutions is described. In an arbitrary scan plane, the input impedance and the input reflection coefficient versus the scan angle are calculated. The effects of substrate parameters on the phased array antenna are considered. The scan blindness phenomenon due to the surface wave is observed and the input impedance bandwidth in the arbitrary scan plane is calculated.

### 1. 서 론

최근 기술이 급속히 발전함에 따라 레이다나 통신 씨스템에서 신속한 트레킹과 순간적 방향탐지가 가능한 안테나가 요구되고 있다. 이러한 순간적으로 변화하는 신호 조건에 적용하기 위해서는 마이크로스트립 위상 배열 안테나(Phased Array Antenna)가 필요하다. 특히 마이크로스트립 위상 배열 안테나는 단순한 평면 뿐만 아니라 항공기나 미사일 같은 곡면에도 적용이 가능해 그 적용 범위가 무궁무진하다.

마이크로스트립 위상 배열 안테나는 단일 소자로 사용했을 경우와는 달리 표면파(Surface wave)의 영향으로 스캔 블라인드니스가 발생한다. 또한 스캔 대역

폭이 좁은 단점이 있다. 이런 배열 안테나를 해석하는 방법으로는 요소-대-요소 접근 방법(element-by-element approach), 무한한 주기적 구조 접근 방법(infinite periodic structure method) 그리고 유한한 주기적 구조 접근 방법(finite periodic structure method)이 있다. 본 논문에서는 상호 간섭(mutual coupling)을 고려하는 무한한 주기적 구조 접근 방법을 사용한다.

### 2. 주기적 그린 함수

그림 1은 E-면 방향으로 간격이  $a$ 이고 H-면 방향으로 간격이  $b$ 인 미소 쏘스를 갖는 무한한 주기적 배열 구조이다.  $r, s$ 번째 쏘스의 위치는 다음과 같다.

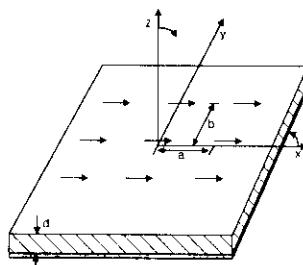


그림 1. 무한한 주기적인 배열의 구조

$$x_r = x_0 + ra \quad (1)$$

$$y_s = y_0 + sb \quad (2)$$

여기서  $r, s$ 는 정수이고, 범위는  $-\infty < r, s < \infty$

이다. 각  $\theta, \psi$ 에서 스캔할 때, r, s번째 쏘스에서의 전류는 다음과 같은 위상차를 갖는다.

$$e^{-jk_0(r\cos\theta + s\sin\phi)} \quad (3)$$

$$u = \sin\theta\cos\phi \quad (4)$$

$$v = \sin\theta\sin\phi \quad (5)$$

식 (6)은  $x_0, y_0$ 에 q 방향으로 단일 미소 전기 전류가 존재할 때  $x, y$ 에서의 p 방향 전계를 나타낸다.

$$E_{pq} = \frac{-jZ_0}{4\pi^2 k_0} \int \int_{-\infty}^{\infty} G_{pq}(k_x, k_y) e^{jk_1(x-x_0)} e^{jk_1(y-y_0)} dk_x dk_y \quad (6)$$

여기서 스펙트럼 영역에서의 그린함수와 기타 함수식들은 다음과 같다.

$$G_{xx} = \frac{(\epsilon_r k_0^2 - k_x^2) k_2 \cos k_1 d}{T_e T_m} \sin k_1 d + \frac{j k_1 (\epsilon_r k_0^2 - k_x^2) \sin k_1 d}{T_e T_m} \sin k_1 d \quad (7)$$

$$G_{yy} = \frac{(\epsilon_r k_0^2 - k_y^2) k_2 \cos k_1 d}{T_e T_m} \sin k_1 d + \frac{j k_1 (\epsilon_r k_0^2 - k_y^2) \sin k_1 d}{T_e T_m} \sin k_1 d \quad (8)$$

