

# 유전체 구형 도파로 해석에 대한 고찰

正會員 김 영 태\*, 김 병 철\*\*, 이 무 영\*\*\*

## Review of Analysis for Dielectric Rectangular Waveguides

Youngtae Kim\*, Byungchul Kim\*\*, Mooyoung Lee\*\*\* *Regular Members*

### 요 약

유전체 구형 도파로를 quasi TE모드와 quasi TM모드에 의하여 분석한다. 전기장과 자장의 각 성분을 근사화 하지 않고 또한 각 유전체 경계면에서 경계 조건을 만족시키도록 하여 유전체 구형 도파로를 분석했다. 경계 조건을 도입하여 얻어지는 행렬식을 풀어 보면 전자파의 진행 방향인  $\hat{z}$ 방향에 대한 전파 상수를 구할 수 있다. 수치 해석에 의하여 유전체 구형 도파로를 분석할 경우, 종종 발생하여 프로그래밍을 복잡하게 하는 spurious 모드들이 이 분석법에는 나타나지 않는다. 그러므로 이 방법에 의해 구해진 전파 상수 값들은 유전체 구형 도파로 분석에서 많이 사용되는 유한요소법이나 유한차등법 등과 비교하는데 유용하게 사용될 수 있다.

### ABSTRACT

A dielectric waveguide structure using rectangular dielectric strip is analyzed directly in terms of the wave equation for quasi TE and quasi TM modes. This problem can be solved, with no approximation in the wave equation for the electric field  $\vec{E}$  and magnetic field  $\vec{H}$  inside and outside the dielectric rectangular waveguide matching the boundary conditions between interfaces. This leads to an eigenvalue problem where spurious modes do not appear. Dispersion characteristic examples are presented for square and rectangular waveguides. The formulation is general and can be used for comparison with other methods such as FDM or FEM in various structures.

### I. 서 론

최근에 유전체 구형 도파로가 광 집적회로 분야에  
서 많은 관심을 불러일으키고 있다. 이것은 유전체

구형 도파로가 광전자 변조기, 광 스위치, 광 여과기,  
반도체 레이저 어레이, 광신호 합성기[1]등 여러 분야  
에 사용되기 때문이다. 재래식 금속 도파로는 손실이  
많고, 파장이 작은 광신호 주파수 범위에서는 집적화  
가 어렵기 때문에 광 주파수 범위에서는 유전체 구형  
도파로만이 사용된다.

유전체 구형 도파로를 분석할 경우 경계 조건이 너  
무 복잡하기 때문에 보통 평면 유전체 도파로로 근사

\* 김천 전문대학 전자통신과

\*\* 영남대학교 전자공학과 박사과정

\*\*\* 영남대학교 전자공학과 교수

論文番號: 97349-0925

接受日字: 1997年 9月 25日

화하여 분석하게 된다. 그러나 유전체 구형 도파로를 평면 유전체 도파로로 근사화하여 분석할 경우  $\hat{y}$  방향으로의 전자파 에너지가 간혀 있게 되지만  $\hat{x}$  방향으로로는 그렇지 못하기 때문에 오차가 발생하게 되는 문제점이 있다.

Marcatili에 의하여 제안된 근사화 방법이나 유효 굴절율을 사용한 분석법 등을 보면,  $E_{pq}^x$  모드의 경우는  $E_y$ 와  $H_x$ 를 무시하고,  $E_{pq}^y$  모드의 경우에는  $E_x$ 와  $H_y$ 를 무시했기 때문에 유전체 구형 도파로에서의 전자파는 hybrid 모드가 되는 오류가 발생하게 된다. 그러므로 구형 도파로의 가로와 세로의 비가 클 경우에는 평면 유전체 도파로와 비슷한 전파 상수 값을 갖게 되어 실험 값과 어느 정도 일치하지만 가로와 세로의 비가 같은 경우는 커다란 오차가 발생하는 것을 알 수 있다.

유한요소법이나 유한 차등 법과 같은 수치 해석법은 근사적인 방법이므로 근본적으로 오차를 포함하고 있으며, 이 경우에서도 또한 구형 도파로의 가로와 세로의 비가 클 경우에만 실험 값과 어느 정도 잘 일치한다. 그리고 수치 해석법은 보통 전자파의  $E_z-H_z$  성분만을 사용하여 전파 상수를 구하는 방법이 기 때문에 spurious 모드가 발생하게 되는 문제점을 갖고 있다.

