

유전체 기판 위에 놓인 스트립 형태의 도파관 마운트 해석

正會員 朴 勉 周*, 韓 錫 太**, 南 相 郁***

Analysis of the strip type waveguide mount backed by the dielectric substrate

Myun-Joo Park*, Seog Tae Han**, and Sangwook Nam*** *Regular Members*

요 약

이 논문에서는 모드정합법과 유도(induced) EMF방법을 이용하여 유전체 기판상에 놓인 스트립 형태의 도파관 마운트의 입력 임피던스 특성을 해석하였다. 도파관 내에 유전체 기판이 존재하는 부분을 단면의 일부가 유전체로 채워진 도파관으로 모델링하여, 이 구조에 대한 하이브리드(hybrid) 모드 해석을 수행하였다. 여기서 계산된 모드함수들을 이용하여 유전체 기판에 의한 전자파 산란문제를 모드정합법으로 풀었다. 그리고, 이 결과와 유도 EMF방법을 이용하여 마운트 간극에서 본 입력 임피던스를 계산하였다. 여기서 얻어진 계산결과를 다른 수치해석법에 의한 계산결과와 비교하여 그 타당성을 검증하였으며, 기판의 폭이나 마운트 간극의 위치 등의 파라미터가 임피던스에 미치는 영향을 고찰하였다.

ABSTRACT

This paper presents the analysis of the impedance characteristic of the strip type waveguide mount backed by the dielectric substrate using mode the matching and induced EMF method. The part of the waveguide containing the dielectric substrate is modeled as waveguide partially filled with the dielectirc, and a hybrid mode analysis has been conducted for the structure. The electromagnetic scattering problem by the dielectric substrate is solved by the mode matching method using the calculated modal function. The input impedance seen at the mount gap is calculated by the induced EMF method using the calculated results. The calculated results thus obtained has been verified through comparison with the results by other numerical methods. The effect of some structure parameters such as the width of the substrate and the gap size on the mount impedance is investigated.

*서울대학교 박사과정

**대덕 진파천문대 선임연구원

***서울대학교 전기공학부 교수

論文番號:96150-0521

接受日字:1996年 5月 21日

I. 서 론

도파관 내부에서 다이오드 등의 소형 능동소자를 이용하여 신호를 발생시키거나 수신하고자 할 때 흔히 여러가지 형태의 마운트(mount)를 사용하여 고정시키게 된다. 흔히 사용되어온 마운트구조는 원통형 기둥모양으로 중간에 간극이 존재하여 그 부분에 능동소자를 위치시킨다. 이런 형태의 마운트 구조는 Eisenhart와 Khan에 의하여 해석되었다[1], [2]. Khan은 원통형의 마운트를 등가적인 얇은 판 형태로 대체시킨 후 induced EMF방법을 적용하여 이 마운트의 간극에서 본 입력임피던스를 계산하였다. 또한 실험을 통해 그들의 방법이 매우 넓은 주파수 범위에서 유효함을 입증하였다.

이와는 다른 형태의 마운트로서 최근들어 고주파 회로에서 많이 쓰이고 있는 유전체기판 위의 스트립을 이용한 도파관 마운트를 생각할 수 있다. 이런 형태의 마운트구조를 다음 그림 1에 나타내었다. 이 구조는 원기둥형 마운트에 비해 제작이 간단하고 능동소자를 부착하기는대도 편리하다.

그림1에 나타난 구조를 해석하고자 할 때 먼저 유전체 기판이 없는 경우($t=0$)에는 Khan의 방법을 그대로 적용할 수 있다. 또한 유전체가 도파관의 단면을 완전히 채우고 있을 경우($d1=d2=0$)에는 도파관의 등가 전송선로모델[3]을 써서 유전체로 입사되는 TE 모드와 TM모드에 대한 반사계수를 계산할 수 있으므로, 비교적 간단한 방법으로 마운트의 임피던스를 구할 수 있다. 그러나 이 두가지를 제외한 일반적인 경우에는 도파관 내에 유전체가 존재할 때의 전자파 산란문제를 풀어야 한다. 본 논문에서는 이 문제를 직사각형 도파관내의 하이브리드 모드에 의한 모드정합방법을 써서 풀고, 그 결과를 이용하여 스트립 형태의 마운트에 대한 등가 임피던스를 구해보려고 하겠다. 해석방법으로는 도파관 구조의 불연속 해석에 널리 쓰이고 있는 수치해석법인 모멘트법과 모드정합법을 이용한다. 이를 위해 우선 도파관 내에 유전체 기판이 존재할 경우의 하이브리드 모드를 구하는 모드해석을 한 뒤, 이를 이용하여 마운트를 여기서 시켰을 때 도파관 내에 발생하는 전자파 분포를 구한 다음, 이 결과로부터 마운트의 간극에서 본 입력임피던스를 계산한다. 그리고, 이런 방법으로 계산한 결과

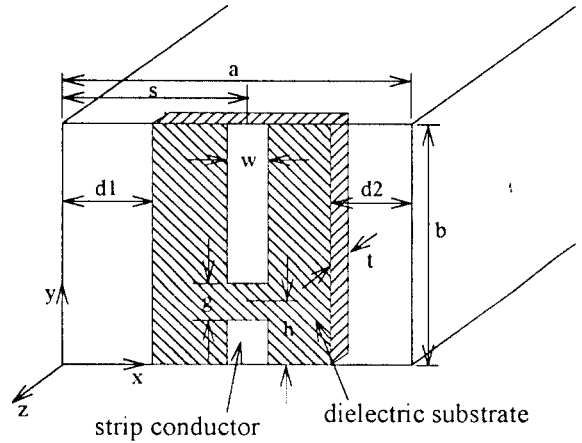


그림 1. 유전체 기판위의 스트립형 도파관 마운트
Fig. 1 Strip type waveguide mount backed by the dielectric substrate.

