

위상 배열 안테나의 임피던스 정합에 관한 연구

(A Study on the Impedance Matching of Phased Array Antennas)

河 憲 兌*, 金 世 潤*

(Huen Tae Ha and Se Yun Kim)

要 約

본 논문에서는 유전체 마개와 유전체 덮개로 충전된 구형 도파관들이 평면상에 무한 배열된 안테나의 임피던스 정합 특성을 연구하였다. 여러가지 관련 변수들이 위상 배열 안테나의 정합에 미치는 영향을 반사계수들을 수치계산 함으로써 조사하였다. 임피던스 정합 개선과 표면파 공진 효과에 대해서도 검토하였다.

Abstract

The impedance matching properties of infinite planar arrays of rectangular waveguides with dielectric plug loading and sheath covering are studied here. The effects of several involved parameters on the impedance matching of the phased array antenna are investigated by calculating the reflection coefficients numerically. The improvement of impedance matching and the appearance of forced surface wave resonances are also discussed.

I. 서 론

위상 배열 레이더 시스템에 대해서는 이미 오래전부터 선진국에서는 군사적인 목적을 위해 수많은 연구를 통한 이론적인 체계화가 이루어졌으며¹⁻⁵⁾ 이를 바탕으로 다양한 형태로 제작한 3차원 레이더 시스템들이 실제 상황에서 운용되고 있다.⁶⁾ 본 논문에서는 우리나라에서도 장차 위상 배열 레이더 시스템을 제작하기 위한 장기적인 계획하에 수립된 장기 기초 연구과제의 일환⁷⁾으로 전자파 복사체인 위상 배열 안테나의 임피던스 정합특성에 의한 이론적인 해석과 수치계산을 수행하였다.

위상 배열 안테나의 복사체는 보통 다이폴(dipole)이나 도파관을 사용하는데, 전자기적인 해석상의 어려움을 피하기 위하여 본 논문에서는 직사각형의 도파관 단면이 단순히 절단된 복사체들이 직사각형 격자(grid) 형태로 무한히 배열된 경우를 해석 모델로 취하였다. 이 경우 위상 배열 안테나의 해석은 전자기적인 관점에서 보아 구조적인 특이성(singularity)을 갖는 도파관 절단면에 관한 경계치 문제(boundary value problem)가 된다. 도파관내의 전자파는 도파관 모우드로 전개하고, 도파관 외부의 플로켓(Floquet) 모우드로 전개하여 도파관 절단면에서의 단면방향 전개성분에 대한 적분 방정식을 유도하였다. 특히 외부 전자파 여건에 따른 영향으로 부터 도파관을 보호하거나 위상 배열 안테나의 전기적인 특성 조절을 위해 사용되는 도파관 내부에 삽입하는 유전체 마개와 도파관 외부 전면에 부착하는 일종의 레이돔(radome)인 유전체 덮개 등이 안테나의 임

*正會員, 韓國科學技術研究院 應用電子研究室

(Appl. Electron. Lab., KIST)

接受日字: 1991年 12月 13日

피던스 정합 특성에 미치는 영향을 반사계수를 수치 계산함으로써 살펴보았다.

II. 도파관 단면 전계에 관한 적분 방정식

본 논문에서 다룬 위상 배열 안테나는 그림1과 같이 가로 a, 세로 c인 직사각형 도파관들이 z축과 나란한 방향으로 z=0 지점에서 절단되어 가로축인 x 방향으로 b 간격, 세로축인 y 방향으로 d 간격으로 z=0인 평면에 무한히 배열되어 있다고 한다. 그리고 그림2와 같이 각각의 직사각형 도파관에 비유전율이 ϵ_1 이고 깊이가 h인 유전체로 된 마개가 끼워져 있고, 위상 배열 안테나 전체는 비유전율이 ϵ_2 이고 두께가 g인 유전체로 된 덮개가 씌워져 있다고 한다. 그리고 $z < -h$ 인 도파관 내부나 $z > g$ 인 공간 모두 공기로 채워져 있다고 가정하였다. 직각 좌표의 원점을 임의의 한 도파관 절단면의 중심으로 취하고, 이 도파관으로부터 x축으로 sb, y축으로 td만큼 떨어진 곳에 중심이 있는 단면적 S_{st} 내에 있는 도파관을 (s, t) 번째 도파관이라고 한다. 이때 z=0의 도파관 단면중 임의의 (s, t) 번째 소영역 S_{st} 는 도파관 단면인 S'_{st} 와 그 주변의 도체 평면 S''_{st} 로 구성되어 있다. 그러나 많은 경우 도파관 단면 S'_{st} 의 일부를 도체 평판으로 막는다. 따라서 임의의 소영역 S_{st} 는 그림3과 같이 도파관 단면의 일부 영역만으로 구성된 개구면 $S_{st}^{(1)}$ 와 나머지 도체 평판으로 막힌 폐구면인 영역 $S_{st}^{(2)}$ 로 구성된다고 한다.

본 논문에서 사용한 시간함수는 $e^{j\omega t}$ 로 취하였다. 또한 도파관내에서 인가되는 전자파는 z=0인 도파관 절단면에서 충분히 멀리 떨어져 있다고 하여 전 원쪽으로 반사되는 파는 재반사되지 않는다고 가정한다. 이때 각 도파관내에 인가되는 전원의 크기는 일정하고, 다만 위상만 달라서 (s, t) 번째 도파관에서는 (0, 0) 번째 도파관에 비해 $e^{-j(\mathbf{s}\mathbf{r}\mathbf{x} + \mathbf{t}\mathbf{r}\mathbf{y})}$ 와 같은 차이가 있다고 가정한다.

