

論文95-32A-12-7

## 평행판 도파관내의 산란 도체에 의한 산란파 해석

(Analysis of scattering fields by conductors with arbitrary cross-section in parallel-plate waveguide)

鄭 奉 植 \*, 金 賢 正 \*, 金 應 洙 \*, 曹 圭 完 \*

(Bong Sik Jeong, Hyun Jung Kim, Eung Su Kim, and Kyu Wan Cho)

### 요 약

본 논문은 평행판 도파관내에 임의의 단면구조를 갖는 산란도체에 의한 산란파 해석을 통해 전자파의 투과량을 계산하는 새로운 알고리즘을 제안한다. 제안된 알고리즘은 산란 도체의 경계상에 자기 전류 분포를 가정하고 평행판 도파관의 평판 도체면에 대해 영상법을 적용하여 자기 전류 분포에 대해 적분방정식을 세운다. 이 적분방정식은 지수함수꼴의 기초함수로 자기 전류를 전개하고 Galerkin법을 적용하여 행렬방정식을 세운다. 이 행렬방정식으로 부터 산란파를 계산하여 전자파의 투과계수를 구한다. 이 방법은 행렬의 요소를 계산할 때 적분 대신 푸리에 변환을 이용한다. 이 알고리즘으로 임의의 단면구조에 대한 투과계수의 주파수 특성과 입사각에 따른 투과계수를 계산하고 실험결과와 비교하였다.

### Abstract

In this paper, new algorithm which calculates transmission coefficient of electromagnetic wave by numerical analysis of scattered field by conductors with arbitrary cross-sections in parallel-plate waveguide is proposed. Proposed algorithm assumes magnetic current distribution on the boundary of scattering conductors, and applies Image theorem to perfect conductor surfaces of parallel-plate waveguide. Integral equations for fictitious magnetic currents on conducting boundary are set up. Magnetic current distributions on conducting boundary are expanded as exponential basis function, and using Galerkin method matrix equations are set up. To compute matrix elements this method utilizes Fourier transform which is faster than numerical integration. Finally, frequency and incidence-angle characteristic of transmission coefficient are calculated and compared with experimental results.

### 1. 서 론

고출력 초고주파 에너지를 이용한 제품이 많은 요즘은 초고주파 에너지로부터 안전을 도모하고 다른 주파수대를 이용한 제품에의 간섭을 막기 위해서 전자파

누설 차단 장치인 쇼크(choke)에의 관심이 고조되고 있으며, 전자파의 최대 누설 허용량은 법규로 규제되고 있는 실정이다. 일반적으로 단일 모드(단일 주파수)의 전자파가 누설되는 것을 차단하기 위해서는 간단한 구조의  $\frac{\lambda}{4}$  쇼크로도 충분하다. 하지만, 여러 모드가 다양한 각도로 입사하는 전자파가 누설되는 것을 차단하기 위해서는 단일 모드가 수직으로 입사되는 경우와는 달리 복잡한 구조의 쇼크가 필요하다. 이는 특정한 단일 주파수의 전자파에 대해서라도 입사각에 따른 쇼크의 누설 차단 성능이 다르게 나타나므로 단순한 구조

\* 正會員, LG 電子, 生活 시스템 研究所, M/W 應用팀 (M/W Application Team, Living System Research Lab., LG Electronics Inc.)

接受日字: 1995年10月11日, 수정완료일: 1995年12월5日

로는 곤란하기 때문이다. 이를 위해 지금까지 다양한 구조의 초크가 제안되어 실용화되었지만 이들 초크에 대한 정량적인 해석은 미미하며 주로 실험에 의존한 결과들이 발표되었다.<sup>[1-3]</sup>

Ohkawa<sup>[4]</sup>와 Kim<sup>[5]</sup>는 초크 구조를 등가회로로 치환하여 주파수의 변화에 따른 전자파의 투과량을 계산하였다. 그러나 유전체를 포함하거나 초크의 단면구조가 복잡한 경우에는 적용하기 어렵다. Jin<sup>[6]</sup>와 Kim<sup>[7,8]</sup>은 비균질 매질을 포함한 복잡한 단면을 갖는 초크구조에 대해 유한요소-모멘트(Finite-Element/Moment, FE/Moment) 혼합법으로 계산하였다. 그러나 모멘트 법이 적용되는 경계에서 정의한 등가 전류간의 상호 작용에 의해 꽤 큰 행렬이 생성되므로 유한 요소 행렬이 갖는 특징인 성깁(sparsity) 성질이 깨어져서 효율적인 반복해법을 이용하지 못하는 단점이 있다.

