

유전체로 채워진 유한한 주기적인 슬롯을 갖는 평행평판 도파관 누설과 안테나의 해석 : E-편파

(Analysis of dielectric-filled-parallel-plate waveguide with finite number of periodic slots as a leaky wave antenna : E-polarization)

李昌源*, 李鍾諡*, 尹利虎*, 趙榮基*

(Chang Won Lee, Jong Ig Lee, Li Ho Yun, and Young Ki Cho)

요 약

유한한 구조의 주기적인 슬롯을 갖는 유전체로 채워진 평행평판 도파관 누설과 안테나를 E-편파 경우에 대하여 해석하였다. 슬롯 등가 자기전류를 미지수로 하는 선형 방정식을 얻었으며 어드미턴스 행렬의 요소를 간단한 함수형태로 표현하였다. 이 선형방정식의 해인 등가 자기전류로부터 유한한 주기 구조에 의한 누설파의 복소 전파상수와 복사 패턴을 구하여 무한한 경우의 결과와 비교하여 잘 일치함을 확인하였다.

Abstract

Dielectrically filled parallel-plate waveguide with finite number of periodic slots in its upper plate as a leaky wave antenna is analysed for E-polarization case. The integro-differential equation whose unknown is the slot equivalent magnetic current over the slot is formulated and solved by use of Galerkin's method. From knowledge of the equivalent magnetic current, the propagation constant and radiation pattern for the finite periodic structure are determined and compared with the results of the infinite case. Good correspondence between them is observed.

I. 서 론

유전체로 채워진 주기적인 슬롯을 갖는 평행평판 도파관은 누설과 안테나의 특성을 지니므로 이 구조에 대한 많은 연구결과가 발표되었다^[1-4] 그러나 지금까지 발표된 대부분의 연구는 무한한 주기적인 구조에서의 누설과 특성에만 한정되어 있어 실제적인 응용구조

에서의 급전 구조(feeding geometry)와 유한한 크기에 의한 영향(finite effect)이 고려된 바가 없어서 유한한 수의 주기적인 슬롯을 갖는 경우에 대한 해석 방법이 요구되고 있다. 따라서 본 논문에서는 이러한 유한한 구조에 대한 해석 방법을 제시하고자 한다.

본 논문에서 제안하는 방법은 평행평판 도파관의 윗면에 하나의 슬롯이 있을 때 전자장의 산란 및 복사 문제를 다룬 Chuang^[5]의 해석 방식을 확장한 것이다. 최근에 H-편파(H-polarization)의 경우에 유한한 구조의 주기적인 슬롯을 갖는 평행평판 도파관에 의한 누설파에 대한 연구 결과가 슬롯에서의 등가 자기전류를 미지수로 하는 적분방정식 방법을 사용하여 발표된 바 있다^[6-7]. 그러나 H-편파 경우와는 달리

* 正會員, 慶北大學校 電子工學科

(Dept. of Elec. Eng. Kyungpook Nat'l Univ.)

※ 본 연구는 1994년도 한국과학재단 연구비지원에 의하여 연구되었음. (과제번호 : 94-1400-08-01-3)

接受日字: 1995年3月21日, 수정완료일: 1995年11月20日

E-편파에서는 슬롯의 등가 자기전류를 미지수로 하는 integro-differential equation^[8]을 얻게 되는데 이때에는 적절한 기저 함수(basis function)와 가중 함수(weighting function)를 신중하게 선택하여야 한다. 본 논문에서는 기저 함수와 가중 함수를 같은 구분 정현 함수(piecewise sinusoidal function)로 선택하는 Galerkin's 방법을 적용하여 어드미턴스 행렬(admittance matrix)의 요소들을 함수의 형태로 표현하였다. 그리고 이를 이용하여 유한한 구조의 주기적인 슬롯을 갖는 평행평판 도파관에 의한 누설파의 복소 전파상수(complex propagation constant)와 복사 패턴(radiation pattern)을 구하는 방법을 제안하고 무한구조의 주기적인 슬롯을 갖는 경우의 결과와 비교 검토하였다.