를 다른 방법에 의한 결과와 비교하여 본 연구에서 제안한 수치해석 방법의 타당성을 확인한 뒤, 몇가지 수치해석 결과를 통해 마운트 구조에서 기판의 폭이나 간극의 위치등의 변화가 임피던스 특성에 미치는 영향을 고찰하기로 하겠다.

II. 이 론

2.1 직사각형 도파관내의 하이브리드 모드

단면이 균일한 물질로 채워진 도파관에서는 보통 도파관 축방향에 대한 TE모드와 TM모드를 많이 사용한다. 그러나 유전체로 부분적으로 채워진 도파관의 경우, 이런 모드로서는 경계조건을 만족시킬 수 없기 때문에, 흔히 하이브리드(hybrid) 모드라 불리우는 모드를 사용한다. 그림 1에 나타난 좌표계에서 보면 이는 x방향에 대한 TE모드와 TM모드로서 각각 LSE_x , LSM_x 모드로 불리워진다[4]. 단면중 일부가 유전체로 채워진 도파관내의 LSE_x , LSM_x 모드는 다음과 같은 wave potential을 사용하여 나타낼 수 있다[5].

$LSE_x(H)$ 모드

$$\phi_{mn}^{h\pm}(x) = g_m^h \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{i j k_x (z-x)},$$

$$g_m^h(x) = \begin{cases} C_1 \sin(k_x x), & 0 < x < d_1 \\ C_2 \cos(k'_x(x-a/2)) + C_3 \sin(k'_x(x-a/2)), & d_1 < x < a-d_2 \\ C_4 \sin(k_x(a-x)), & a-d_2 < x < a \end{cases} \quad (1)$$

LSM_x(E)모드

$$\phi_{mn}^{e\pm}(x) = g_m^e \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{\mp jk'_z(z-a)},$$

$$g_m^e(x) = \begin{cases} C_1 \cos(k_x x), & 0 < x < d_1 \\ C_2 \sin(k'_x(x-a/2)) + C_3 \cos(k'_x(x-a/2)), & d_1 < x < a-d_2 \\ C_4 \cos(k_x(a-x)), & a-d_2 < x < a \end{cases} \quad (2)$$

위의 wave potential로부터 실제의 전장과 자장을 구해내기 위해서는 다음과 같은 관계식을 이용한다.[5]

LSE_x(H) 모드

$$E_x = 0 \quad H_x = \frac{1}{j\omega\mu} \left(-\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 \right) \phi^h$$

$$E_y = -\frac{\partial \phi^h}{\partial z} \quad H_y = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial^2 \phi^h}{\partial x \partial y}$$

$$E_z = \frac{\partial \phi^h}{\partial y} \quad H_z = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial^2 \phi^h}{\partial x \partial z} \quad (3)$$

LSM_x(E) 모드

$$E_x = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 \right) \phi^e \quad H_x = 0$$

$$E_y = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial^2 \phi^e}{\partial x \partial y} \quad H_y = \frac{\partial \phi^e}{\partial z}$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial^2 \phi^e}{\partial x \partial z} \quad H_z = \frac{\partial \phi^e}{\partial y} \quad (4)$$

또한 각 영역에서의 전파상수들은 다음과 같은 분산(dispersion)관계식을 만족시킨다.

$$k_z'^2 = k_0^2 - k_x^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 = \epsilon_r k_0^2 - k_x'^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (5)$$

위의 식들로 정의되는 하이브리드 모드를 완전히 알기 위해서는 C₁, C₂, C₃, C₄로 표시되는 각 영역에서의 모드계수와 각 모드에 대한 전파상수 k'_z를 알아

야 한다. 이는 각 영역 경계에서 전장과 자장의 접선 성분이 연속이라는 조건과 위 식 (4)의 분산조건을 이용하여 구할 수 있다.

x=d₁과 x=a-d₂에서 E_y, E_z, H_y, H_z에 대한 연속 조건으로부터 다음 4개의 식을 얻을 수 있다.