본 논문에서는  $y$ 방향으로 균일하고  $x$ - $z$  방향으로 임의 단면의 산란 도체가 놓여 있는 평행판 도파관내에  $TE^y$ 파가 임의의 각도로 입사하는 경우, 산란 도체를 통과하는 전자파의 투과계수를 계산하려 한다. 이 경우에 평행판 도파관내의 전자장은 자기 헤르쯔 벡터(Magnetic Hertz Vector)의  $y$ 성분만으로 표현할 수 있다. 그러므로 산란 도체의 경계상에  $y$ 방향 성분만을 갖는 자기 전류 분포를 가정할 수 있다. 평행판 도파관의 평판 도체에 대해 영상법을 적용하여 자유 공간에 주기적으로 자기 전류가 분포하는 것으로 보고 자기 전류와 자기 헤르쯔 벡터의  $y$ 성분에 관한 적분방정식을 만든다. 이 적분방정식은 Galerkin 법을 적용하여 행렬 방정식으로 바꾼다. Galerkin법을 적용할 때 기초함수와 기중함수는 지수함수를 사용한다. 지수함수는 적분 대신 푸리에 변환(Fourier transform)으로 행렬 요소를 계산할 수 있게 한다. 행렬 방정식으로 부터 자기 전류 분포를 계산하여 투과계수를 구한다. 계산된 투과계수는 실험 결과와 비교된다.

## II. 수학적 모델링

### 1. 문제구조

그림1은 평행판 도파관 내부에 산란 도체  $S_1, S_2$ 가  $y$ 방향으로 무한히 균일하게 놓여 있는 구조이다.  $x$ - $y$ 평면상에서  $x=+\infty$ 로 부터  $x$  축에 대해 임의의 입사각  $\theta$ 를 갖고  $TE^y$ 파가 입사할 때 두개의 산란 도체로 구

성된 영역을 통과하여  $-x$ 방향으로 진행하는 전자파의 투과계수를 계산하고자 한다. 여기서 산란 도체는 완전 도체로 가정한다. 또한, 산란 도체의 표면 상  $S_1, S_2$ 의 좌표는 연속이고, 미분 가능한 함수이다.

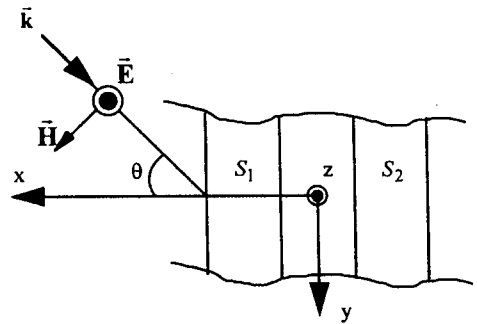
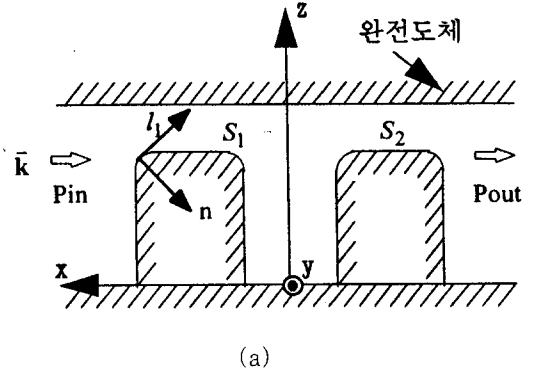


그림 1. 평행판 도파관내에서  $y$ 방향으로 균일한 단면구조의 산란도체

Fig. 1. Uniform scattering conductors in  $y$  direction within parallel-plate waveguide.

$$x = x_i(l_i) \quad (1)$$

$$z = z_i(l_i) \quad (2)$$

여기서  $l_i, i=1,2$ 은 산란 도체의 표면을 따라 가는 독립변수이다. 그리고 단면이  $y$ 축 방향으로 균일하므로 산란 도체의 표면상의 좌표는 다음 식을 만족한다.

$$\frac{\partial}{\partial y} x_i = \frac{\partial}{\partial y} z_i = 0 \quad (3)$$

또한,  $e^{-i\omega t}$ 꼴의 시변함수를 가정한다.

### 2. 자기 헤르쯔 벡터(Magnetic Hertz Vector, MHV) 도입<sup>[9]</sup>

평행판 도파관의  $x = +\infty$ 로 부터  $e^{ik\cos\theta x + ik\sin\theta y}$  꼴의

파가 입사될 때, y방향으로 균일한 단면을 갖는 산란 도체의 외부에서 전장  $\vec{E}$ 는 y축에 수직한 성분만 존재하므로 전자장은 MHV  $\vec{\Pi}_m$ 의 y성분만으로 표현이 가능하다. 이 y 성분만을 갖는  $\vec{\Pi}_m$ 은 산란 도체에 의해 발생하는 산란파 성분  $\Pi$ 과 입사파 성분  $\vec{\Pi}_m$ 의 합으로 표현할 수 있다.

$$\vec{\Pi}_m = \hat{y} \Pi_m(x, z) e^{i k \sin \theta y} \quad (4)$$

$$\vec{E} = i k \nabla \times \vec{\Pi}_m \quad (5)$$

$$\vec{H} = k^2 \vec{\Pi}_m + \nabla \nabla \cdot \vec{\Pi}_m \quad (6)$$

여기서 입사파 성분  $\vec{\Pi}_m$ 은

$$\vec{\Pi}_m = e^{i k \cos \theta x + i k \sin \theta y} \quad (7)$$

이고, 산란 도체의 외부에서의 산란파 성분  $\Pi$ 은 다음의 2차원 Helmholtz 방정식

$$\nabla^2 \Pi + k^2 \cos^2 \theta \Pi = 0 \quad (8)$$

과 산란도체의 표면  $S_1, S_2$ 상에서 접선 성분의 전장  $\vec{E}_t (= \hat{n} \times \vec{E})$ 이 영이라는 경계조건으로 부터 다음식을 만족해야 한다.