II. 본 론

그림 1은 유한한 N개의 주기적인 슬롯을 갖는 평행 평판 도파관 누설파 안테나의 구조이다. 도파관위의 반 무한 자유공간과 도파관 내부영역의 매질 특성은 각각 (μ_0, ϵ_0) 와 $(\mu_0, \epsilon_0 \epsilon_r)$ 이며 여기에서 ϵ_r 은 상대 유전율이다. 또한 평행평판 도파관의 높이 t는 도파관의 기본 TE 모드(lowest TE mode)만이 전파한다는 조건, 즉 $\pi(k_0 \sqrt{\epsilon_r} t < 2\pi$ 을 만족한다고 가정하고 k_0 는 $\omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 를 의미한다.

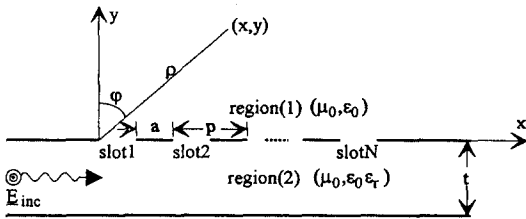


그림 1. 유전체로 채워진 유한한 주기적인 슬롯을 갖는 평행평판 도파관 누설파 안테나의 구조

Fig. 1. Geometry of dielectrically-filled-parallel-plate waveguide with finite number of periodic slots as a leaky wave antenna.

그림 1에서 N개의 주기적인 슬롯을 여기 시키는 도 파관내의 입사파는

$$E_{inc} = \hat{z} e^{-j\beta_1 k_0 x} \sin \frac{\pi}{t} y, \quad (1)$$

로서 주어지며 이식에서 $\beta_1 = \sqrt{\epsilon_r - (\frac{\pi}{k_0 t})^2}$ 이다. 여기에서 등가 원리(equivalence principle)를 적용하여 단락된 슬롯영역위를 등가 자기 전류로 대체하면 그림 1의 원래의 문제는 그림 2와 같이 반 무한자유공간 영역(영역(1))과 도파관 내부영역(영역(2))의 독립된 두 영역으로 나뉘어진다. 영역(1)의 전자장은 등가 자기 전류만으로 표현되며 영역(2)의 전자장은 입사파와 등가 자기전류에 의한 파의 합이 되므로 각 영역의 전장은 각각

$$E_z^{(1)} = \sum_{n=1}^N \int_{S_n} \frac{1}{2j} \frac{\partial H_0^{(2)} [k_0 \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}]}{\partial y'} \Big|_{y=0^-} M_n(x') dx', \quad (2)$$

$$E_z^{(2)} = E_{inc} - \sum_{n=1}^N \int_{S_n} \frac{\partial G(x, y, x', y')}{\partial y'} \Big|_{y=0^-} M_n(x') dx', \quad (3)$$

로서 표현되며 여기에서 M_n 과 S_n 은 각각 n번째 슬롯의 등가 자기 전류와 n번째 슬롯 영역을 의미하고, $H_0^{(2)}$ 는 2종 0차 한켈 함수(Hankel function)를 나타내며, $G(x, y, x', y')$ 는 영역(2)의 그린 함수(Green's function)로서 다음과 같이 주어진다^[5].

$$G(x, y, x', y') = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{jk_0 t \beta_m} e^{-j\beta_m k_0 |x-x'|} \sin \frac{m\pi}{t} y' \sin \frac{m\pi}{t} y, \quad (4)$$

여기에서 $\beta_m = \sqrt{\epsilon_r - (\frac{m\pi}{k_0 t})^2}$ 이다.

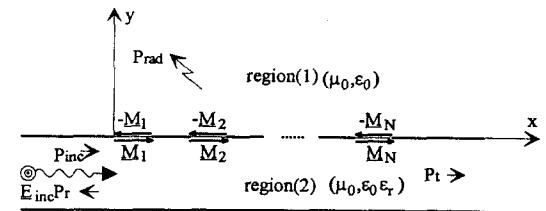


그림 2. 그림 1의 등가 구조

Fig. 2. Equivalent geometry of Fig. 1.