LSE_x(H) 모드

$$C_1 \sin(k_x d_1) = C_2 \cos\left(k'_x\left(d_1 - \frac{a}{2}\right)\right) + C_3 \sin\left(k'_x\left(d_1 - \frac{a}{2}\right)\right)$$

$$C_4 \sin(k_x d_2) = C_2 \cos\left(k'_x\left(\frac{a}{2} - d_2\right)\right) + C_3 \sin\left(k'_x\left(\frac{a}{2} - d_2\right)\right)$$

$$-C_1 k_x \cos(k_x d_1) = C_2 k'_x \sin\left(k'_x\left(d_1 - \frac{a}{2}\right)\right)$$

$$-C_3 k'_x \cos\left(k'_x\left(d_1 - \frac{a}{2}\right)\right)$$

$$C_4 k_x \cos(k_x d_2) = C_2 k'_x \sin\left(k'_x\left(\frac{a}{2} - d_2\right)\right)$$

$$-C_3 k'_x \cos\left(k'_x\left(\frac{a}{2} - d_2\right)\right) \quad (6)$$

LSE_x(E) 모드

$$C_1 \cos(k_x d_1) = C_2 \sin\left(k'_x\left(d_1 - \frac{a}{2}\right)\right) + C_3 \cos\left(k'_x\left(d_1 - \frac{a}{2}\right)\right)$$

$$C_4 \cos(k_x d_2) = C_2 \sin\left(k'_x\left(\frac{a}{2} - d_2\right)\right) + C_3 \cos\left(k'_x\left(\frac{a}{2} - d_2\right)\right)$$

$$-C_1 k_x \sin(k_x d_1) = C_2 \frac{k'_x}{\epsilon_r} \cos\left(k'_x\left(d_1 - \frac{a}{2}\right)\right)$$

$$-C_3 \frac{k'_x}{\epsilon_r} \sin\left(k'_x\left(d_1 - \frac{a}{2}\right)\right)$$

$$C_4 k_x \sin(k_x d_2) = C_2 \frac{k'_x}{\epsilon_r} \cos\left(k'_x\left(\frac{a}{2} - d_2\right)\right)$$

$$-C_3 \frac{k'_x}{\epsilon_r} \sin\left(k'_x\left(\frac{a}{2} - d_2\right)\right) \quad (7)$$

위 4개의 식에서 C₁, C₂, C₃, C₄ 중 적어도 하나가 0이 아닌 해를 가지도록 하는 조건을 구하면, 계수들로 이루어지는 4X4 행렬의 행렬식이 0이 되어야 한다.

LSE_x(H)모드

$$\begin{bmatrix} -\sin(k_x d_1) & \cos\left(k'_x\left(d_1 - \frac{a}{2}\right)\right) \\ 0 & \cos\left(k'_x\left(\frac{a}{2} - d_2\right)\right) \\ k_x \cos(k_x d_1) \cdot k'_x \sin\left(k'_x\left(d_1 - \frac{a}{2}\right)\right) \\ 0 & k'_x \sin\left(k'_x\left(\frac{a}{2} - d_2\right)\right) \end{bmatrix}$$

$$\left. \begin{array}{l} \sin(k'_x(\frac{a}{2} - d_2)) \quad 0 \\ \sin(k'_x(\frac{a}{2} - d_2)) \quad -\sin(k_x d_2) \\ -k'_x \cos(k'_x(d_1 - \frac{a}{2})) \quad 0 \\ -k'_x \cos(k'_x(\frac{a}{2} - d_2)) \quad -k_x \cos(k_x d_2) \end{array} \right\} = 0 \quad (8)$$

LSM_x(E) 모드

$$\left[\begin{array}{ll} -\cos(k_x d_1) & \sin(k'_x(d_1 - \frac{a}{2})) \\ 0 & \sin(k'_x(\frac{a}{2} - d_2)) \\ k_x \sin(k_x d_1) & \frac{k'_x}{\epsilon_r} \cos(k'_x(d_1 - \frac{a}{2})) \\ 0 & -\frac{k'_x}{\epsilon_r} \cos(k'_x(\frac{a}{2} - d_2)) \end{array} \right] = 0 \quad (9)$$

$$\left[\begin{array}{ll} \cos(k'_x(d_1 - \frac{a}{2})) & 0 \\ \cos(k'_x(\frac{a}{2} - d_2)) & -\cos(k_x d_2) \\ -\frac{k'_x}{\epsilon_r} \sin(k'_x(d_1 - \frac{a}{2})) & 0 \\ \frac{k'_x}{\epsilon_r} \sin(k'_x(\frac{a}{2} - d_2)) & k_x \sin(k_x d_2) \end{array} \right] = 0 \quad (9)$$

식 (5)의 분산관계를 이용하면 위의 식은 전파상수 k'_z 에 대한 초월함수 방정식으로 나타난다. 이를 풀면 각 모드에 대한 전파상수가 구해지며 이를 식 (5)에 대입하여 풀면 각 영역에서의 모드 계수들을 구할 수 있다.

이와는 달리 도파관 단면 전체가 균일한 매질로 채워진 경우에도 하이브리드 모드를 생각할 수 있는데 이는 다음과 같은 간단한 형태의 wave potential로 나타낼 수 있다.

$$\psi_{mn}^{h\pm}(\alpha) = \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right) e^{\pm jk_x(z-a)} \quad (10)$$

$$\psi_{mn}^{e\pm}(\alpha) = \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{m\pi}{b}y\right) e^{\pm jk_x(z-a)} \quad (11)$$

이 경우 전파상수에 대한 분산관계식은 다음과 같다.

$$k_z^2 = k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{2}\right)^2 \quad (12)$$

2.2. 유전체 기판에 의한 전자파 산란

스트립 마운트상의 전류에 의해 여기되는 전자파 분포를 구해내기 위해서는 우선 유전체 기판이 없는 경우에 발생하는 전자파를 계산하고, 이를 입사파로 할 때 유전체 기판에 의한 입사파의 반사와 투과를 계산하여 전체 전자파 분포를 구하는 방법을 사용한다.