1. 도파관 내부 단면 전개

그림1에서 보인 무한개의 도파관들은 구조적으로 모두 동일하므로 도파관내의 전자파는 모두 동일한 모우드 전개로 표현된다. 따라서 (0, 0) 번째 도파관 내에서 z방향으로 구조적인 변화가 없으므로 p=1인 TE_{qr} 모우드와 p=2인 TM_{qr} 모우드의 $\pm z$ 방향 변화를 $e^{\pm j\beta_{qr}z}$ 로 표현한다.

$$\beta_{qr} = \sqrt{k_2^2 - \left(\frac{q\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{r\pi}{c}\right)^2} \quad (1)$$

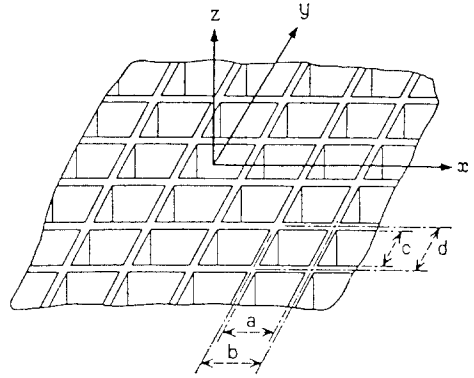


그림 1. 직사각형 도파관의 직사각형 격자 형태의 무한 배열 구조

Fig. 1. A geometry of infinite planar array of rectangular waveguides.

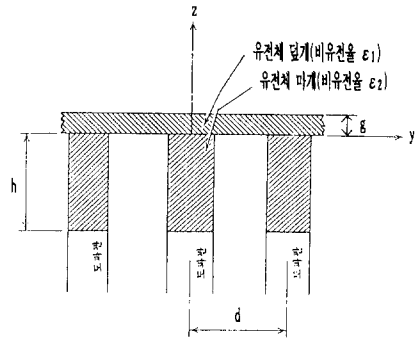


그림 2. 유전체 마개 및 유전체 덮개 구조

Fig. 2. The structures of dielectric plug loading and sheath covering.

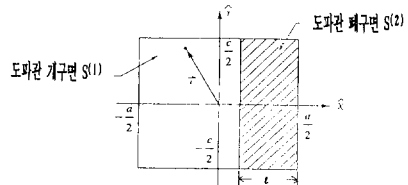


그림 3. 도파관 개구면에서의 도파관 개구면의 도체판 덮개 구조

Fig. 3. The structure of conducting plate covering at the aperture of waveguides.

이때 도파관 단면 전계 \mathbf{E}_{ω} 와 단면 자계 \mathbf{H}_{ω} 는 각각 다음과 같이 주어진다.

$$\mathbf{E}_{\nu\rho} = \sum_{q=0}^{\infty} \sum_{r=0}^{\infty} \Phi_{\rho qr}(x, y) [A_{\rho qr} e^{-j\beta_{qr}z} + B_{\rho qr} e^{+j\beta_{qr}z}] \quad (2)$$

$$-\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_{\nu\rho} = \sum_{q=0}^{\infty} \sum_{r=0}^{\infty} \Gamma_{\rho qr} \Phi_{\rho qr}(x, y) [A_{\rho qr} e^{-j\beta_{qr}z} - B_{\rho qr} e^{+j\beta_{qr}z}] \quad (3)$$

여기서 $A_{\rho qr}$ 과 $B_{\rho qr}$ 은 임의의 상수이며, $\Phi_{\rho qr}$ 과 $\Gamma_{\rho qr}$ 은 다음과 같다.

$$\Phi_{1qr} = \frac{\tau}{\sqrt{ac}} \frac{1}{\sqrt{k^2 - \beta_{qr}^2}} \left[x_0 \frac{r\pi}{c} \cos \frac{q\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2}\right) \sin \frac{r\pi}{c} \left(y + \frac{c}{2}\right) - y_0 \frac{q\pi}{a} \sin \frac{q\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2}\right) \cos \frac{r\pi}{c} \left(y + \frac{c}{2}\right) \right] \quad (4)$$

$$\Phi_{2qr} = \frac{\tau}{\sqrt{ac}} \frac{1}{\sqrt{k^2 - \beta_{qr}^2}} \left[x_0 \frac{q\pi}{a} \cos \frac{q\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2}\right) \sin \frac{r\pi}{c} \left(y + \frac{c}{2}\right) + y_0 \frac{r\pi}{c} \sin \frac{q\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2}\right) \cos \frac{r\pi}{c} \left(y + \frac{c}{2}\right) \right] \quad (5)$$

$$\Gamma_{1qr} = \frac{\beta_{qr}}{\omega\mu}, \quad \Gamma_{2qr} = \frac{\omega\epsilon}{\beta_{qr}} \quad (6)$$

이때 τ 는 $\Phi_{\rho qr}$ 이 단위 크기의 상호직교(orthonormal) 함수가 되도록 한 것으로서 q 나 r 중 하나가 0일 때는 $\sqrt{2}$, 둘다 0이 아닐 때는 2가 된다. 그리고 직사각형 도파관내에서는 TEM 모우드가 존재하지 않으므로 $q=r=0$ 일 때는 $\mathbf{E}_{\nu\rho}$ 과 $\mathbf{H}_{\nu\rho}$ 모두 0이다.

그런데 그림2와 같이 직사각형 도파관내에 비유전율이 ϵ_1 이고 깊이가 h 인 막대가 있으므로 $z \leq -h$ 영역에서의 전자파와 $-h \leq z \leq 0$ 인 영역에서의 전자파를 각각 모우드 전개형태로 구한 뒤 $z = -h$ 면에서 경계조건을 만족시킴으로서 입사파에 의한 경계면 전자파를 구할 수 있다. 여기서 각 구간의 전자파는 $p=1$ 인 TE 모우드와 $p=2$ 인 TM 모우드의 합으로 표현된다. 기호의 편지상 p, q, r 에 관계없이 $i=1, 2, 3, \dots, \infty$ 로 번호를 붙이기로 하며 $+z$ 방향으로 전파되는 입사파가 $i=1, 2, \dots, J$ 까지 있다고 가정한다. 이 경우 $z=0^-$ 에서의 접선 성분 전자파를 정리하여 나타내면 다음과 같다.

$$-\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_1(x, y, 0^-) = \sum_{i=1}^J U_i A_i \Phi_1(x, y) - \iint_{S'_{00}} dx' dy' \sum_{i=1}^{\infty} V_i \Phi_1(x, y) \Phi_1(x', y') \cdot \mathbf{E}_1(x', y', 0^-), \quad \text{in } S'_{00} \quad (7)$$

여기서 U_i 와 V_i 는 다음과 같이 주어진다.

$$U_i = \Gamma_{1e1} \frac{2\Gamma_i}{\Gamma_{1e1} \cos(\beta_{ie1} h) + j\Gamma_i \sin(\beta_{ie1} h)} \quad (8)$$

$$V_i = \Gamma_{1e1} \frac{\Gamma_i + j\Gamma_{1e1} \tan(\beta_{ie1} h)}{\Gamma_{1e1} + j\Gamma_i \tan(\beta_{ie1} h)} \quad (9)$$

이 때 β_{ie1} 과 Γ_{ie1} 은 각각 유전체내의 i 번째 모우드의 z 방향 전파상수와 특성 임피던스를 나타낸다.