그림 2에서 등가 자기 전류를 영역(1)과(2)에서 서로 반대 방향으로 놓게 되면 슬롯 개구면에서 전장 접선성분의 연속 경계조건은 이미 부과된 것이므로 슬롯 영역에서 나머지 경계조건인 접선성분 자장의 연속 조건을 부과하면 각 슬롯에서

$$\sum_{n=1}^N \int_{S_n} \frac{1}{2j} \frac{\partial^2 H_0^{(2)} \left[k_0 \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} \right]}{\partial y \partial y'} \Big|_{y=0^-} M_n(x') dx' + \sum_{n=1}^N \int_{S_n} \frac{\partial^2 G(x, y, x', y')}{\partial y \partial y'} \Big|_{y=0^-} M_n(x') dx' = H_{inc} \quad (5)$$

로서 주어지는 integro-differential 방정식을 얻게 된다.

이 결과식에 모멘트 법(moment method)을 적용하기 위하여 먼저 등가 자기 전류의 전개 함수(expansion function)로서 구분 정현 함수(piecewise sinusoidal function)를 선택하면 전개 함수는

$$M_n(x') = \sum_{i=1}^M \left\{ \frac{\sin k_0(x' - x_{n,i-1})}{\sin k_0 h} P_{n,i-1}(x') + \frac{\sin k_0(x_{n,i+1} - x')}{\sin k_0 h} P_{n,i}(x') \right\} V_{n,i} \quad (6)$$

로서 표현되며 여기에서 $P_{n,i-1}$ 은 펄스 함수(pulse function)로서

$$P_{n,i-1}(x') = \begin{cases} 1, & x_{n,i-1} \leq x' \leq x_{n,i} \text{인 영역,} \\ 0, & \text{그외의 영역} \end{cases}$$

와 같이 정의되며 h 는 펄스 함수의 폭으로서 $h = (p-a)/(M+1)$ 로 주어지고 $x_{n,i}$ 는 $x_{n,i} = (n-1)p + ih$ 로 표현된다. 그리고 $V_{n,i}$ 는 n 번째 슬롯의 i 번째 전개 함수의 미지의 계수이다. 식(6)을 식(5)에 대입하고 x' 에 대하여 적분하면

$$\sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^M \frac{jk_0 V_{n,i}}{2 \sin k_0 h} \left[2H_0^{(2)}(k_0 \rho_{n,i}) \cos k_0 h - H_0^{(2)}(k_0 \rho_{n,i+1}) - H_0^{(2)}(k_0 \rho_{n,i-1}) \right] + \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^M \frac{V_{n,i}}{\sin k_0 h} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_m}{\beta_m} (e^{-\beta_m k_0 \rho_{n,i+1}} + e^{-\beta_m k_0 \rho_{n,i-1}} - 2e^{-\beta_m k_0 \rho_{n,i}} \cos k_0 h) - \sum_{n=1}^N \frac{1}{j} \sqrt{\epsilon_r - 1} k_0 t \cot(\sqrt{\epsilon_r - 1} k_0 t) M_n(x) = H_{inc} \quad (7)$$

의 표현식을 얻게 되는데 여기에서 $\rho_{n,i} = |x - x_{n,i}|$ 이고 $C_m = \left[1 - (\epsilon_r - 1) \left(\frac{k_0 t}{m\pi} \right)^2 \right]^{-1}$ 이다.

계속해서 식(7)에 Galerkin's 방법을 사용하여 전개 함수와 동일한 가장 함수(weighting function)를

$$T_{l,i}(x) = \sin k_0(x - x_{l,i-1}) P_{l,i-1}(x) + \sin k_0(x_{l,i+1} - x) P_{l,i}(x) \quad (8)$$

와 같이 선택하여 이 식을 각 해당영역에 대하여 적분하면

$$[Y_{n,i}^{l,j}] [V_{l,j}] = [I_{l,j}] \quad (9)$$

로서 주어지는 선형 방정식(linear equation)을 얻게 되는데 이 표현식에서 $[Y_{n,i}^{l,j}]$ 는 $(N \times M) \times (N \times M)$ 어드미턴스 행렬(admittance matrix)이고 $[V_{l,j}]$ 는 l 번째 슬롯의 j 번째 등가 자기 전류에 해당하는 열행렬(column matrix)이며 $[I_{l,j}]$ 는 입사파에 의한 여기 행렬(excitation matrix)을 의미한다. 여기에서 여기 행렬 요소는

$$I_{l,j} = 2k_0 \frac{\pi}{t} e^{-\beta_l k_0 x_{l,j}} \frac{\cos \beta_l k_0 h - \cos k_0 h}{k_0^2 - (\beta_l k_0)^2} \quad (10)$$