먼저 스트립 마운트상에 존재하는 전류를 다음과 같이 코사인 기저함수를 사용하여 전개한다.

$$\begin{aligned} \bar{J}(x, y) &= \sum_{n=0} A_n \bar{J}_n(x, y) \text{ at } z = z' \\ \bar{J}_n(x, y) &= \hat{y} \frac{2 - \delta_{n0}}{b} \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right), \\ s - \frac{w}{2} \leq x \leq s + \frac{w}{2}, 0 \leq y \leq b \end{aligned} \quad (13)$$

유전체 기판이 없다고 가정할 때 위의 식 (13)에 나타낸 전류분포에 의해 발생하는 전자파를 앞에서 구한 하이브리드 모드를 사용하여 다음과 같은 식으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \psi &= \sum_{m,n} (C_{mn} \psi_{mn}^{h-}(z') + D_{mn} \psi_{mn}^{e-}(z')), z < z' \\ \psi &= \sum_{m,n} (E_{mn} \psi_{mn}^{h+}(z') + F_{mn} \psi_{mn}^{e+}(z')), z > z' \end{aligned} \quad (14)$$

$z = z'$ 에서 전장 접선성분의 연속조건과 마운트 스트립상의 전류에 의한 자장 접선성분의 불연속을 이용하면 위 (14)식의 각 모드에 대한 크기가 다음 식으로 구해진다.

$$\begin{aligned} C_{mn} &= \frac{-j\omega\mu_0 A_0}{2(k_0^2 - (m\pi/a)^2)} \frac{2 - \delta_{m0}}{a} \frac{2 - \delta_{m0}}{b} \\ &\quad \times w \sin\left(\frac{m\pi s}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi w}{2a}\right) / \left(\frac{m\pi w}{2a}\right) \\ D_{mn} &= -\frac{C_{mn}}{k_z \omega \mu_0} \frac{m\pi}{a} \frac{m\pi}{b} \\ E_{mn} &= -C_{mn} \\ F_{mn} &= D_{mn} \end{aligned} \quad (15)$$

이제 유전체 기판에 의한 전자파 산란을 고려하기 위해 위 (14)식으로 주어지는 전자파가 유전체 기판에 입사할 때, 각 도파관 영역에서의 전자파를 다음

과 같이 wave potential을 사용하여 전개한다.

i) $0 < z < z'$

$$\begin{aligned} \psi = & \sum_{m,n} (C_{mn} \psi_{mn}^{h-}(z') + D_{mn} \psi_{mn}^{e-}(z')) \\ & + \sum_{m,n} (R_{mn}^h \psi_{mn}^{h+}(0) + R_{mn}^e \psi_{mn}^{e+}(0)) \end{aligned} \quad (16)$$

ii) $-t < z < 0$

$$\begin{aligned} \phi = & \sum_{m,n} (t_{mn}^h \phi_{mn}^{h-}(0) + t_{mn}^e \phi_{mn}^{e-}(0)) \\ & + \sum_{m,n} (r_{mn}^h \phi_{mn}^{h+}(-t) + r_{mn}^e \phi_{mn}^{e+}(-t)) \end{aligned} \quad (17)$$

iii) $z < -t$

$$\psi = \sum_{m,n} (T_{mn}^h \psi_{mn}^{h-}(-t) + T_{mn}^e \psi_{mn}^{e-}(-t)) \quad (18)$$

경계조건을 적용하기 위해서는 자장과 전장의 접선성분을 구해야 하는데, 식 (16), (17), (18)의 wave potential에 식 (3), (4)를 적용하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} E_x = & \frac{1}{j\bar{\omega}\epsilon_0} \sum_{m,n} (D_{mn} e^{jk_x(z-z')} + R_{mn}^e e^{-jk_x z}) \\ & \times \left(k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \right) \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_y = & \sum_{m,n} jk_z (-C_{mn} e^{jk_x(z-z')} + R_{mn}^h e^{-jk_x z}) \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \\ & - \frac{1}{j\bar{\omega}\epsilon_0} \sum_{m,n} \frac{m\pi}{a} \frac{n\pi}{b} (D_{mn} e^{jk_x(z-z')} + R_{mn}^e e^{-jk_x z}) \\ & \times \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} H_x = & \frac{1}{j\bar{\omega}\mu_0} \sum_{m,n} (C_{mn} e^{jk_x(z-z')} + R_{mn}^h e^{-jk_x z}) \\ & \times \left(k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \right) \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_y = & \sum_{m,n} jk_z (-D_{mn} e^{jk_x(z-z')} + R_{mn}^e e^{-jk_x z}) \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \\ & - \frac{1}{j\bar{\omega}\mu_0} \sum_{m,n} \frac{m\pi}{a} \frac{n\pi}{b} (C_{mn} e^{jk_x(z-z')} + R_{mn}^h e^{-jk_x z}) \\ & \times \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \end{aligned}$$