2. 도파관 외부 단면 전개

실제 그림1과 2의 위상 배열 안테나는 구조적으로 매우 복잡하지만 그 구조가 주기적인 특성을 가지며 $z=0$ 인 평면에 무한히 배열되어 있을뿐만 아니라 각 도파관에 입사되는 입사파 역시 주기적인 위상 변화 특성만을 가지므로 도파관 외부의 전자파에 대해 잘 알려진 플로켓 이론을 적용할 수 있다.

먼저 기호의 편지상 p, m, n 에 관계없이 각각의 모우드를 $l = -\infty, \dots, 0, \dots, \infty$ 로 표현하기로 하고 $0 \leq z \leq g$ 영역의 전체 접선 성분 전자파 \mathbf{E}_t 와 $-\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_t$ 를 써보면 다음과 같다.

$$\mathbf{E}_t(x, y, z) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \Omega_l(x, y) A_l [e^{-j\Lambda_{le2}z} + R_l e^{+j\Lambda_{le2}z}] \quad (10)$$

$$-\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_t = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \Omega_l(x, y) Y_{le2} A_l [e^{-j\Lambda_{le2}z} - R_l e^{+j\Lambda_{le2}z}] \quad (11)$$

또한 $z \geq g$ 영역의 단면 전자파 성분들은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\mathbf{E}_t(x, y, z) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \Omega_l(x, y) C_l e^{-j\Lambda_l z - \kappa} \quad (12)$$

$$-\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_t(x, y, z) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \Omega_l(x, y) Y_l C_l e^{-j\Lambda_l z - \kappa} \quad (13)$$

여기서 Λ_{li} 은 $z \geq g$ 인 공기중의, 그리고 Λ_{le2} 는 $0 \leq z \leq g$ 의 유전체 덮개내에서의 z 방향 전파상수이다. 이때 $p=1$ 인 플로켓 TE 및 $p=2$ 인 TM 모우드들은 다음과 같다.

$$\Omega_{1mn} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{bd}} \frac{k_{ym}x_0 - k_{xm}y_0}{\sqrt{k^2 - \Lambda_{mn}^2}} e^{jk_{xm}x + k_{ym}y}, & k_{xm} \neq 0 \text{ or } k_{ym} \neq 0 \\ \frac{1}{\sqrt{bd}} x_0, & k_{xm} = 0 \text{ and } k_{ym} = 0 \end{cases} \quad (14)$$

$$\Omega_{2mn} = \begin{cases} \frac{1}{bd} \frac{k_{xm}x_0 + k_{ym}y_0}{\sqrt{k^2 - \Lambda_{mn}^2}} e^{jk_{xm}x + k_{ym}y}, & k_{xm} \neq 0 \text{ or } k_{ym} \neq 0 \\ \frac{1}{\sqrt{bd}} y_0, & k_{xm} = 0 \text{ and } k_{ym} = 0 \end{cases} \quad (15)$$

$$Y_{1mn} = \frac{\Lambda_{mn}}{\omega\mu}, \quad Y_{2mn} = \frac{\omega\epsilon}{\Lambda_{mn}} \quad (16)$$

여기서

$$A_{mn} = \sqrt{k^2 - k_{xm}^2 - k_{yn}^2} \quad (17)$$

$$k_{xm} = \frac{2\pi m - \Psi_x}{b}, \quad k_{yn} = \frac{2\pi n - \Psi_y}{d} \quad (18)$$

식(10)-(13)으로부터 $z=0^+$ 에서의 접선 성분 전자파 성분은 구한 다음, 양변에 $\Omega_i^*(x, y)$ 를 곱하여 적분한 뒤 정리하면 $-\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_t$ 에 대한 적분 방정식을 얻을 수 있다.

$$-\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_t(x, y, 0^+) = \iint_{S_{00}^{(1)}} dx' dy' \sum_{i=1}^{\infty} W_i \Omega_i(x, y) \Omega_i^*(x', y') \cdot \mathbf{E}_t(x', y', 0^+) \quad (19)$$

여기서 Ω_i^* 은 Ω_i 의 공액 복소량이며, W_i 은 다음과 같다.

$$W_i = Y_{iez} \frac{Y_i + jY_{iez} \tan(\Lambda_{iez} g)}{Y_{iez} + jY_i \tan(\Lambda_{iez} g)} \quad (20)$$

3. 적분 방정식 유도

$z=0$ 의 도파관 단면 구조를 갖을 경우 $z \leq 0$ 에서의 전자파와 $z \geq 0$ 에서의 전자파간에 다음과 같은 경계 조건을 만족해야 한다.

$$\mathbf{E}_t(x, y, 0^-) = \mathbf{E}_t(x, y, 0^+), \quad \text{in } S_{00}^{(1)} \quad (21)$$

$$\mathbf{H}_t(x, y, 0^-) = \mathbf{H}_t(x, y, 0^+), \quad \text{in } S_{00}^{(1)} \quad (22)$$

$$\mathbf{E}_t(x, y, 0^-) = \mathbf{E}_t(x, y, 0^+) = 0, \quad \text{in } S_{00}^{(2)} \quad (23)$$

먼저 식(22)의 조건을 만족시키기 위해, 식(7)과 식(19)에서 구한 자계간에 다음과 같은 관계를 만족해야 한다.