$$\hat{n} \cdot \nabla (\Pi_m + \Pi) |_{S_1, S_2} = \left( -\frac{\partial}{\partial n} \Pi_m + \frac{\partial}{\partial n} \Pi \right) |_{S_1, S_2} = 0 \quad (9)$$

### 3. 적분방정식 유도

먼저, 산란 도체의 내부 영역에서도 산란파 성분  $\Pi$ 이 존재한다고 가정하고, 산란파 성분  $\Pi$ 이 산란 도체의 표면상에서 분포가  $F_I(L)$ 이고 y 방향 성분만을 갖는 자기 전류  $\vec{M} = f_I(L) \hat{y}$ 에 의해 생성된다고 가정하면, 식 (8)의 Helmholtz 방정식은 다음의 파동방정식으로 표현된다.

$$\nabla^2 \Pi + k^2 \cos^2 \theta \Pi = -4\pi f(L) \delta(n) \quad (10)$$

여기서  $n$ 은 산란 도체 표면에서 내부로 향하는 단위벡터이다. 이때, 산란파 성분  $\Pi$ 와  $\Pi$ 의 산란 도체의 표면상에서 접선방향으로의 미분  $\partial \Pi / \partial L$ 은 산란 도체의 표면을 가로질러 연속이고,  $\Pi$ 의 법선방향으로의 미분은 도체 표면을 가로 질러 불연속이다.

$$\Pi |_{n=0+} - \Pi |_{n=0-} \quad (11)$$

$$\hat{l} \cdot \nabla \Pi |_{n=0+} - \hat{l} \cdot \nabla \Pi |_{n=0-} \quad (12)$$

$$\hat{n} \cdot \nabla \Pi |_{n=0+} - \hat{n} \cdot \nabla \Pi |_{n=0-} = -4\pi f(L) \quad (13)$$

산란 도체 표면상의 한 지점 ( $l_0$ )에서 산란파 성분  $\Pi$ 은 두 성분으로 나눌 수 있다. 즉, 그림 3의 미소구간  $|l-l_0| < \delta$  내에 분포하는 자기 전류에 의한 산란파 성분  $\Pi$ 와  $|l-l_0| < \delta$  내에 분포하는 자기 전류에 의한 산란파 성분  $\Pi$ 의 합으로 표현할 수 있다.

$$\Pi(l_0) = \Pi'(l_0) + \Pi''(l_0) \quad (14)$$

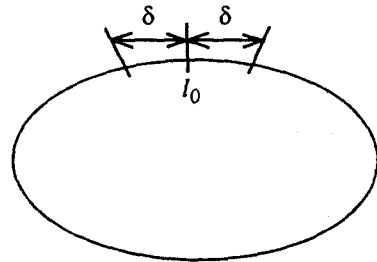


그림 2. 특이점

Fig. 2. Near singular point.

그리고 경계가 완만한 경우에 두 산란파 성분 와는 다음의 성질을 갖는다.

$$\hat{n} \cdot \nabla \Pi'' |_{l, n=0+} + \hat{n} \cdot \nabla \Pi'' |_{l, n=0-} = 2\hat{n} \cdot \nabla \Pi'' |_{l, n=0} \quad (15)$$

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \{ \hat{n} \cdot \nabla \Pi' |_{l, n=0+} + \hat{n} \cdot \nabla \Pi' |_{l, n=0-} \} = 0 \quad (16)$$

식 (13,15,16)을 정리하면 산란도체 표면상의 한 지점 ( $l_0$ )에서 다음의 방정식을 얻는다.

$$-\hat{n} \cdot \nabla \Pi_m |_{l, n=0-} = 2\pi f(L) + \lim_{\delta \rightarrow 0} \hat{n} \cdot \nabla \Pi'' |_{l, n=0} \quad (17)$$

그림 1의 평행판 도파관내의 임의의 위치에서 산란파 성분  $\Pi$ 는 Green 함수를 이용하여 다음의 적분방정식으로 표현하여 구할 수 있다.

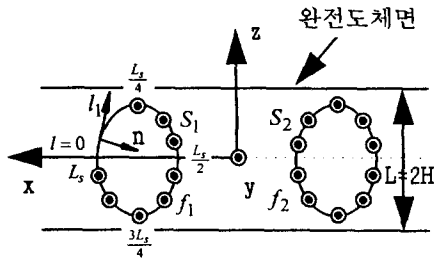
$$\Pi(x, z) = \int_S f(\bar{l}) + \lim_{\delta \rightarrow 0} \hat{n} \cdot \nabla \Pi'' |_{l, n=0} \quad (18)$$

여기서  $f(\bar{l})$ 은 산란 도체 표면상에서의 자기 전류의 분포이다. 평행판 도파관내에서의 Green 함수는 다음의 미분 방정식과 경계조건으로 부터 구해진다.