ii) $-t < z < 0$

$$\begin{aligned} E_x = & \frac{1}{j\bar{\omega}\epsilon_r \epsilon_0} \sum_{m,n} (t_{mn}^e e^{-jk_x^*(z+t)}) \\ & \times \left(\epsilon_r k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) g_m^e(x) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_y = & \sum_{m,n} jk_z^h (-t_{mn}^h e^{jk_x^* z} + r_{mn}^h e^{-jk_x^*(z+t)}) g_m^h(x) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \\ & + \frac{1}{j\bar{\omega}\epsilon_r \epsilon_0} \sum_{m,n} \frac{n\pi}{b} (t_{mn}^e e^{jk_x^* z} + r_{mn}^e e^{-jk_x^*(z+t)}) \frac{\partial g_m^e(x)}{\partial x} \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} H_x = & \frac{1}{j\bar{\omega}\mu_0} \sum_{m,n} (t_{mn}^h e^{jk_x^* z} + r_{mn}^h e^{-jk_x^*(z+t)}) \\ & \times \left(\epsilon_r k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) g_m^h(x) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_y = & \sum_{m,n} jk_z^e (-t_{mn}^e e^{jk_x^* z} + r_{mn}^e e^{-jk_x^*(z+t)}) g_m^e(x) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \\ & + \frac{1}{j\bar{\omega}\mu_0} \sum_{m,n} \frac{n\pi}{b} (t_{mn}^h e^{jk_x^* z} + r_{mn}^h e^{-jk_x^*(z+t)}) \frac{\partial g_m^h(x)}{\partial x} \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \end{aligned}$$

iii) $z < -t$

$$E_x = \frac{1}{j\bar{\omega}\epsilon_0} \sum_{m,n} T_{mn}^e e^{jk_x(z+t)} \left(k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \right) \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right)$$

$$\begin{aligned} E_y = & -\sum_{m,n} jk_z T_{mn}^h e^{jk_x(z+t)} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \\ & - \frac{1}{j\bar{\omega}\epsilon_0} \sum_{m,n} \frac{m\pi}{a} \frac{n\pi}{b} T_{mn}^e e^{jk_x(z+t)} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \end{aligned} \quad (21)$$

$$H_x = \frac{1}{j\bar{\omega}\mu_0} \sum_{m,n} T_{mn}^h e^{jk_x(z+t)} \left(k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \right) \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right)$$

$$H_y = -\sum_{m,n} jk_z T_{mn}^e e^{jk_x(z+t)} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right)$$

$$-\frac{1}{j\omega\mu_0} \sum_m \frac{m\pi}{a} \frac{n\pi}{b} T_{mn}^h e^{jk_z(z+t)} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right)$$

위의 식 (19), (20), (21)에 $z'=0$ 을 대입하고 전장과 자장의 접선성분이 경계인 $z=0$ 과 $z=-t$ 에서 연속이라는 경계조건을 적용한다. 이 식에 다음과 같은 적분과정을 거쳐 $R_{mn}^h, R_{mn}^c, t_{mn}^h, t_{mn}^c, r_{mn}^h, r_{mn}^c, T_{mn}^h, T_{mn}^c$ 에 대한 선형방정식을 얻는다.

$$\begin{aligned} & \int_0^b \int_0^a [E_x \text{ continuity}] \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) dx dy \\ & \int_0^b \int_0^a [E_y \text{ continuity}] \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) dx dy \\ & \int_0^b \int_0^a [H_x \text{ continuity}] \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) dx dy \\ & \int_0^b \int_0^a [H_y \text{ continuity}] \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) dx dy \end{aligned} \quad (22)$$

식 (22)를 계산하여 얻어진 해($R_{mn}^h, R_{mn}^c, t_{mn}^h, t_{mn}^c, r_{mn}^h, r_{mn}^c, T_{mn}^h, T_{mn}^c$)로 부터 다음과 같은 모드 반사계수를 정의한다.

$$\begin{aligned} \rho_{mn}^h &= R_{mn}^h / C_{mn} \\ \rho_{mn}^c &= R_{mn}^c / D_{mn} \end{aligned} \quad (23)$$

2.3. 마운트임피던스 계산

마운트 간극 사이에 전압 V 가 가해졌을 때 이에 의한 입사전장이 다음 식으로 주어진다고 가정한다.

$$\bar{E}_A = -\hat{y} \frac{V}{g}, s - \frac{w}{2} \leq x \leq s + \frac{w}{2}, h - \frac{g}{2} \leq y \leq h + \frac{g}{2} \quad (24)$$

이를 y 좌표에 대한 Fourier급수를 사용하여 다음 식 (25)와 같이 전개할 수 있다.

$$\bar{E}_A = -\hat{y} \sum_n V \cos\left(\frac{n\pi h}{b}\right) \frac{\sin(n\pi g/2b)}{(n\pi g/2b)} \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) = \hat{y} \sum_n E_{\Lambda n} \quad (25)$$

한편 식 (19)의 E_y 에 (23)을 적용하면 마운트상의 전류에 의해 발생하는 전자파 중 전장의 y 성분을 다음 식으로 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} E_y &= \sum_n \sum_m \frac{(m\pi/a)^2 (n\pi/b)^2 (1 + \rho_{mn}^c) + k_0^2 k_z^2 (1 - \rho_{mn}^h)}{jk_0^2 k_z} \\ &\times C_{mn} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) = \sum_n E_n \end{aligned} \quad (26)$$