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^J U_i A_i \Phi_i(x, y) - \iint_{S_{00}^{(1)}} dx' dy' \sum_{i=1}^{\infty} V_i \Phi_i(x, y) \\ & \Phi_i(x', y') \cdot \mathbf{E}_t(x', y', 0^-) \\ & = \iint_{S_{00}^{(1)}} dx' dy' \sum_{i=1}^{\infty} W_i \Omega_i(x, y) \Omega_i^*(x', y') \cdot \\ & \mathbf{E}_t(x', y', 0^+) \end{aligned} \quad (24)$$

식(24)에서 양변의 적분항의 적분구간은 $S_{00}^{(1)}$ 으로 바꿀 수 있다. 왜냐하면 식(23)에서 보인바와 같이 $S_{00}^{(1)}$ 영역이외의 영역에서는 단면 방향의 전계가 영이 되기 때문이다. 또한 식(24)의 양변의 피적분 함수들인 $\mathbf{E}_t(x, y, 0^-)$ 와 $\mathbf{E}_t(x, y, 0^+)$ 는 식(21)의 조건으로 부터 적분 구간 $S_{00}^{(1)}$ 내에서는 같다. 따라서 이를 $\mathbf{E}_t(x, y, 0)$ 로 나타내어 정리하면 최종적으로 다음과 같은 적분 방정식을 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned} & \sum_{p=1}^J \sum_{q=1}^J \sum_{r=1}^J U_{pqr} A_{pqr} \Phi_i(x, y) = \iint_{S_{00}^{(1)}} dx' dy' \left[\sum_{p=1}^J \sum_{q=1}^J \sum_{r=1}^J \right. \\ & V_{pqr} \Phi_{pqr}(x, y) \Phi_{pqr}(x', y') + \sum_{p=1}^J \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \\ & W_{pmn} \Omega_{pmn}(x, y) \Omega_{pmn}^*(x', y') \left. \right] \cdot \mathbf{E}_t(x', y', 0), \\ & \text{in } S_{00}^{(1)} \end{aligned} \quad (25)$$

III. 반사계수 계산 알고리즘

식(25)는 특수한 경우를 제외하고는 해석적인 방법으로 \mathbf{E}_t 를 구할 수 없다. 따라서 수치 계산 기법을 적용하기 위해 \mathbf{E}_t 를 다음과 같이 유한한 갯수의 급수로 표현하여야 한다.

$$\mathbf{E}_t(x, y, 0) = \sum_{m=1}^M \alpha_m \mathbf{B}_m(x, y) \quad (26)$$

여기서 $\mathbf{B}_m(x, y)$ 를 선택하는 방법은 무수히 많지만 수치 계산상의 오차를 줄이기 위해서는 식(25) 우변의 적분이 해석적으로 가능한 형태의 함수를 취해야 한다. 본 논문에서는 도파관 내부의 전자파를 표현하기 위해 사용한 모우드 함수인 $\Phi_m(x, y)$ 를 선택하기로 한다. 이 경우의 식(26)을 식(25)에 대입한 후 Φ_m 의 단위 크기의 상호 직교하는 성질을 이용하여 적분하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{i=1}^J U_i A_i \delta_{in} = \sum_{m=1}^M [V_m \delta_{mn} + \sum_{i=-N_1}^{N_1} W_i P_m P_{im}^*] \alpha_m \quad (27)$$

여기서 P_{im}^* 는

$$P_{im}^* = \iint_{S_{00}^{(1)}} \Omega_i^*(x, y) \cdot \Phi_m(x, y) dx dy \quad (28)$$

으로 P_{in} 은 P_{in}^* 의 공액 복소수이다. 식(27)의 1첨자가 있는 항은 무한대의 급수가 필요하지만 수치 계산을 위해서 $(2N_1+1)$ 개의 항으로 하였다. 식(27)에서 n 을 1부터 M 까지 취하여 $M \times M$ 행렬 방정식을 만든 다음 역행렬로 행렬방정식을 풀어 α_m 들을 구하면 된다. 다음 식(26)을 모우드 전개 형태로 표현된 \mathbf{E}_t 와 단순 비교함으로써 식(2)로부터 반사계수인 입사파에 대한 반사파의 비를 구할 수 있다.

IV. 수치계산 결과 및 검토

1. 수치계산의 유용성

그림1에서 $c=d$ 인 도파관 내에 $\Psi_y=0$ 인 TE_{10} 모우드의 입사파가 인가되었다고 생각하자. 이 경우 도파관내의 전계는 x 의존성만 갖는 \mathbf{y}_0 성분만 존재하게 되는데 $c=d$ 이므로 y 축의 도체벽은 입사파를 전

혀 산란시키지 못하므로 y 축 방향으로의 불연속 도체벽은 없는 것과 마찬가지이다. 또한 그림1의 위상 배열 안테나에서 $a=b$ 일 때 $\Psi_y=0$ 인 TE_{10} 모우드의 입사파가 인가되면 무한 배열된 평행 평판 도파관에 TE_{10} 모우드가 여기되는 문제와 같아진다. 이러한 구조를 H평면 주사(H-plane scan), 구조라고 하며 식(25)와 같은 적분 방정식을 만들 수 있는데, 이 경우의 적분 방정식은 Wiener-Hopf 방법을 적용하여 해석적으로 풀 수 있음이 잘 알려져 있다.⁸⁾

본 논문에서의 관심은 이러한 특수 구조에서 정확한 해로 구한 반사계수에 제 III장에 주어진 알고리즘을 사용하여 구한 수치 계산값이 얼마나 접근하는가이다. 반사계수를 구할 시 도파관내의 모우드 갯수와 도파관 외부의 플로켓 모우드 갯수를 무한개로 취할 수 없으므로 적절한 갯수로 제한하여야 한다. 그림1과 같은 구조에서 $a=b=c=d=0.6205\lambda$ (파장), $\Psi_x=0$, TE_{10} 모우드 입사시의 정확한 반사계수는 약 0.25614인데, 제 III장의 알고리즘을 이용하여 도파관 갯수 $M=10, 15, 20$ 개일 때 플로켓 모우드 갯수 N 을 10부터 100개까지 증가시키면서 구한 반사계수의 변화를 그림4와 5에 보였다. 먼저 그림4는 반사계수의 세기를 그린 것으로 플로켓 모우드 갯수가 약 20개