로 주어지고 어드미턴스 행렬 요소 $Y_{n,i}^{l,j}$ 는

$$Y_{n,i}^{l,j} = Y_{n,i}^{l,j,1} + Y_{n,i}^{l,j,2} \quad (11)$$

로 표현되며 $Y_{n,i}^{l,j,1}$ 과 $Y_{n,i}^{l,j,2}$ 는 각각 다음과 같이 주어진다.

$$Y_{n,i}^{l,j,1} = \frac{k_0}{2 \sin k_0 h} \{ (x_{n,i}^{l,j} + 2h) H_1^{(2)}[k_0(x_{n,i}^{l,j} + 2h)] - 4(x_{n,i}^{l,j} + h) H_1^{(2)}[k_0(x_{n,i}^{l,j} + h)] \cdot \cos k_0 h + 2x_{n,i}^{l,j} H_1^{(2)}[k_0 x_{n,i}^{l,j}] (1 + 2 \cos^2 k_0 h) - 4|x_{n,i}^{l,j} - h| H_1^{(2)}[k_0|x_{n,i}^{l,j} - h|] \cdot \cos k_0 h + |x_{n,i}^{l,j} - 2h| H_1^{(2)}[k_0|x_{n,i}^{l,j} - 2h|] \} \quad (12)$$

$$Y_{n,i}^{l,j,2} = \frac{B_{n,i}^{l,j}}{\sin k_0 h} + \frac{k_0 t}{j \pi^2 \sin k_0 h} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_m^2}{m^2 \beta_m} \{ e^{-\beta_m k_0 (x_{n,i}^{l,j} + 2h)} - 4 \cos k_0 h e^{-\beta_m k_0 (x_{n,i}^{l,j} + h)} + 2e^{-\beta_m k_0 x_{n,i}^{l,j}} (1 + 2 \cos^2 k_0 h) - 4 \cos k_0 h e^{-\beta_m k_0 |x_{n,i}^{l,j} - h|} + e^{-\beta_m k_0 |x_{n,i}^{l,j} - 2h|} \} \quad (13)$$

(12)식과 (13)식에서 사용된 변수들에 대한 표현은 각각

$$B_{n,i}^{l,j} = 0, \quad \text{if } x_{n,i}^{l,j} \geq 2h,$$

$$B_{n,i}^{l,j} = k_0 t \sin(k_0 h) d + \frac{1}{2k_0 t} [k_0 h \cos(k_0 h) - \sin(k_0 h)] f, \quad \text{if } x_{n,i}^{l,j} = h,$$

$$B_{n,i}^{l,j} = -k_0 t \sin(2k_0 h) d - \frac{1}{2k_0 t} [2k_0 h - \sin(2k_0 h)] f, \quad \text{if } x_{n,i}^{l,j} = 0,$$

$$f = \sqrt{\epsilon_r - 1} k_0 t \cot(\sqrt{\epsilon_r - 1} k_0 t),$$

$$d = -\frac{1}{2\sqrt{\epsilon_r - 1} k_0 t} \cot(\sqrt{\epsilon_r - 1} k_0 t) + \frac{1}{2} \csc^2(\sqrt{\epsilon_r - 1} k_0 t),$$

$$x_{n,i}^{l,j} = |x_{n,i} - x_{l,j}|$$

로서 주어진다. 식(9)의 선형방정식으로 부터 각 슬롯에서의 등가 자기전류를 구하면 유한한 구조의 주기적인 슬롯을 갖는 평행판 도파관구조에 대한 누설파의 x방향 복소 전파상수(complex propagation constant)는

$$\beta - ja = \frac{\angle V_{N,(M+1)/2} - \angle V_{1,(M+1)/2}}{\beta(N-1)} - j \frac{\ln(|V_{1,(M+1)/2}|/|V_{N,(M+1)/2}|)}{\beta(N-1)} \quad (14)$$

와 같이 정의되는데 여기에서 편의상 M 은 홀수로 선택한다. 즉 식(14)는 인접한 두 슬롯 중앙의 자기전류에 의하여 계산되는 (N-1)개의 복소 전파상수를 모두 합한 후 (N-1)로 나눈 산술 평균치를 의미한다.