Lorentz Reciprocity 정리[5]를 쓰면 위의 식 (25), (26)에서 구한 전장과 식 (13)의 전류분포에서 각각의 $\cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$ 조화성분은 다음 관계식을 만족시킨다.[1]

$$\int_S E_{\Lambda n} J_n dS = \int_S E_n J_n dS \quad (27)$$

식 (27)의 좌변을 전개하면

$$\begin{aligned} \int_S E_{\Lambda n} J_n dS &= -\frac{V}{g} \int_{h-g/2}^{h+g/2} \int_0^a J_n dx dy = -\frac{VI_n}{A_n} \\ &= -\frac{P_n}{A_n} \end{aligned} \quad (28)$$

$$V = -\frac{g \int_S E_{\Lambda n} J_n dx dy}{\int_{h-g/2}^{h+g/2} \int_0^a J_n dx dy} = -\frac{g \int_S E_n J_n dx dy}{\int_{h-g/2}^{h+g/2} \int_0^a I_n dx dy} \quad (29)$$

$$P_n = -A_n \int_S E_{\Lambda n} J_n dx dy = -A_n \int_S E_n J_n dx dy \quad (30)$$

마운트 간극에서 본 입력임피던스는 간극으로 입력되는 전력을 계산하고, 전력과 임피던스의 관계식을 이용하여 구할 수 있는데 이는 다음과 같다.

$$Z = \frac{V^2}{P} = \frac{V^2}{\sum_n P_n} = \frac{1}{\sum_n Z_n}$$

$$\begin{aligned} Z_n &= \frac{V^2}{P_n} = -\frac{g^2 \int_S E_n J_n dx dy}{A_n \left[\int_{h-g/2}^{h+g/2} \int_0^a J_n dx dy \right]^2} \\ &= \frac{j\eta_0 b (n\pi g/2b)^2}{ak_0(2-\delta) \cos^2(n\pi h/b) \sin^2(n\pi g/2b)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(m\pi/a)^2 (n\pi/b)^2 (1 + \rho_{mn}^c) + k_0^2 k_z^2 (1 - \rho_{mn}^h)}{(k_0^2 - (m\pi/a)^2)} \\ & \times \frac{\sin^2(m\pi s/a)}{jk_z} \left(\frac{\sin(m\pi w/2a)}{(m\pi w/2a)} \right)^2 \end{aligned} \quad (31)$$

III. 결과 및 검토

먼저 본 논문의 방법으로 수치계산한 결과의 타당성을 검증하기 위하여 단면이 유전체로 완전히 채워진 구조에 대해 마운트 임피던스를 계산하였다. 그림 2에서 TE, TM모드에 대한 등가전송선로 모델을 사용하여 계산한 결과와 본 논문의 방법으로 계산한 결과를 비교하였다. 본 논문의 방법에 의한 결과는 유전체 기판이 도파관 단면의 99%를 채우고 있을 경우에 대하여 계산하였는데 등가전송선방법에 의한 결과와 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. 결과에 나타난 계산에 사용된 기판은 상대유전율 $\epsilon_r = 2.6$, 두께 $t = 1.6$ mm이고, 도파관의 치수는 $a = 4.76$ cm, $b = 2.215$ cm이다. 마운트의 치수는 $s = 0.5a$, $h = 0.5g$, $w = 0.115a$, $g = 0.069$ cm로 하였다.

이처럼 기판이 도파관 단면을 완전히 채운 경우에 대해 본 연구의 방법에 의한 수치해석결과의 타당성을 확인한 다음, 이번에는 기판이 도파관 일부만을 채우고 있는 경우에 대하여 다른 방법에 의한 수치해석결과와 본 연구의 계산결과와를 그림 3에 비교하였다. 그림에서 FDTD에 의한 계산결과는 불완전한 흡수경계조건에 의한 오차가 포함되어 있으며, 잘 알려진 것처럼 FDTD 격자에 의한 기생분산(spurious dispersion)에 의한 오차로 인해 주파수 특성이 본 논문의 계산결과보다 약간 높은 주파수로 천이되어 있음을 볼 수 있다. 이런 오차 요인들을 감안한다면, 본 논문의 방법에 의한 결과와 FDTD에 의한 결과는 대체로 잘 일치한다고 볼 수 있다.

그림 4에 나타난 결과는 유전체 기판의 넓이 변화에 따른 마운트 임피던스의 변화를 보여주고 있다. 그림에서 확인할 수 있듯이 기판이 도파관 단면을 완전히 채우고 있는 경우와 60%만을 채우고 있는 경우의 임피던스 특성이 매우 유사함을 볼 수 있다. 따라서 유전체가 도파관 단면의 일부만을 채우고 있을 경우라도 기판이 도파관 단면을 완전히 채운 경우로 가

정하여 해석을 해도 대략의 결과를 얻을 수 있다. 도파관의 단면을 유전체가 완전히 채우고 있을 경우에는 앞서서도 지적했듯이 등가 전송선 모델을 이용하여 빠르고 간단하게 해석을 할 수 있기 때문에 시간적으로나 컴퓨터 비용면에서 매우 유리하다.