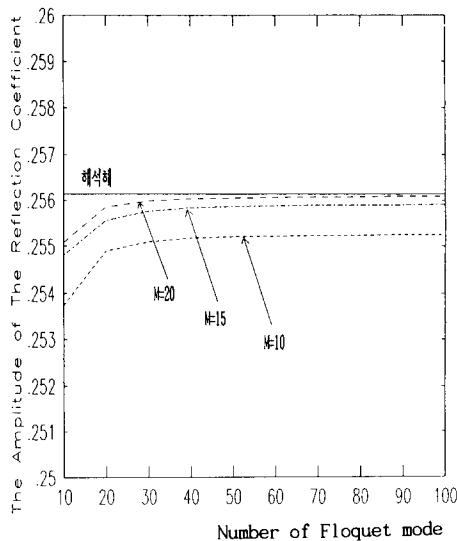


그림 4. H-평면 주사 구조에서 $\Phi_x=0$ 일 때의 정확한 반사계수 크기와 여러개의 모우드로 수치계산한 값과의 비교

Fig. 4. A comparison between the amplitude of exact reflection coefficient at $\Phi_x=0$ for H-plane scan and the numerical values for different numbers of modes.

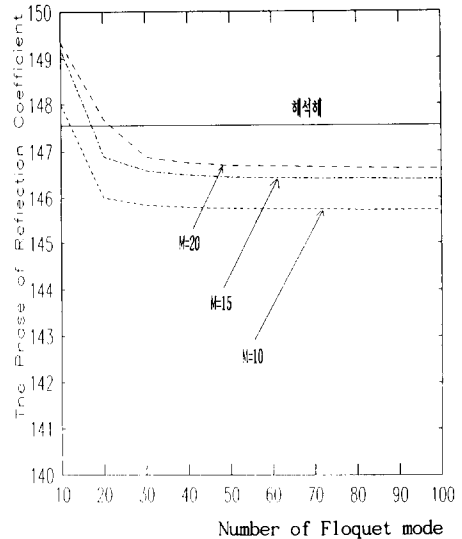


그림 5. H-평면 주사 구조에서 $\Phi_x=0$ 일 때의 정확한 반사계수 위상과 여러 개의 모우드로 수치계산한 값과의 비교

Fig. 5. A comparison between the phase of exact reflection coefficient at $\Phi_x=0$ for H-plane scan and the numerical values for different numbers of modes.

이상이면 거의 일정한 값으로 정해지며, 도파관 모우드 갯수가 증가할수록 정확한 반사계수 값에 급속도로 접근함을 볼 수 있다. 따라서 도파관 모우드 20개와 플로켓 모우드 40개로 수치계산하여 구한 반사계수 값은 약 0.256으로 정확한 반사계수와의 0.1% 이내의 미소한 차이밖에 나지 않음을 알 수 있다. 그림5는 반사계수의 위상변화를 그린 것으로 도파관 모우드 20개와 플로켓 모우드 40개로 수치계산한 위상은 정확한 반사계수 위상과 약 1° 이내의 오차만 갖음을 확인할 수 있다.

2. 기본 구조의 반사계수

그림1에서 도파관 내에 인가되는 입사파는 주파수 $f=3\text{GHz}$ 인 TE_{10} 모우드로서 도파관 단면은 $a=b=0.6305\lambda$ 인 정사각형이고, 도파관들은 $b=d=0.6729\lambda$ 인 정사각형 격자구조로 취하였다. 그림2에서 $z=0$ 인 도파관 절단면에서의 유전체 마개는 비유전율 $\epsilon_1=1.0$ 이고 마개 두께는 $h=0.0\lambda$ 이라고 하고, 도파관 전면의 덮개는 비유전율 $\epsilon_2=1.0$ 이고 두께는 $g=0.0\lambda$ 라고 두었다. 따라서 유전체 마개와 덮개 없는 경우를 기본 구조로 취하였다. 또한 그림3에서 $l=0$ 인 도체판 덮개가 없을 경우를 기본 구조로 삼았다.

그림6은 기본 구조에서 Ψ_x 와 Ψ_y 를 각각 0° 부터 180° 까지 변화시킬 경우 반사계수 크기를 나타낸 것으로, 도파관 모드 32개와 플로켓 모드 80개로 계산한 결과이다. 그림6에서 $\Psi_y=0^\circ$ 일 때 Ψ_x 만 0° 부터 180° 까지 변화시킬 때의 반사계수 변화는 $b/\lambda = 0.6729$ 로 $1/2$ 보다 커서 Ψ_x 가 일정한 각 이상에서는 주 빔(main lobe) 이 외에 또 하나의 부수적인 빔(grating lobe)도 $+z$ 방향으로 전파하기 때문에 반사계수는 도리어 줄어들게 된다. 그런데 $\Psi_x=0$ 일 때 Ψ_y 를 0° 에서 180° 까지 변화시키면 Ψ_y 가 약 180° 일 경우 완전반사에 가까워 짐을 알 수 있다. 여기서 다루는 위상 배열 안테나는 $a=b, c=d$ 인 정사각형 도파관 단면과 정사각형 격자구조를 갖고 있어 Ψ_x 를 바꾸거나 Ψ_y 를 바꾸어도 같은 반사계수를 줄 것 같지만, 입사파가 TE₁₀ 모드로서 x방향과 y방향으로의 도파관 단면 전계 성분들이 서로 같지 않다. 특히 $\Psi_x=0^\circ, \Psi_y=108^\circ$ 에서는 도파관 간의 상호결합(mutual coupling)이 크게 일어나 $+z$ 방향으로 에너지를 거의 전달시키지 못하는 차단 현상(blindness) 때문에 반사계수가 커지게 된다.

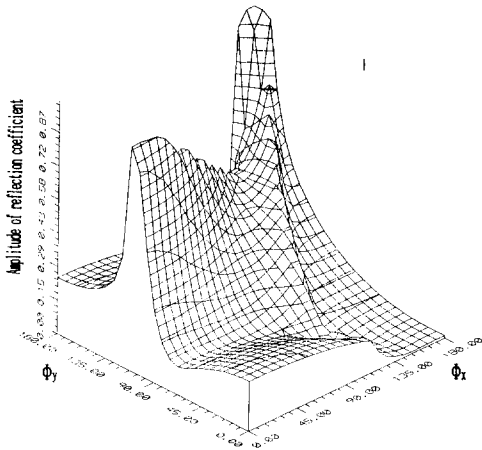


그림 6. 기본 구조의 위상 배열 안테나에서 반사계수 크기 분포

Fig. 6. Amplitudes distribution of reflection coefficients calculated numerically for the canonical structure.