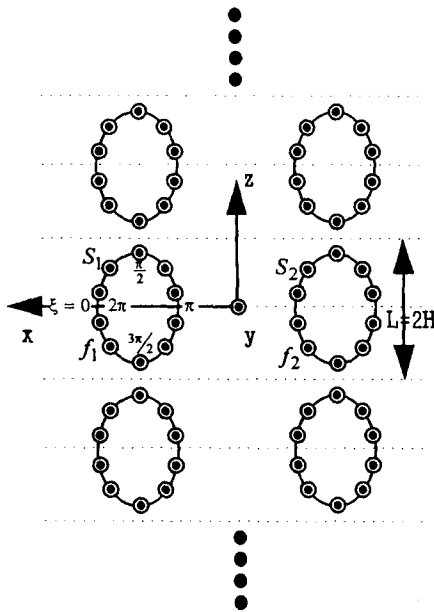
$$\nabla^2 G + k^2 \cos^2 \theta G = -4\pi \delta(x-x(\bar{l})) \delta(z-z(\bar{l})) \quad (19)$$

$$\hat{z} \times \vec{E} |_{z=0, H} = \left( \frac{\partial}{\partial n} \Pi_m + \frac{\partial}{\partial n} \Pi \right) |_{z=0, H} = 0 \quad (20)$$

단,  $0 < z, z(\bar{l}) < +H$



(a)



(b)

그림 3. (a) 그림 1(a)의  $z=0$ 상의 평판 도체에 대해 영상법을 적용한 자기 전류 분포 (b) 반복적으로 영상법을 적용하여  $z$ 방향으로  $L(=2H)$ 의 주기 분포를 갖는 자기 전류

Fig. 3. (a) Image theory applied to infinite plate conductor( $z=0$ ) of Fig 1(a) and magnetic current (b) Magnetic current with periodic distribution in  $z$  direction as applying Image theory repeatedly.

식(19.20)에서 Green 함수를 구할 때 완전 도체면 ( $z=0, H$ )에서의 경계조건을 없애기 위해 산란 도체상에서 가정한 자기 전류를 평판 도체에 대해 영상법 (Image theory)<sup>[10]</sup>을 적용한다. 먼저, 그림 1(a)의  $z=0$ 에 위치한 평판 도체에 대해 영상법을 적용하여

도체면에서 접선 성분의 전장이 영이 되게 한다. 이때  $y$ 방향 성분만을 갖는 자기 전류는 평판 도체에 평행하므로 도체면에 대해 접선 성분만을 갖는다. 또한  $z=0$  면에 대해 영상법을 적용한 그림 3(a)에서  $-H < z < 0$ 내의 영상 자기 전류 분포는  $0 < z < H$ 내의 자기 전류 분포와 같은 방향인  $+y$ 성분을 가진다. 결국  $-H < z < H$ 에서의 자기 전류 분포는  $z=0$ 에 대해 대칭적이다. 도체면  $z=H, -H, 3H, -5H, \dots$ 에 대해 영상법을 반복 적용하면 그림 3(b)에서 보는 바와 같이 마치 자유 공간에  $L(=2H)$ 의 주기로 자기 전류가 무한히 분포하는 것으로 볼 수 있다. 이와 같이 영상법을 무한히 적용한 그림 3(b)에서 산란과 성분  $\Pi$ 에 관한 Green 함수는 경계조건이 자유공간이며 다음과 같이 표현된 식으로부터 구해진다.

$$\nabla^2 G + k^2 \cos^2 \theta G = -4\pi \delta(x-x(\bar{l})) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(z-z(\bar{l})-nL) \quad (21)$$

단,  $-\infty < z < +\infty, -H < z(\bar{l}) < +H$ .

우선, 식(21)의 우변에 있는 무한합에 대해 포와선 합 (Poisson summation)<sup>[9]</sup>을 적용하면

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(z-z(\bar{l})-nL) = \frac{1}{L} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{ih_m(z-z(\bar{l}))}$$

식 (21)은 다음과 같이 표현된다.

$$\nabla^2 G + k^2 \cos^2 \theta G = -4\pi \delta(x-x(\bar{l})) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{ih_m(z-z(\bar{l}))} \quad (22)$$

$$h_m = \frac{2\pi}{L} m$$

식 (22)로부터 구한 Green 함수는 다음과 같다.

$$G(x, z, \bar{l}) = \frac{2\pi}{L} i \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{g_m} e^{ig_m|x-x(\bar{l})| + ih_m(z-z(\bar{l}))} \quad (23)$$

$$g_m^2 = k^2 - h_m^2$$

식 (23)은 그림 3(b)에서 보는 바와 같이 자유 공간에  $L(=2H)$ 의 주기로 무한히 분포하는 자기 전류에 대한 Green 함수이다. 이 Green 함수는 그림 1(a)의  $z=0$ 에 놓인 평판 도체에 대해 영상법을 사용한 그림 3(a)의 평행판 도파관내에 분포한 자기 전류에 대한 Green 함수와 같다. 식 (21)은 자유공간에 선전류원이 주기  $L$ 로 분포하고 있을 때, 산란과 성분인  $\Pi$ 을 구하는 식이다. 그림 1(a)에서 자기 전류분포는  $0 < z < H$ 내에서  $z$ 방향으로 대칭적인 분포를 갖지 못하므로 그림 3(b)에서  $L/2$ 간격으로 보면 선전류 분포가 자유공간에서 주기적인 성질을 갖지 못한다. 그러나