영역(1)(반무한 자유공간)의 원거리 전장은 식(2)에 식(9)의 matrix inversion과정을 통하여 구한 자기전류를 대입하고 한켈함수의 대각근사(large argument approximation)을 사용하여

$$E_z^{(1)} = \sqrt{\frac{jk_0}{2\pi\rho}} \cos\varphi \frac{2k_0}{\sin(k_0h)} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M V_{n,m} \frac{\cos(k_0h\sin\varphi) - \cos(k_0h)}{k_0^2 - (k_0\sin\varphi)^2} e^{-jk_0\rho - \sin\varphi z} \quad (15)$$

로서 표현할 수 있는데 이로부터 복사 패턴을 계산하게 된다. 또한 본 논문 결과의 타당성을 확인하는데 필요한 물리량들인 입사파 전력 (P_{inc}) 및 등가 자기전류로부터 계산되는 반사 전력 (P_r)과 슬롯이 있는 영역을 지나서 도파관영역으로 투과되는 전력 (P_t)과 슬롯을 통하여 반무한 자유공간으로 복사되는 전력 (P_{rad})을 정리하여 표현하면 각각

$$P_{inc} = \frac{\beta_1 t}{4\eta_0} \quad (16)$$

$$P_r = \frac{\beta_1 t}{4\eta_0} \left(\frac{\pi}{k_0 t^2 \beta_1} \right)^2 \left| \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M V_{n,m} F_{n,m}^-(\beta_1 k_0) \right|^2 \quad (17)$$

$$P_t = \frac{\beta_1 t}{4\eta_0} \left| 1 - \frac{\pi}{jk_0 t^2 \beta_1} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M V_{n,m} F_{n,m}^+(\beta_1 k_0) \right|^2 \quad (18)$$

$$P_{rad} = \frac{k_0}{4\pi\eta_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left| \cos\varphi \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M V_{n,m} F_{n,m}^+(k_0\sin\varphi) \right|^2 d\varphi \quad (19)$$

로서 주어지는데 여기에서

$$F_{n,m}^{\pm}(\zeta) = \frac{2k_0}{\sin k_0 h} \frac{\cos(\zeta h) - \cos(k_0 h)}{k_0^2 - \zeta^2} e^{\pm j\zeta x_{n,m}} \text{이다.}$$

식(19)에서, 복사 전력은 무한반경을 가진 반원에 걸쳐 수치 적분하여 계산해야 하는데 이 수치 적분은 식(19)에 있는 $e^{jk_0\sin\varphi x_{n,m}}$ 항으로 인하여 $x_{n,m}$ 이 커짐에 따라 더 빨리 진동하게 되어 수치 계산의 효율이 떨어지게 된다. 따라서 이 경우에는 복소전력 보존에 대한 표현식(the expression for the conservation of complex power)^[9]을 사용하여

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot \hat{\rho} d\varphi \right\} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{n=1}^N \int_S \mathbf{M}_n \cdot \mathbf{H}^* dx \right\} \quad (20)$$

로서 주어지는 식을 얻어서 이 식의 오른쪽 항을 어드미턴스 행렬 $Y_{n,i}^{l,j}$ 을 사용해서 표현하면

$$P_{rad} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{j2k_0\eta_0\sin(k_0h)} \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^M V_{n,i} \sum_{j=1}^N \sum_{l=1}^M V_{l,j}^* Y_{n,i}^{l,j} \right\} \quad (21)$$

와 같이 수치적분을 포함하지 않는 함수형태의 복사전력의 표현식을 얻게 되는데 이 표현식은 전력 보존 관계를 확인할 때 매우 유용하게 사용된다.

III. 수치해석 결과

$p=5\text{mm}$ 이고 $t=5\text{mm}$, $\epsilon_r=3.5$, $f=27\text{GHz}$ 이고 $N=60$ 일때 슬롯 넓이($d=p-a$)를 변화시키면서 식(9)로부터 구한 각 슬롯 중앙에서의 자기 전류 값을 도시하면 그림 3에 주어진바와 같다. 그림 3에서 슬롯 넓이가 증가함에 따라 자기 전류의 크기는 보다 빨리 감쇠함을 볼 수 있다. 이것은 슬롯 넓이가 증가함에 따라 복소 전파상수의 허수부인 감쇠상수 a 가 증가함을 의미한다.