그림 5는 마운트 간극(gap)의 위치변화가 임피던스 특성에 미치는 영향을 보여주고 있다. 간극이 마운트

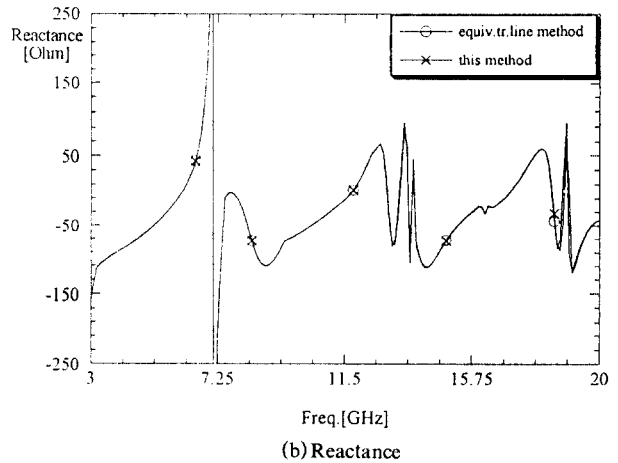
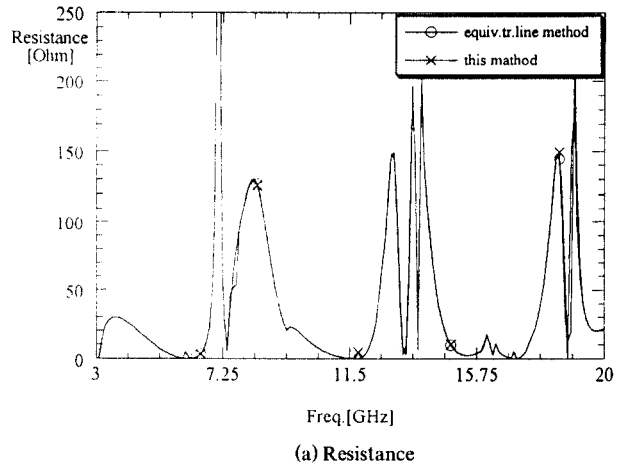
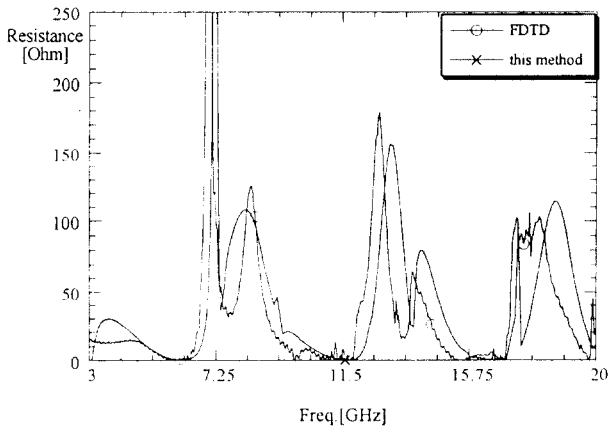
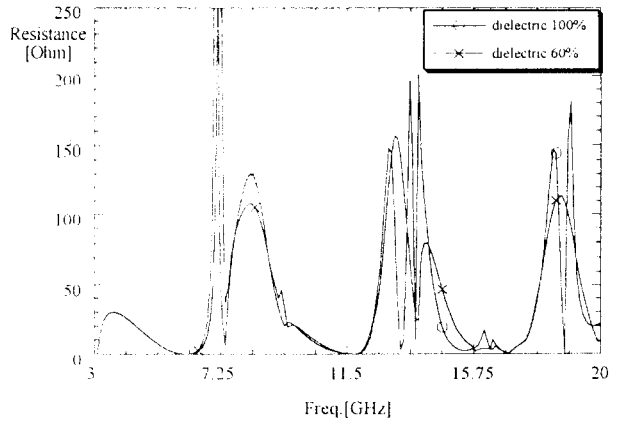


그림 2. 유전체 기판이 도파관 단면을 완전히 채우고 있을 때의 임피던스 특성(등가전송선로 방법과의 비교) ($d_1 = d_2 = 0$, $h = g/2$)

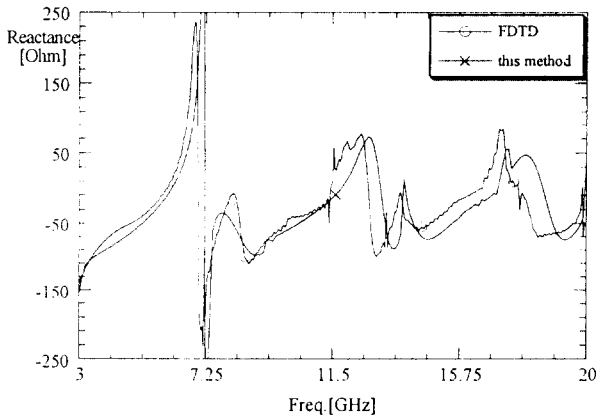
Fig. 2 Impedance characteristic when the dielectric substrate fills the waveguide crosssection completely. (Comparison with the result of the equivalent transmission line method)