$z=0$ 상의 평면 도체에 대해 영상법을 한번 적용한 그림 3(a)의 평행판 도파관에 대해 영상법을 무한히 적용한 것으로 보면 선전류가 자유공간에서  $L$ 간격으로 주기적인 분포를 하는 것으로 볼 수 있고 이에 대한 Green 함수식 (23)은 식 (21)로부터 구한다. 그러므로 식(23)은  $z = -H, 0, H$ 에서 경계조건을 만족한다. 식 (9,18,23)으로 부터 자기 전류 분포  $f_1(l), f_2(l)$ 에 대한 적분방정식을 얻을 수 있다.

$$2\pi f_1(l_1) + \lim_{\delta \rightarrow 0} \int_{S_1-\delta} f_1(\bar{l}_1) \frac{\partial}{\partial n} G(l_1, \bar{l}_1) d\bar{l}_1 + \int_{S_2} f_2(\bar{l}_2) \frac{\partial}{\partial n} G(l_1, \bar{l}_2) d\bar{l}_2 + \frac{\partial}{\partial n} \Pi_m(l_1) = 0 \quad (24)$$

$$2\pi f_2(l_2) + \int_{S_1} f_1(\bar{l}_1) \frac{\partial}{\partial n} G(l_2, \bar{l}_1) d\bar{l}_1 + \int_{S_2-\delta} f_2(\bar{l}_2) \frac{\partial}{\partial n} G(l_2, \bar{l}_2) d\bar{l}_2 + \frac{\partial}{\partial n} \Pi_m(l_2) = 0 \quad (25)$$

4. Galerkin 법에 의한 행렬방정식 생성

앞 절에서 구한 적분방정식 (24,25)은 미지의 자기 전류 분포 함수를 기초함수로 전개하고 기초함수와 같은 기중함수를 사용하는 Galerkin 법을 써서 행렬방정식으로 바꾼다. 여기서는 지수함수를 기초함수로 사용하여 적분대신 푸리에 변환을 이용하여 행렬요소를 계산하려 한다.

$$f(\xi) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} f_k e^{ik\xi} \quad (26)$$

$$f_i = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi) e^{ik\xi} d\xi$$

여기서  $f_k$ 은 자기 전류 분포에 대한  $k$ 번째의 계수이다. 식 (26)의 변수는 적분방정식 (24,25)의 적분 변수  $l$ 을  $\frac{L_S}{2\pi}$ 로 정규화(normalization)한 것이다 ( $\xi = \frac{2\pi}{L_S} l$ ).  $L_S$ 는 그림 3(a)에서 자기 전류가 분포한 산란 도체상의 방향으로의 폐곡선 전체의 길이이다. 지수함수로 전개된 식(26)을 식(24,25)에 대입하고 기초함수를 가중함수로 하여 양변에 곱하여 적분하면 자기 전류 분포 계수에 대한 행렬방정식을 구할 수 있다.

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (27)$$

여기서 행렬 **A**와 벡터 **b**의 각 요소는 다음과 같다.

$$A_{11,ik} = \delta_{ik} + \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} d\xi_1 e^{-i\xi_1 l} \int_0^{2\pi} d\xi_2 \frac{\partial}{\partial n} G(\xi_1, \xi_2) e^{ik\xi_2} \quad (28-1)$$

$$A_{12,ik} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} d\xi_1 e^{-i\xi_1 l} \int_0^{2\pi} d\xi_2 \frac{\partial}{\partial n} G(\xi_1, \xi_2) e^{ik\xi_2} \quad (28-2)$$

$$A_{21,ik} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} d\xi_2 e^{-i\xi_2 l} \int_0^{2\pi} d\xi_1 \frac{\partial}{\partial n} G(\xi_1, \xi_2) e^{ik\xi_1} \quad (28-3)$$

$$A_{22,ik} = \delta_{ik} + \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} d\xi_2 e^{-i\xi_2 l} \int_0^{2\pi} d\xi_1 \frac{\partial}{\partial n} G(\xi_1, \xi_2) e^{ik\xi_1} \quad (28-4)$$

$$b_{1,i} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\xi_1 e^{-i\xi_1 l} \frac{\partial}{\partial n} \Pi_m(\xi_1) \quad (29-1)$$

$$b_{2,i} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\xi_2 e^{-i\xi_2 l} \frac{\partial}{\partial n} \Pi_m(\xi_2) \quad (29-2)$$

식 (27)의 행렬방정식에서 행렬의 요소는 식 (28)과 같이 2차원 푸리에 변환으로 구한다. 자기 전류 분포  $f_1(l), f_2(l)$ 는  $-H < z < H$ 내에서  $z=0$ 에 대해 대칭이므로 대칭성을 이용하여 행렬 요소의 계산 시간을 줄였다.