3. 구조 변수의 영향

그림7은 도파관 x축 길이 a를 기본값인 0.6305λ 보다 줄여서 $a=0.6065\lambda$ 로 취하면 반사계수의 크기가 늘어나고 $a=6498\lambda$ 로 키우면 도리어 반사계수가 줄어들음을 볼 수 있다. 이는 a가 커질수록 입사파인

TE₁₀ 모드에 대해 $z=0$ 인 도파관 절단면에서 정합이 더 잘됨을 나타내는데, Ψ_x 가 약 120° 이상에서는 주 빔 이외에 부수적인 빔 중 하나로 $+z$ 방향으로 복사하기 때문에 반사계수는 복잡한 양상을 띄게 된다.

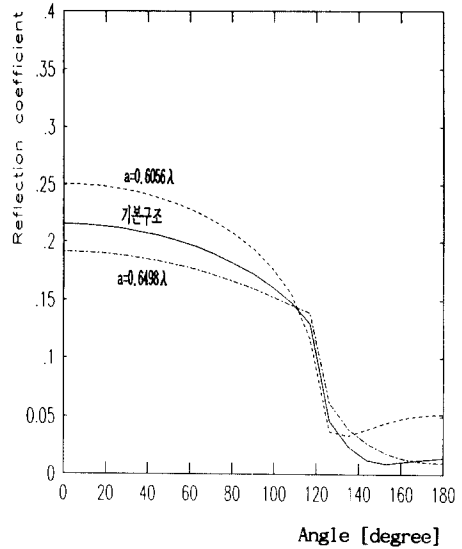


그림 7. 도파관 x방향 길이 a를 변화시킬 때의 반사계수의 크기

Fig. 7. Amplitudes of reflection coefficients for different values of a.

그림8은 도파관 y축 길이 c를 바꿀 때의 반사계수 크기 변화를 그린 것으로, c가 늘어나면 정합이 잘되어 반사계수가 줄어들음을 볼 수 있다. 그런데 그림7과 8을 비교해 보면 반사계수의 변화는 도파관 y축 길이 c보다 x축 길이인 a가 더욱 민감함을 알 수 있다. 이는 입사파가 TE₁₀ 모드로서 단면전계가 y축 방향 변화보다 x축 방향의 변화가 심하므로 a의 변화에 대해 반사계수가 더욱 민감하게 변하기 때문이다.

그림9는 $z=0$ 인 도파관 절단면 중 $a/2 - l \leq x \leq a/2$ 인 영역을 도체판으로 막을 경우의 반사계수 크기를 수치계산한 결과를 보여준다. 즉 도파관 x축 길이의 10%와 20%를 막을 경우는 반사계수가 급격히 증가함을 볼 수 있다. 이는 입사파인 TE₁₀ 모드가 이들 도체판에 의해 강한 반사가 일어나기 때문이다.

그림10은 x축 배열 간격인 b를 기본 값인 0.6729λ 보다 줄여서 $b=0.6494\lambda$ 로 취할 경우와 $b=0.6936\lambda$

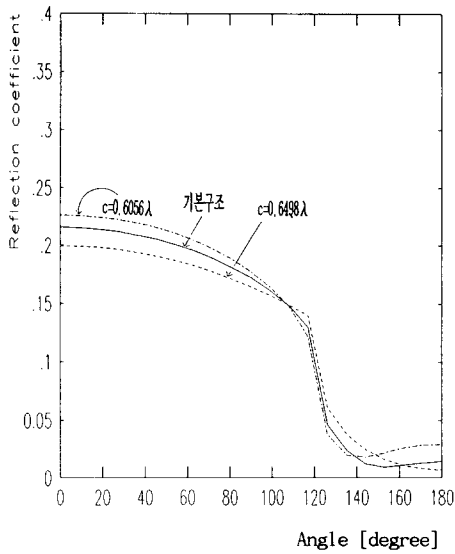


그림 8. 도파관의 y방향 길이 c를 변화시킬 때의 반사계수의 크기
 Fig. 8. Amplitudes of reflection coefficients for different values of c.

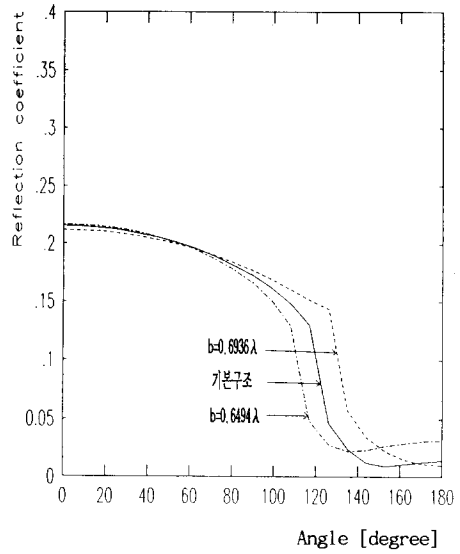


그림 10. 도파관의 x방향 배열간격 b를 변화시킬 때의 반사계수의 크기
 Fig. 10. Amplitudes of reflection coefficients for different values of b.

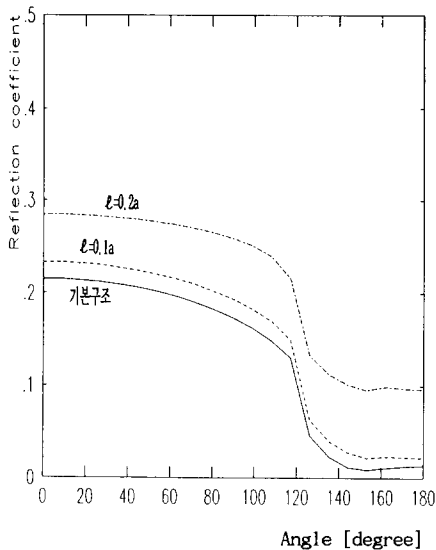


그림 9. 도파관의 +x 방향에서 길이 l인 도체판으로 막을 때의 반사계수 크기
 Fig. 9. Amplitudes of reflection coefficients for different values of l.