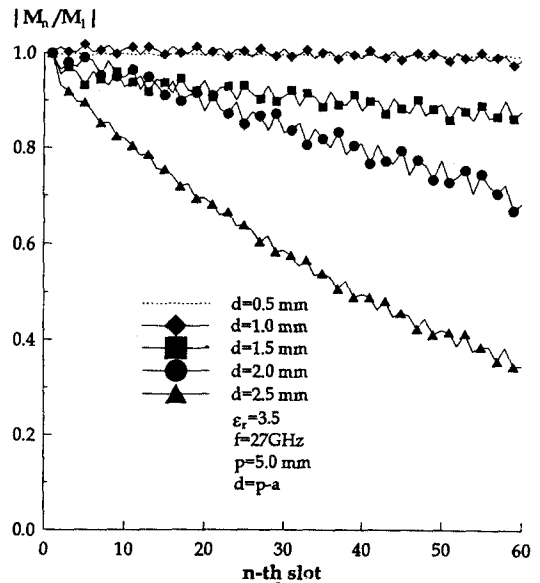


그림 3. 슬롯의 넓이 변화에 따른 각 슬롯 중앙에서의 자기 전류의 크기

Fig. 3. Magnitude of the equivalent magnetic current at the center of the each slot with slot width as the parameter.

그림 4는 그림 3과 같은 구조에서 식(14)로부터 구한 복소 전파상수 ($\beta - ja$)를 무한한 주기적인 구조에서의 결과^[4]와 비교한 것으로 두 결과가 서로 잘 일치

함을 볼 수 있다. 그림 4에서 슬롯이 좁은 경우에 복소 전파상수의 실수부인 β 는 도파관내 기본모드의 전파 상수 β_1 으로 부터 크게 변화하지 않지만, 슬롯을 통하여 반 무한 공간으로 복사하는 복사 전력은 있으므로 α 는 비록 작지만 값을 갖게 된다. 따라서 유한한 주기 구조에서도 무한구조일때와 마찬가지로 누설과를 발생하게 되며 이 구조의 복사 특성은 식(14)로 정의된 β 와 α 에 의하여 결정되는 것이다.

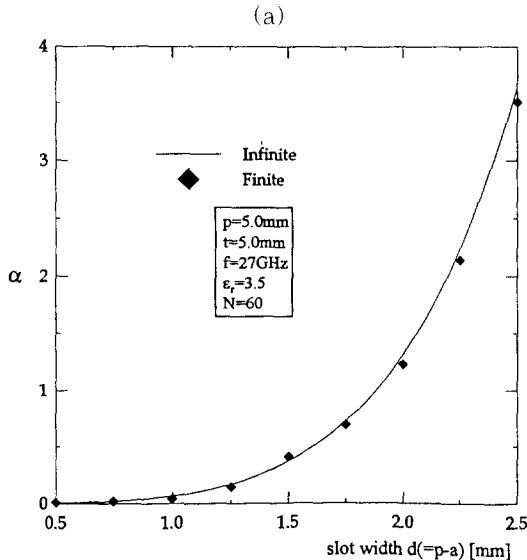
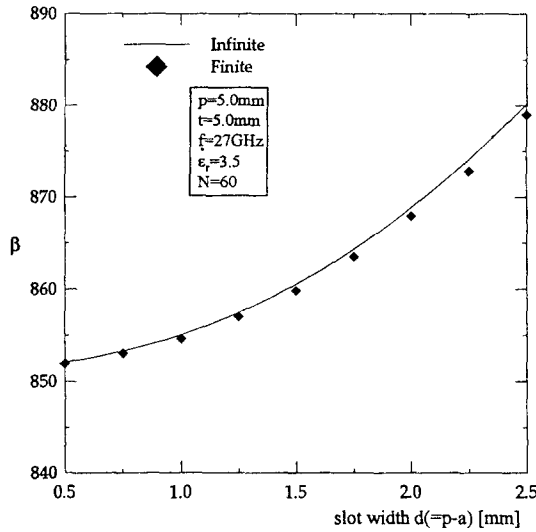


그림 4. 무한한 구조와 유한한 구조에 대한 복소 전파상수의 비교

Fig. 4. Comparison of complex propagation constant between infinite and finite geometry.