III. 계산 및 실험 결과

1. 실험 장치

직각 도파관(WR-430)내에 2개의 직육면체(A × 109.2mm × B)형 산란도체를  $\delta$ 간격으로 배치하고 network analyzer (HP 8719A)를 사용하여 1.5~2.7GHz의 주파수 범위에서 투과계수 S21을 측정한다. WR-430의 직각 도파관은 이 주파수범위내에서 1.374 GHz의 차단 주파수를 갖는  $TE_{10}^*$ 모드만이 존재한다. 이 실험 장치로 측정된 결과는  $y = \pm 54.6$  mm에 위치한 도체면에 대해 영상법을 고려하면 높이가 54.5mm인 평행판 도파관내에  $TE^y$  파가 입사하는 것으로 볼 수 있으므로 계산 결과와의 비교에 사용될 수 있다.

2. 계산 및 실험 결과의 비교

계산 결과를 검증하기 위해 그림 5에 보는 바와 같이 높이가 5.45cm인 평행판 도파관내에 높이가 5.13cm, 폭이 6cm인 사각형의 산란 도체가 2cm의 간격을 두고 놓여 있는 구조에 대해  $x = +\infty$ 에서  $-x$  방향으로  $TE^y$ 모드를 입사시킬 때  $-x$ 방향으로 진행되는 입력단에서의 전력  $P_{in}$ 에 대한 출력단에서의 전력  $P_{out}$ 의 비인 투과 계수, T

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (30)$$

를 계산하였다.

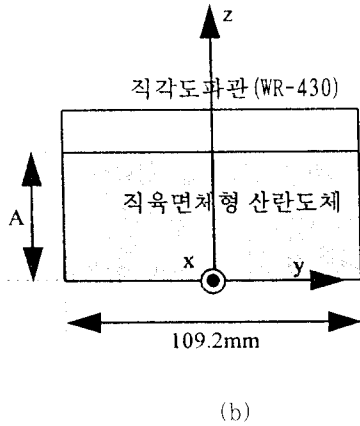
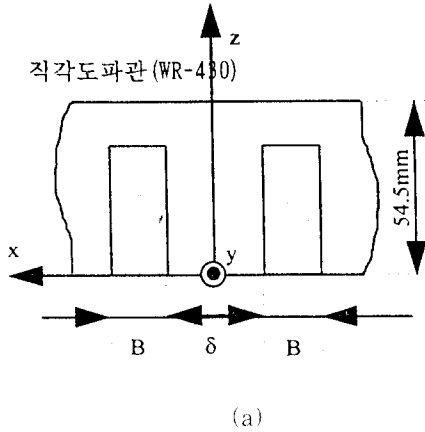


그림 4. 직각 도파관내의 직육면체 산란 도체가 있을 때 S21측정을 위한 실험 장치  
 Fig. 4. Experimental setup for measuring S21 by scattering hexahedral scattering conductor in rectangular waveguide.

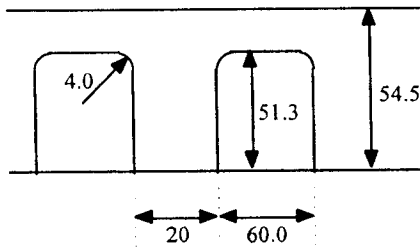


그림 5. 평행판 도파관내의 간단한 산란 도체의 단면구조  
 Fig. 5. Cross-section of simple scattering conductor in parallel-plate waveguide.

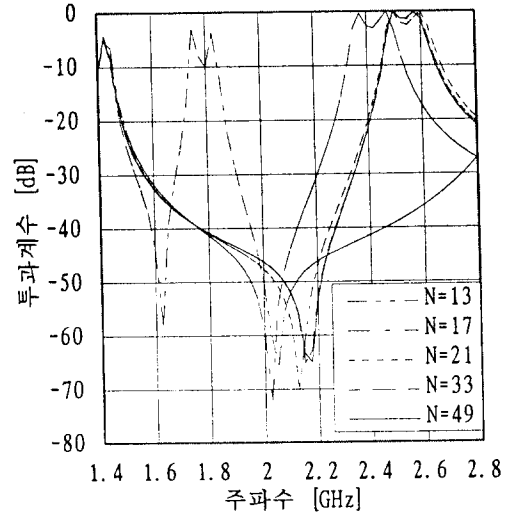


그림 6. 산란도체 경계상의 절점의 갯수가 증가함에 따라 계산된 투과계수의 주파수 특성  
 Fig. 6. Frequency characteristic of transmission coefficients for number of points on conducting boundary.

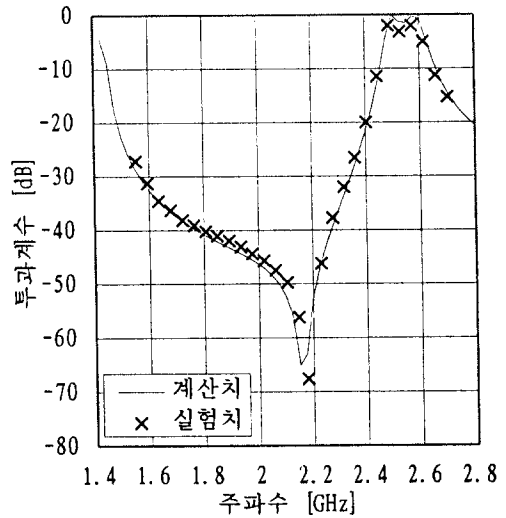


그림 7. 주파수에 따른 투과계수의 계산치와 실험치  
 Fig. 7. Numerical and experimental results of transmission coefficients vs frequency.