로 늘릴 경우의 반사계수 크기를 그린 것으로, b가 커질수록 Ψ_x 가 큰 값에서 반사계수가 줄어들음을 알 수 있다. 이는 b가 늘어나면 주 빔 이외에 부수적인

빔인 $|T_x| < 1$ 인 영역에 들어올 수 있는 Ψ_x 가 커져야 하기 때문이다.

그림11은 y축 배열 간격인 d를 기본값인 0.6729λ로 부터 늘리거나 줄일 때의 반사계수를 계산한 것으로, d가 늘어날수록 반사계수가 조금 늘어남을 볼 수 있다. 그림10과 11을 비교해 보면 배열 간격 b와 d의 영향이 서로 다름을 알 수 있다. 즉 그림11과 같이 y축 배열 간격인 d가 커질 경우 반사계수에 미치는 영향은 마치 그림8에서 처럼 도파관의 y축 단면 길이인 c가 줄어들었을 때와 유사하지만, 그림10과 같이 x축 배열 간격인 b가 변할 경우와 도파관의 x축 단면 길이인 a가 변할 경우의 반사계수인 그림7과는 변화 양상이 서로 다르다. 이는 a가 커지면 유효 면적이 커져서 +z 방향으로의 복사량이 많아져 반사계수가 줄어들지만, b가 커지면 배열 간격이 늘어나 부수적인 빔이 +z 방향으로 복사하기가 더욱 어려워지게 되는 차이 때문이다.

위상 배열 안테나에 사용되는 유전체 구조물은 두 가지로서 도파관 내부에 삽입하는 마개와 절단면에 부착하는 일종의 레이돔(radome)인 덮개가 있다. 그림12는 마개의 비유전율이 2.0일 때 마개길이 h를 0.3λ까지 늘렸을 때의 반사계수 변화를 비교하였다. 그림12에서 마개 길이가 0.0인 경우는 마개가 없을 때, 즉 기본 구조에서 반사계수를 나타낸다. 그림12

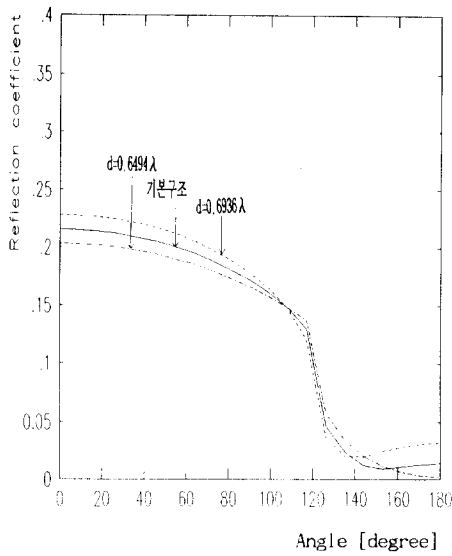


그림 11. 도파관의 y방향 배열간격 d를 변화시킬 때의 반사계수의 크기
 Fig. 11. Amplitudes of reflection coefficients for different values of d.

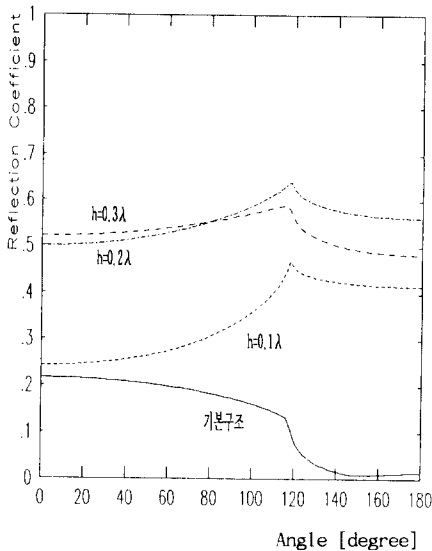


그림 12. 비유전율이 2.0인 유전체 마개의 길이 h를 변화시킬 때의 반사계수 크기
 Fig. 12. Amplitudes of reflection coefficients for different values of h with $\epsilon_r=2.0$

에서 마개의 길이가 증가하면 Ψ_x 가 120° 이내인 주 빔만 +z 방향으로 전파시의 반사계수가 급속도로 증가함을 볼 수 있는데, 이는 도파관내의 유전체 경

계면에서의 반사가 점차 증가하기 때문이다. 그런데 Ψ_x 가 120° 보다 큰 경우 기본구조에서는 주 빔 이외에 또 다른 하나의 부수적인 빔도 +z방향으로 복사하여 반사계수가 거의 0에 가깝게 되지만, 유전체 마개가 존재하면 마개가 있는 도파관 내의 전파(propagation) 모우드가 TE_{10} 이외에 다른 고차 모우드도 가능하므로 반사계수는 늘어나게 된다.

그림13은 유전체 덮개의 비유전율을 2.0으로 두고 덮개의 두께를 0.3λ 까지 늘어가면서 Ψ_x 에 대한 반사계수 크기 변화를 그린 것이다. 덮개 두께가 0.1λ 인 경우는 유전체 마개의 경우와 유사하게 반사계수가 증가함을 볼 수 있지만, 두께가 0.3λ 일 경우에는 약 95° 근방에서 거의 완전반사가 일어남을 볼 수 있다. 이를 자세히 살펴보기 위해 유전체 덮개 외부의 자유공간에서 H-평면 주사를 위한 m번째 플로켓 모우드의 +z 방향 전파 상수를 Λ_m 이라고 하면 식 (17)로 부터 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\Lambda_m = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left[\frac{m - \Psi_x/2\pi}{b/\lambda} \right]^2} \quad (29)$$

그런데 유전체 덮개 내에서는 비유전율 ϵ_r 때문에 전파상수 Λ_m^ϵ 은 다음과 같이 주어진다.

$$\Lambda_m^\epsilon = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r - \left[\frac{m - \Psi_x/2\pi}{b/\lambda} \right]^2} \quad (30)$$