그림 5는 식(15)를 이용하여 구한 복사 패턴을 무한한 구조에서의 복사 패턴^[4]과 비교한 것으로 최대 복사각 및 빔 폭은 서로 잘 일치하지만 36°-48°인 복사각 범위에서 차이가 있음을 볼 수 있다. 이 차이는 x의 양의 방향으로 진행하면서 복사각 $\phi_m \approx -42^\circ$ 로 최대 복사빔을 만드는 기본 누설파가 슬롯이 있는 부분의 오른쪽 끝의 불연속 구조 즉 슬롯이 있는 부분과 슬롯이 없는 도파관 사이의 경계면에서 부분적으로 반사하기 때문이다. 즉 이 반사파가 x의 음의 방향으로 진행하면서 $\phi = -\phi_m$ 의 방향으로 누설파를 복사하여 생긴 결과이다. 이 반사파에 의한 빔 레벨은 안테나 효율 ($\eta = P_{rad}/P_{inc}$)을 증가시키므로써 감소시킬 수 있다.

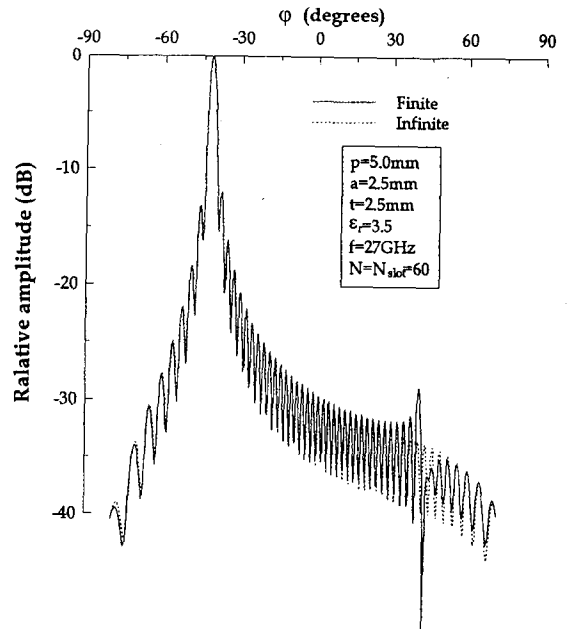


그림 5. 복사 패턴
Fig. 5. Radiation pattern.

끝으로 본 논문의 수치 결과의 타당성을 전력 보존 법칙(power conservation law) 즉 $P_r + P_t + P_{rad} = P_{inc}$ 의 관계를 조사해 봄으로서 확인할 수 있다.

그림 6은 슬롯의 갯수에 따른 P_{inc} 로 정규화된 P_r , P_t 와 P_{rad} 의 변화를 보여준다. 그림 6에서 볼 수 있듯이 전력 보존법칙이 잘 만족됨을 알 수 있다. 슬롯 수가 60일때 입사파의 86.1%가 슬롯을 통하여 복사하고 0.4%는 반사하고 13.5%는 슬롯 영역을 지나서 오른쪽의 도파관으로 전송됨을 볼 수 있다. 이러한 계산 결과를 통하여 유한한 누설과 구조의 오른쪽끝 종단에서

흡수체 설치의 필요성 유무도 결정할 수 있다. 또한 슬롯수가 증가함에 따라 복사 전력이 증가함을 볼 수 있는데 이는 예상된 결과이다. 누설과 안테나 구조에서 입사파로 정규화된 P_i 의 근사적인 표현식은

$$P_i = e^{-2\alpha l} \quad (22)$$

로 주어질 수도 있는데 여기에서 l 는 슬롯이 있는 영역의 총 길이를 의미한다. 식(22)로 부터 계산한 투과(전송) 전력 또한 그림 6에 도시하였다. 이 그림에서 식(22)로 구한 근사적인 계산치와 슬롯의 자기전류를 사용하여 식(18)로 부터 직접 구한 결과가 슬롯의 갯수가 증가됨에 따라 보다 잘 일치하게 됨을 확인할 수 있다.