그림 6은 그림 5의 산란도체의 경계상에 절점의 갯수에 따른 투과계수의 주파수 특성을 나타낸 것으로서 절점의 갯수가 증가함에 따라 수렴함을 볼 수 있다. 일반적으로 절점의 갯수와 푸리에 계수의 갯수는 이산

푸리에 변환 알고리즘(DFT)을 이용하기 위하여 다음을 만족하도록 정한다.

$$n = 2^m 3^p 5^q 7^r \dots \quad (31)$$

그림 7은 충분히 수렴된 계산 결과를 주는 49개의 절점의 갯수와 49개의 푸리에 계수를 사용하여 계산한 투과계수와 직각 도파관(WR-430)내에 직육면체의 산란도체에 대한 실험지에 매우 잘 일치함을 보여준다.

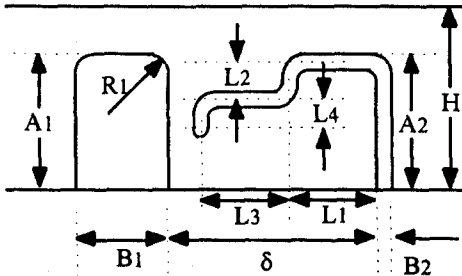


그림 8. 평행판 도파관내의 복잡한 형태의 단면구조를 갖는 산란도체

Fig. 8. Scattering conductors with complex cross-sections in parallel-plate waveguide.

그림 8과 같이 복잡한 단면 구조의 산란 도체에 대해서도 적용하였다. 그림 9는 표1의 치수로 그림 8에 대해 산란 도체의 경계상에 주어진 절점의 갯수에 따른 투과계수의 주파수 특성을 나타낸 것으로 역시 절점의 갯수가 증가함에 따라 수렴함을 보여 준다. 표2는 절점의 갯수에 대한 절점과 절점사이의 간격( $\Delta$ )이다.

표 1. Table 1.

|    |      |          |      |
|----|------|----------|------|
| A1 | 22.7 | L1       | 7.7  |
| B1 | 10.0 | L2       | 2.7  |
| R1 | 0.4  | L3       | 0.4  |
| A2 | 20.1 | L4       | 20.1 |
| B2 | 1.5  | $\delta$ | 1.5  |
| R2 | 0.4  | H        | 0.4  |
| D  | 0.8  |          | 0.8  |

표 2. Table 2. [mm]

|     |          |
|-----|----------|
| N   | $\Delta$ |
| 97  | 0.89     |
| 129 | 0.66     |
| 161 | 0.53     |
| 193 | 0.43     |
| 257 | 0.33     |

그림 9와 표 2로부터 절점의 갯수(N)가 충분히 증가하여 절점과 절점사이의 간격이 D/2보다 작은 값을 가질 때 수렴된 계산 결과를 얻을 수 있음을 보여준다.

그림 10은 전자파가 2.7 GHz의 단일 주파수로 입사할 때 입사각에 따른 투과계수를 계산한 것으로 입사각에 따라 투과계수가 매우 심하게 변한다. 그림 8의 구조에 대해 2.7 GHz의 주파수를 사용한 경우에는 입사각이 45° 일때 투과량이 가장 적다.

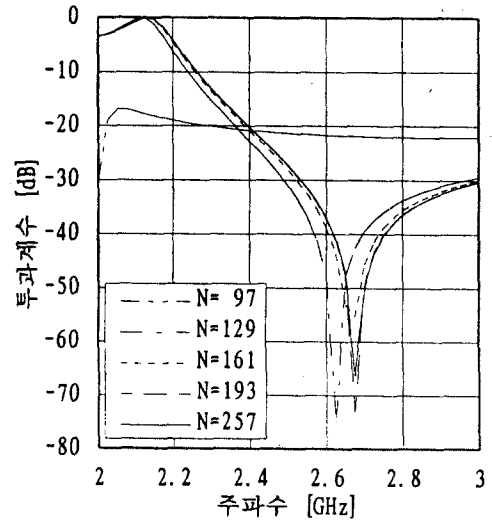


그림 9. 그림 8의 산란도체 경계상의 절점의 갯수의 증가에 따른 투과계수의 주파수 특성  
Fig. 9. Frequency characteristic of transmission coefficient for number of points on conducting boundary of Fig 8.

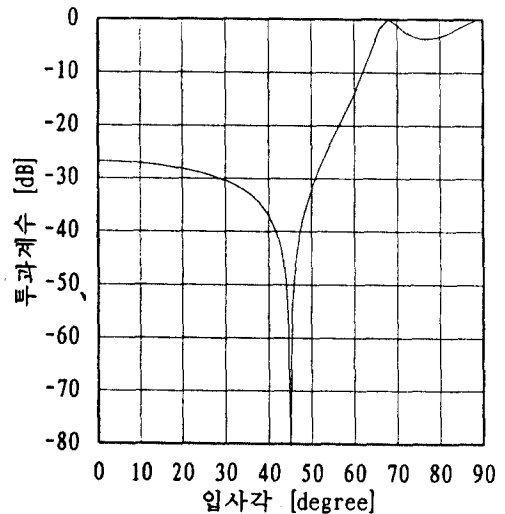


그림 10. 그림 8의 산란도체 단면구조에 대해 입사각에 따른 투과계수  
Fig. 10. Incidence-angle characteristic of transmission coefficient of Fig 8.