기본 구조에서 $b=0.6305\lambda$ 이므로 $m=0$ 일 때는 $|\Psi_x| = \pi$ 내에서 항상 Λ_0 는 양수를 갖게되어 주 빔은 +z 방향으로 전파된다. 그러나 $m=1$ 인 모우드는 $\pi > \Psi_x > 2\pi(1-b/\lambda)$ 에서만 +z 방향으로 전파된다. 그런데 흥미로운 것은 유전체 덮개 내에서는 $m=1$ 인 모우드가 $\pi > \Psi_x > 2\pi(1-\sqrt{\epsilon_r} b/\lambda)$ 에서 +z 방향으로 전파하게 되어 실제 $2\pi(1-b/\lambda) > \Psi_x > 2\pi(1-\sqrt{\epsilon_r} b/\lambda)$ 영역에서는 $m=1$ 인 모우드가 유전체 덮개 내에서는 전파되지만 유전체 밖인 자유공간에서는 +z 방향으로 전파되지 않음을 알 수 있다. 따라서 이러한 Ψ_x 영역에서는 $m=1$ 에 해당되는 모우드는 마치 유전체 덮개내에 존재하는 표면파(surface wave)와 같이 볼 수 있다. 그림13에서 유전체 덮개 길이가 0.3λ 일 때 $\Psi_x=95^\circ$ 근방에서 반사계수 크기가 1인 것은 이러한 표면파의 존재 때문이다. 그림13에서 알 수 있듯이 유전체 덮개의 두께가 0.1λ 와 같이 얇으면 완전반사는 일어나지 않음을 볼 수 있다. 따라서 유전체 덮개내의 표면파에 의한 반사계수 패턴상의 일종의 공진(resonance) 효과인 완전반사 현상은 덮개의 두께가 일정이상이어야 하며, 반사계수가 1인 지

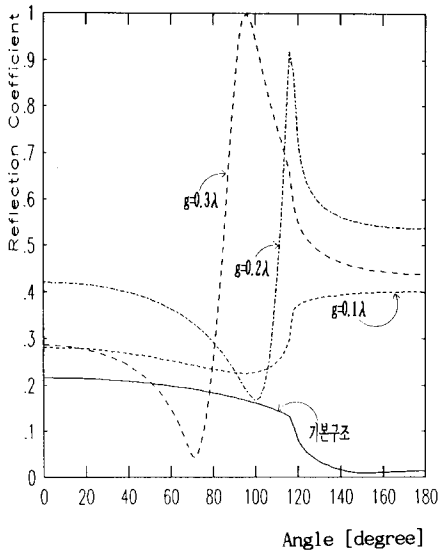


그림 13. 비유전율이 2.0인 유전체 덮개의 길이 g 를 변화시킬 때의 반사계수의 크기
 Fig. 13. Amplitudes of reflection coefficients for different values of g with $\epsilon_2=2.0$

점은 거의 $\Psi_x=2\pi(1-b/\lambda)$ 이며, 덮개의 비유전율이 커질수록 완전반사가 일어나는 Ψ_x 지점이 더욱 0° 쪽으로 다가가는 현상이 일어남을 알 수 있다.

V. 결 론

본 논문에서는 기본 구조의 위상 배열 안테나에 대해 도파관의 가로 및 세로 길이, 가로 및 세로 방향의 배열 간격, 도파관 개구면의 도체 덮개 크기, 유전체 마개의 비유전율과 두께, 유전율 덮개의 비유전율과 두께 등과 같은 변수들을 각각 기본 구조로부터 증감시킬 때의 반사계수 변화를 수치계산하였다.

본 연구에서의 수치계산 결과 위상 배열 안테나가 갖는 다음과 같은 흥미로운 현상들을 볼 수 있었다. 첫째, 주 빔 이외에 부수적인 빔도 방사되는 선형 위상차가 존재하며, 배열 간격이 늘어날수록 더 큰 선형 위상차가 필요함을 알 수 있다. 특히 가로 방향

의 위상차에 대해 도파관 상호간의 결합(coupling) 현상 때문에 주 빔만 방사시의 반사계수가 0이 안되지만, 부수적인 빔도 방사시는 반사계수가 거의 0에 가까운 완전 정합(matching) 상태가 됨을 알 수 있다. 둘째, 세로 방향의 특정한 위상차에 대해 반사계수가 1인 즉 완전반사가 발생하며, 이 때의 복사패턴은 해당되는 주 빔의 세기가 0인 차단(blindness) 현상이 생기게 된다. 이러한 차단 현상도 도파관 간의 상호 결합 때문에 발생하며, 위상 배열 안테나의 구조가 바뀌면 차단 현상이 일어나는 위치도 바뀔 수 있었다. 셋째, 유전체 마개나 덮개를 사용시 차단 현상을 억제하기도 하며, 일정 두께나 비유전율을 갖는 유전체내에서는 자체 공진이 일어나 특정 위상차를 줄 경우 부분적으로 반사계수가 커지는 현상을 볼 수 있었다.

參 考 文 獻

- [1] Special Issue on Electronic Scanning, *Proc. IEEE*, vol. 56, no. 11, 1968.
- [2] A. Oliner and G. Kittel, Eds., *Phased-Array Antennas*. Dedham, MA: Artech House, 1972.
- [3] N. Amitay, V. Galindo, and C.P. Wu, *Theory and Analysis of Phased Array Antennas*. New York: Wiley Interscience, 1972.
- [4] L. Stark, "Microwave theory of phased-array antennas-A review," *Proc. IEEE*, vol. 62, no. 12, pp. 1661-1701, 1974.
- [5] R.J. Mailloux, "Phased array theory and technology," *Proc. IEEE*, vol. 70, no. 3, pp. 246-291, 1982.
- [6] E. Brookner, Ed. *Aspects of Modern Radar*. Dedham, MA: Artech House, 1988.
- [7] 김세운, 하헌태, "위상 배열 안테나의 해석에 관한 연구," 한국과학기술연구원 수탁과제 보고서, 1991년 12월.
- [8] C.P. Wu and V. Galindo, "Properties of a phased array of rectangular waveguides with thin walls," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-14, no. 2, pp. 163-172, 1966.

著 者 紹 介

河 憲 兌 (正會員) 第28卷 A編 第9號 參照
 현재 한국과학기술연구원 응
 용전자 연구실 연구원

金 世 潤 (正會員) 第28卷 A編 第9號 參照
 현재 한국과학기술연구원 응
 용전자연구실 선임연구원