$$G_{xz} = G_{zx} = \frac{-j k_x k_2 \sin k_1 d}{k_1 T_m} \quad (9)$$

$$G_{yz} = G_{zy} = \frac{-j k_y k_2 \sin k_1 d}{k_1 T_m} \quad (10)$$

$$T_m = \epsilon_r k_2 \cos k_1 d + j k_1 \sin k_1 d \quad (11)$$

$$T_e = k_1 \cos k_1 d + j k_2 \sin k_1 d \quad (12)$$

$$k_1^2 = \epsilon_r k_0^2 - \beta^2 \quad (Im(k_1) < 0) \quad (13)$$

$$k_2^2 = k_0^2 - \beta^2 \quad (Im(k_2) < 0) \quad (14)$$

$$\beta^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (15)$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad (16)$$

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} \quad (17)$$

### 3. 모먼트 법의 적용

수학적으로 간략화하기 위해, 그린 함수를 다이애

닉 형태로 표현한다.

$$\begin{aligned} \bar{G} = & \hat{x} G_{xx} \hat{x} + \hat{x} G_{xy} \hat{y} + \hat{x} G_{xz} \hat{z} + \hat{y} G_{yx} \hat{x} \\ & + \hat{y} G_{yy} \hat{y} + \hat{y} G_{yz} \hat{z} + \hat{z} G_{xz} \hat{x} + \hat{z} G_{zy} \hat{y} \\ & + \hat{z} G_{zz} \hat{z} \end{aligned} \quad (18)$$

식 (6)에 Poisson-합 공식을 적용하면 다음과 같이 간단히 계산된다.

$$\bar{E} = \frac{-jZ_0}{abk_0} \sum_r \sum_s \bar{G}(k_x, k_y) e^{jk_1(x-x_0)} e^{jk_1(y-y_0)} \quad (19)$$

경계조건을 나타내는 전계 적분 방정식(EFIE)은 다음과 같다.

$$\vec{E}_{\tan}^{inc} = -\vec{E}_{\tan}^{scat} = -\int \int_{S_0} \bar{E} \cdot \vec{J} ds \quad (20)$$

여기서  $\vec{E}_{\tan}^{inc}$ 는  $z=d$ 에서 금전되는 프로우브 쏘스에 의한 전계이고  $\vec{J}$ 는 폐지에서의 벡터 전계 표면 전류 밀도이다.

표면 전류  $\vec{J}$ 는 다음과 같은 기저 함수의 집합으로 나타낸다.

$$\vec{J}(x_0, y_0) = \sum_j I_j \vec{J}_j(x_0, y_0) \quad (21)$$

식 (21)을 식 (20)에 대입하고 테스트 함수  $\vec{J}_j$ 를 곱해 표면 S에 대해 적분하면 다음과 같다.

$$\int \int_{S_0} \vec{J}_j \cdot \vec{E}_{\tan}^{inc} ds = -\sum_j I_j \int_{S_0} \int_{S_1} \vec{J}_j \cdot \bar{E} \cdot \vec{J}_j ds ds \quad (22)$$

임피던스 행렬과 전압 벡터는 다음과 같이 정의된다.

$$Z_{ij} = -\int \int_{S_0} \int_{S_1} \int_{S_2} \vec{J}_i \cdot \bar{E} \cdot \vec{J}_j ds ds \quad (23)$$

$$V'_i = \int \int_{S_0} \vec{J}_i \cdot \vec{E}_{\tan}^{inc} ds \quad (24)$$

여기서 첨자 t는 식 (24)가 테스트 모드에 의한 것임을 나타낸다. 식 (19)를 이용해서 식 (23), (24)의 값을 구한다.