## IV. 결 론

본 논문에서는 평행판 도파관내로 TE<sup>m</sup>모드가 입사할 때 입의 단면구조를 갖는 산란 도체에 의한 투과계수의 주파수 특성과 입사각에 따른 투과계수를 계산하였다. 투과계수의 계산을 위해 먼저 산란 도체의 경계상에 자기 전류 분포를 가정하고 평행판 도파관의 평판 도체에 대해 영상법을 적용하여 자기 전류 분포에 대한 적분방정식을 세운다. 이 적분방정식은 자기 전류를 지수함수꼴의 기초함수로 전개하고 Galerkin 법을 적용하여 행렬방정식으로 바꾼다. 기초함수로서 지수함수를 이용하여 적분대신 푸리에 변환 알고리즘을 이용하여 행렬 요소를 계산하였다. 계산된 자기 전류 분포로부터 입력단과 출력단에서의 산란파를 계산하여 투과계수를 얻었다. 단순한 구조와 복잡한 구조에 대해 주파수와 입사각의 변화에 따른 투과계수를 계산하였다. 계산 결과로부터 절점과 절점 사이의 간격이 산란 도체의 두께보다 적을때 수렴된 결과를 줌을 알 수 있고, 충분히 수렴된 계산 결과는 실험결과와 잘 일치하였다.

## 참 고 문 헌

- [1] A.M. Buckbaum, Microwave Oven Door Seal Characteristics, *IMPI*, pp.67-71, 1981.
- [2] J.M. Osepchuk, J.E. Simpson, and R.A. Foerstner, Advances in Choke Design for Microwave Oven Door Seal, *Journal of Microwave Power*, Vol.8, No.3/4, 1973.
- [3] J.M. Osepchuk, A History of Microwave Heating Application, *IEEE Trans. on MTT*, Vol.32, No.9, pp.1200-1224, Sept. 1984.
- [4] S. Ohkawa, W. Watanabe, and K. Kaneko, High Performance Door Seal for Microwave Oven, *Microwave power symp. digest*.
- [5] Y.M. Kim, Analysis and Design of Periodically Slotted Choke, KAIS, 1978.
- [6] J.M. Jin and J.L. Volakis, New Techniques for Charactering Diffraction by Inhomogeneously Filled Slots of Arbitrary Cross-section in Thick Conducting Planes, *Inst. Elec. Eng. Electron. Lett.*, vol. 25, no. 17, pp.1121-1123, Aug. 1989.
- [7] 김응수, 유한 요소 경계법에 의한 초고주파 초우크의 전자파 산란 특성 해석 연구, 서울대학교 석사학위논문, 1995
- [8] E.S. Kim, B.S. Kim, and S.W. Nam, Analysis of Electromagnetic Transmission through Choke using FE-BIM with Arbitrary Incidence-Angle/Polarization, *AP-S International Symposium and USNC/ URSI Radio Science Meeting*, Newport Beach, California, June 18-23, 1995.
- [9] R.E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, McGraw-Hill, New York, pp.25-26, 1960.
- [10] R.F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic fields*, McGraw-Hill, New York, p103, 1961.



— 저 자 소 개 —



鄭 奉 植(正會員)

1963년 4월 4일생. 1987년 2월 경북대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1990년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 졸업(공학석사). 1995년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 졸

업(공학박사). 1995년 1월~현재, LG전자 생활시스템연구소 재직. 주관심분야는 전자장 수치해석, 전파 전파 및 산란 등임



金 賢 正(正會員)

1963년 11월 6일생. 1986년 2월 서울대학교 전기공학과 졸업(공학사). 1988년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 졸업(공학석사). 1988년 3월~한국과학기술원 전기 및 전자공학과 박사과정.

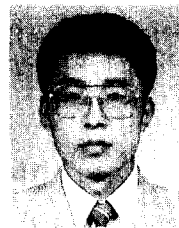
1994년 3월 ~현재, LG전자 생활시스템연구소 재직. 주관심분야는 전자파 산란, 안테나, RF 소자 등임



金 應 洙(正會員)

1963년 10월 11일생. 1986년 2월 서울대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1995년 2월 서울대학교 전자공학과 졸업(공학석사). 1985년 12월~현재, LG전자 생활시스템연구소 재직.

주관심분야는 전자파 산란, 전자장 수치해석 등임



曹 圭 完(正會員)

1963년 3월 15일생. 1986년 2월 성균관대학교 전기공학과 졸업(공학사). 1988년 2월 성균관대학교 전기공학과 졸업(공학석사). 1988년 3월~성균관대학교 전기공학과 박사과정. 1990년 1월~현재, LG전자 생활시스템연구소 근무. 주관심분야는 마이크로웨이브 응용 등임

전자 생활시스템연구소 근무. 주관심분야는 마이크로웨이브 응용 등임