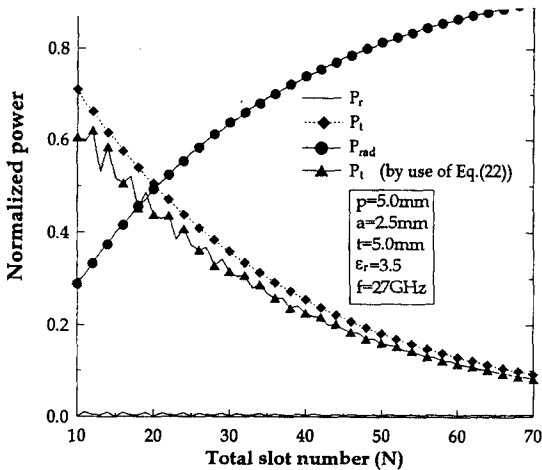


그림 6. 슬롯수에 대한 정규화된 전력 (P_r, P_t, P_{rad})

Fig. 6. Normalized power (P_r, P_t, P_{rad}) against total slot number.

IV. 결론

유한한 구조의 주기적 슬롯을 갖는 유전체로 채워진 평행평판 도파관 누설 안테나의 E-편파의 경우에 대한 해석 방법을 제시하였다. 슬롯 등가 자기전류를 미지수로 하는 integro-differential 방정식을 세우고 이 결과식에 모멘트 방법(Galerkin's method)을 적용하여 선형 방정식을 얻었다. 이 선형 방정식의 어드미턴스 행렬의 요소를 간단한 합수 형태로 표현하였으며 선형 방정식의 해인 등가 자기전류로부터 유한한 주기구조에서 누설파의 복소 전파상수와 복사 패턴을 계산하는

방법을 제안하였다. 본 논문에서 제시한 방법으로 구한 복소 전파상수와 복사 패턴을 무한한 구조의 결과와 비교함으로써 그 정확도를 확인하였으며 또한 전력보존의 법칙을 검사함으로써 본 논문의 수치 결과의 타당성을 입증하였다. 본 논문에서 제시한 방법은 실제로 유한한 구조를 갖는 누설과 안테나의 설계단계에서 유용하게 사용될 것으로 사료된다.

참고 문헌

- [1] J. Jacobsen, "Analytical, Numerical, and Experimental Investigation of Guided Waves on a Periodically Strip-Loaded Dielectric Slab," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-18, pp. 379-388, May 1970.
- [2] R. E. Collin, "Analytical Solution for a Leaky-Wave Antenna," *IRE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-10, pp. 561-565, Sept. 1962.
- [3] J.A. Encinar, "Mode-matching and point-matching techniques applied to the analysis of metal-strip-loaded dielectric antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-38, pp.1405-1412, Sept. 1990.
- [4] 이창원, 조영기, "유전체로 채워진 주기적인 슬롯을 갖는 평행평판 도파관 누설과 안테나의 해석 : E-편파," *電子工學會 論文誌*, 第32卷 A編 第7號, pp. 30-35, 1995
- [5] C.W. Chuang, "Generalized admittance matrix for a slotted parallel-plate waveguide," *IEEE. Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-36, pp.1227-1230, Sept. 1988.
- [6] C.W. Lee, J.I. Lee, and Y.K. Cho, "Analysis of leaky waves from a periodically slotted parallel-plate waveguide for finite number of slots," *Electronics Letters*, vol.30, no.20, pp.1633-1634, Sept. 1994.
- [7] C.W. Lee and Y.K. Cho, "Analysis method for the leaky wave from a periodically slotted parallel-plate waveguide for the TEM incident case,"

Proc. Asia-Pacific Microwave Conf. 94, Tokyo, Japan, 1994, pp.1117-1120.

Letters, vol. 23, no.21, pp.1105-1106, Oct. 1987.

[8] Y. K. Cho, "Analysis of a Narrow Slit in a Parallel-Plate Transmission Line: E-Polarisation Case", *Electronics*

[9] R.F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, New York, 1961.

저 자 소 개

李昌源(正會員) 第 32卷 A編 1號 參照
현재 경북대학교 전자공학과
박사과정

尹利虎(正會員) 第 32卷 A編 1號 參照
현재 경북대학교 전자공학과
박사과정

李鍾益(正會員) 第 32卷 A編 1號 參照
현재 경북대학교 전자공학과
박사과정

趙榮基(正會員) 第 28卷 A編 1號 參照
현재 경북대학교 전자공학과
부교수