전개 모드의 후리에 변환은 다음과 같다.

$$\vec{F}_i(k_x, k_y) = \int \int_{S_0} \vec{J}_i(x_0, y_0) e^{jk_x x_0} e^{jk_y y_0} dx_0 dy_0 \quad (25)$$

알지 못하는 전개 모드의 계수  $I_j$ 는 식 (26)에서 구한다.

$$\sum_j Z_{ij} I_j = V_i \quad (26)$$

프로우브에서의 입력 임피던스는 다음과 같이 계산된다.

$$Z_{in} = -\frac{1}{I_p^2} \int_0^h \hat{z} \cdot \vec{E}^{scat} dz \quad (27)$$

이때  $h < \lambda_0$  이므로,  $I_p$ 는 프로우브에서 일정하다고 가정하고 그 값을 1A로 정한다. 식 (27), (21), (20)과 (19)로부터 다음을 얻는다.

$$Z_{in} = -\sum_j I_j V_j^e \quad (28)$$

$$V_j^e = -\frac{jZ_0}{abk_0} \sum_m \sum_n [G_{zx} \hat{x} + G_{zy} \hat{y}] \cdot \vec{F}_j e^{jk_x x_j} e^{jk_y y_j} \quad (29)$$

식 (29)는 전개 모드에 근거를 둔다.

위에서 구해진 해는 스펙트럼 영역에서의 갤러킨 해이다. 단일 패치의 프로우브 리액턴스는 영향이 거의 없기 때문에, 본 논문에서는 프로우브의 자기 리액턴스(self reactance)를 무시한다.[1]

#### 4. 전개 모드/테스트 모드

본 논문에서는 기저함수를 전영역 기저함수 (EB:Entire domain Basis function)로 선택한다.

$$\vec{J}_i = \hat{x} \cos \frac{q\pi}{W} (y + \frac{W}{2}) \sin \frac{p\pi}{L} (x + L/2) \quad (30)$$

$$\vec{J}_i = \hat{y} \sin \frac{q\pi}{W} (y + \frac{W}{2}) \sin \frac{p\pi}{L} (x + L/2) \quad (31)$$

여기서  $p, q$ 는  $x, y$  방향으로 전류가 변화하는 횟수를 나타내는 정수 값이다. 이런 모드의 후리에 변환은 식 (25)로부터 구한다. 수치적 수렴을 위해 E-면(plane) 영역을 스캔할 때 4개의 보드를 사용한다.

갤러킨-형식(Galerkin-type)의 해[1], [6]에서 엣지 조건은 불필요하므로 앞에서 사용된 모드에는 이 조건을 적용하지 않는다.

#### 5. 스캔 블라인드니스(Scan blindness)

스캔 블라인드니스는 전력이 배열에 전혀 전달되지

않는 배열 공진(Resonance) 상태를 말한다. 기판 인쇄된 배열 안테나의 경우, 유전체 슬랩위의 마이크로스트립 패치에 의한 표면파에 의해 이런 현상이 발생한다.

표면파는 Floquet 모드(mode) 전파 상수  $\beta$ 가 표면파 전파 상수  $\beta_{sw}$ 와 같을 때 발생한다.

$$\beta_{sw}^2 = \beta^2 = (\frac{2\pi r}{a} + k_0 u)^2 + (\frac{2\pi s}{b} + k_0 v)^2 \quad (32)$$

여기서  $\beta_{sw}$ 는 마이크로스트립이 존재할 때 표면파의 전파 상수이다. 그러나 실제로 이러한 로딩/loading) 효과는 매우 작아서 마이크로스트립이 없을 때의 전파 상수로 대체될 수 있다.

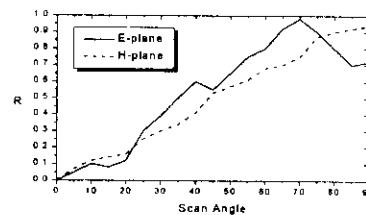


그림 2. 주기적인 배열 안테나의 반사 계수

$$(\epsilon_r = 12.8, d = 0.02 \lambda_0, a = b = 0.5\lambda_0, L = 0.17\lambda_0, W = 0.01\lambda_0)$$

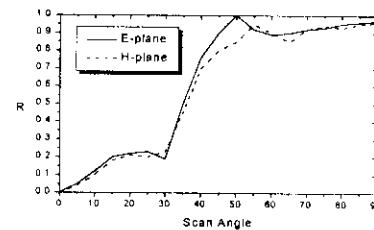


그림 3. 주기적인 배열 안테나의 반사계수

$$(\epsilon_r = 2.55, d = 0.058 \lambda_0, a = b = 0.5\lambda_0, L = 0.24\lambda_0, W = 0.2\lambda_0)$$

#### 6. 수치해석 및 고찰

그림 2는  $\epsilon_r = 12.8, d = 0.02\lambda$  일 때, E-면과 H-

면에서의 반사계수를 나타낸다. 이때  $\beta_{sw}/k_0 = 1.007$ 이다. 따라서 그림 3보다 브로드 쌔이드방향에서 더 멀리 떨어진 스캔 각도에서 블라인드 지점이 발생한다. 그림 3은  $\epsilon_r = 2.55$ ,  $d = 0.058\lambda$  일 때의 반사계수를 나타낸다.