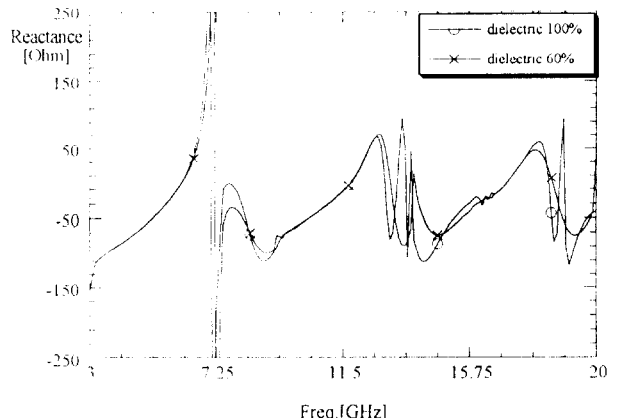
(a) Resistance



(a) Resistance



(b) Reactance



(b) Reactance

그림 3. 유전체 기판이 도파관 단면을 일부만 채우고 있을 때의 임피던스 특성(FDTD 방법과의 비교)

Fig. 3 Impedance characteristic when the dielectric substrate fills the waveguide crossection partially.(Comparison with the result of the FDTD method)

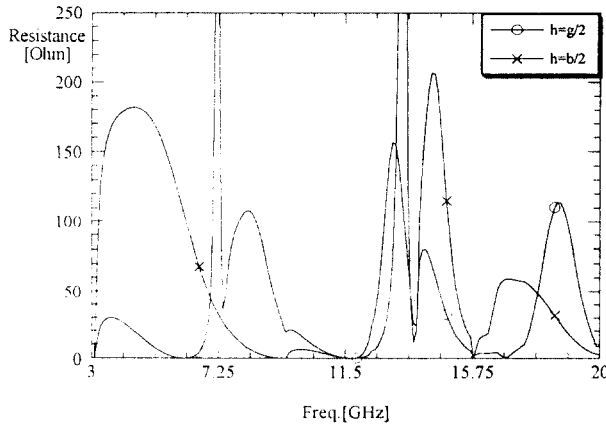
$$(d_1 = d_2 = 0.2a, h = g/2)$$

그림 4. 유전체 기판의 넓이 변화에 따른 임피던스 특성

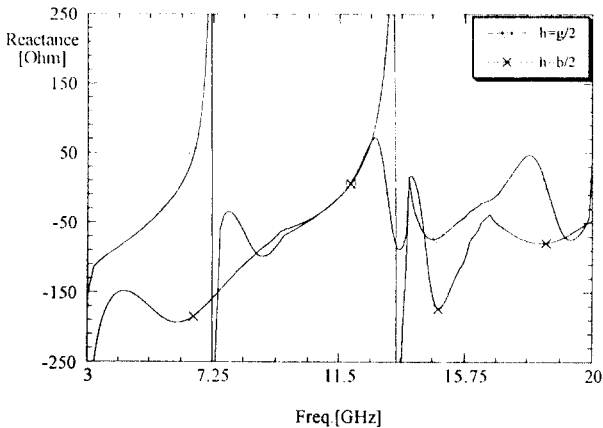
Fig. 4 Impedance characteristic with respect to the substrate width. ($h = g/2$)

의 밑부분($h = g/2$)에 놓인 경우와 마운트의 중앙($h = b/2$)에 놓인 경우와를 비교하면 공진주파수를 비롯하여 전체적인 임피던스 특성이 상당히 달라짐을 볼 수 있다.

그림 4와 5에 나타난 결과를 종합해 볼 때 유전체 기판위에 놓은 스트립 형태의 도파관 마운트에서 유전체 기판의 넓이는 임피던스 특성에 미치는 효과가 그다지 크지 않으나 마운트 간극의 위치는 매우 큰 영향을 끼침을 볼 수 있다.



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 5. 마운트 간극의 위치 변화에 따른 임피던스 특성
Fig. 5 Impedance characteristic with respect to the position of the mount gap. ($d_1 = d_2 = 0.2a$)

참 고 문 헌

1. R.L.Eisenhart and P.J.Khan, "Theoretical and experimental analysis of a waveguide mounting structure," *IEEE Trans.MTT*, vol.19, pp.706-719, Aug. 1971.
2. R.L.Eisenhart and P.J.Khan, "Improved waveguide diode mount circuit model using post equivalence factor analysis," *IEEE Trans.MTT*, vol.30, pp. 1914-1920, Nov. 1982.

3. E.C.Jordan and K.G.Balmain, *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, 2nd Ed., Prentice-Hall, 1968.
4. R.E.Collin, *Field Theory of Guided waves*, 2nd Ed., New York: IEEE press, 1991.
5. R.F.Harington, *Time harmonic Electromagnetic Fields*, NewYork, 1961.

박 면 주(Myun-Joo Park) 정회원
한국통신학회논문지 1996년 제21권 제7호, p.1849 참조

한 석 태(Seog Tae Han) 정회원
1957년 6월 18일생

1979년 2월: 한양대학교 무선통신공학과 학사
1984년 8월: 광운대학교 전자통신공학과 석사
1996년 8월: 충남대학교 전자공학과 박사
1987년 3월~1989년 3월: 미국 Massachusetts 주립대학
전파전문대 객원연구원
1986년~현재: 대덕 전파전문대 선임연구원
※주관심분야: 초전도체 소자를 이용한 mm파 대역 능
동소자 개발, mm파 대역의 시스템 및
능동소자 개발

남 상 욱(Sangwook Nam) 정회원
한국통신학회논문지 1996년 제21권 제7호, p.1849 참조