그림 4는  $d = 0.02\lambda_0$  일 때 입력 임피던스 대역폭을 나타낸다.  $\Gamma = 0.2$ 를 기준으로 브로드 쌔이드에서의 입력 임피던스 대역폭은 대략 6%이다. 그림 5는  $d = 0.05\lambda_0$  일 때의 입력 임피던스 대역폭을 나타내는데 여기서는 14.5%이다. 따라서 유전체의 두께가 두꺼울수록 임피던스 대역폭이 넓어짐을 알 수 있다.

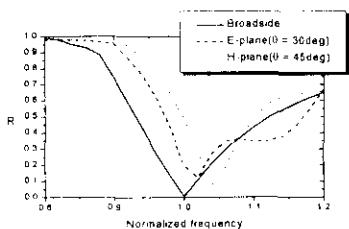


그림 4. 주파수에 따른 반사 계수  
( $d = 0.02\lambda_0$ )

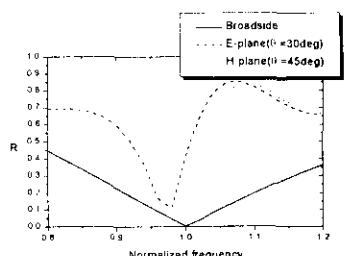


그림 5. 주파수에 따른 반사 계수  
( $d = 0.05\lambda_0$ )

## 7. 결 론

프로우브로 급 전하는 주기적 위상 배열 안테나에 대한 그린 함수를 유도하고 보먼트 법을 적용하였다. 이로부터 스캔 각도에 따른 입력 임피던스와 반사계수

를 계산하였다. 일반적으로 유전체의 두께가 두꺼울수록 스캔 블라인드니스는 브로드 쌔이드 방향에 가깝게 발생한다. 또한  $\Gamma = 0.2$ 를 기준으로 유전체의 두께에 따른 입력 임피던스 대역폭을 계산하였다. 이러한 대역폭은 같은 조건일 때, 유전체의 두께가 두꺼울수록 넓어짐을 알 수 있다.

향후 주기적 위상 배열 안테나의 스캔 블라인드 현상과 입력 임피던스 대역폭 개선을 위해 스택드(stacked) 위상 배열 안테나에 대한 연구가 필요하다. 또한 항공기나 미사일에 적용 가능한 비 평면 위상 배열 안테나에 대한 연구도 필요하다.

## 참고 문헌

- [1] D. M. Pozar, "Input impedance and mutual coupling rectangular microstrip antennas," *IEEE Transactions on Antenna and Propagation*, vol. AP-30, No. 6, pp. 1191-1196, Nov. 1982.
- [2] D. M. Pozar, "Scan blindness in infinite phased arrays of printed dipoles," *IEEE Transactions on Antenna and Propagation*, vol. AP-32, No. 6, pp. 602-610, Jun. 1984.
- [3] D. M. Pozar, "Scanning characteristics of infinite arrays of printed Antenna subarrays," *IEEE Transactions on Antenna and Propagation*, vol. 40, No. 6, pp. 666-674, Jun. 1992.
- [4] R. J. Mailloux, *Phased array antenna handbook*, Artech House, 1994
- [5] Warren L. Stutzman and Gary A. Thiele, *Antenna theory and design*, John Wiley & Sons, 1981
- [6] M. D. Deshpande and M. C. Bailey, "Input impedance of microstrip antennas," *IEEE Transactions on Antenna and Propagation*, vol. AP-30, pp. 645-650, Jul. 1982.