본 논문에서는 도파로의 윗층과 아래층의 굴절율이 같고 양측면이 서로 같은 경우로서 어느 정도 일반적인 구조를 갖고 있는 대칭형 유전체 구형 도파로를 분석한다. 이런 구조의 유전체 구형 도파로에 대한 정확한 분석은 아직까지 보고된 것이 없고, Marcatili의 근사에 의한 풀이법만이 보고되었다. 여기서는 전파 상수를 구하는 과정에서 전기장과 자장의 각 성분을 근사화 하지 않고 또한 각 유전체 경계면에서 경계 조건을 만족시키도록 하여 유전체 구형 도파로를 분석했다. 그러므로 유전체 구형 도파로에 대한 이 분석법을 사용하면 광신호를 변복조 하거나, 광신호 검출등 여러 분야에 걸쳐서 광도파로의 이용이 가능하므로 광 집적회로를 디자인하고 구현하는 데 도움이 될 수 있다고 생각된다.

본 해석을 위해서는 Fig. 1과 같은 일반화된 대칭형 유전체 구형 도파로를 선택한다. 여기서 영역 1은 유전율이  $n_1$ 인 도파로이고, 영역 2와 3은 아래 면과 윗 면으로서 유전율은  $n_2=n_3$ 이며, 영역 4와 5는 양 측면으로서 유전율은  $n_4=n_5$ 이다. 광신호는 대부분 전반사에 의하여 유전체 구형 도파로를 따라서 전송된다. 이와 같은 전반사가 이루어지기 위해서는 각 영역별 굴절률은  $n_2=n_3 \neq n_4=n_5 < n_1$ 이어야 한다. 이 도파로에서는 모드가 차단 주파수 근처의 값을 갖지 않는 한, 전자파의 에너지는 대부분이 유전체 구형 도파로의 중심부에 있고, 매우 적은 양만이 주위의 매체에 존재한다.

전하 밀도가  $\rho=0$ 이고 전류 밀도가  $\vec{J}=0$ 인 경우, 주파수  $\omega$ 에서의 Maxwell 방정식은

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + (k_1^2 - \beta^2)\psi = 0 \tag{1}$$

이 되며 여기서  $\psi = E_z$ 이거나  $H_z$ 이다. 또한 전파 상수는  $k_1^2 = n_1^2 k_0^2 = \omega^2 \mu \epsilon_1$ 이며  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ 는 매질의 유전율이고,  $\mu = \mu_0 \mu_r$ 는 투자율이다. 유전체 구형 도파로의 매질들은 비자성체이며 손실이 없는 유전체로 간주하기 때문에  $\mu = \mu_0$ 를 사용하기로 한다. 그러므로 각 영역별 매질의 굴절률은  $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} = \sqrt{\epsilon_r}$ 로 둔다. 전파 상수는  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ 이며  $\hat{z}$  방향에 대한 성분은 편의상  $k_z = \beta$ 로 한다.

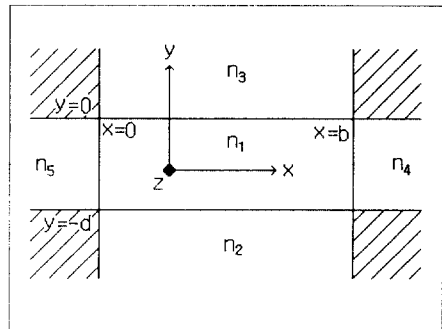


그림 1. 유전체 구형 도파로의 구조  
Fig. 1 A dielectric rectangular waveguide structures

전자파의 진행각(ray angle)  $\theta$ 가 충분히 작을 때에는 전반사가 일어나기 때문에 전자파가 잘 진행할 수가 있는데 이 때 전파 상수의  $\hat{z}$  성분은  $\beta \approx n_1 k_0 = k_1 =$

## II. 유전체 구형 도파로의 해석

### 2.1 유전체 구형 도파로의 구조

$\omega\sqrt{\mu\epsilon_1}$ 이다. 그리고  $k_1$ 이 큰 값을 갖고 있으므로  $k_y \ll \alpha_2$  ( $\alpha_2$ 는 매질 2에서의 attenuation constant 임) 이 성립한다.

도파로의 해석을 용이하도록 하기 위하여 Maxwell 방정식을 변형하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있어서  $E_z$ 와  $H_z$ 에 대한 해만 구하면 나머지  $E_y, E_x, H_y$  그리고  $H_x$ 을 쉽게 구할 수 있다[1, 2, 3, 4].

$$E_y = -\frac{i}{k^2 - \beta^2} (\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} - \omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x}) \quad (2-a)$$

$$H_x = -\frac{i}{k^2 - \beta^2} (-\omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial x}) \quad (2-b)$$

$$E_x = -\frac{i}{k^2 - \beta^2} (\beta \frac{\partial E_z}{\partial x} + \omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y}) \quad (2-c)$$

$$H_y = -\frac{i}{k^2 - \beta^2} (\omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial y}) \quad (2-d)$$

도파로 중심부에서의 전자파는 주기 함수이고 유전체 도파로의 경계면 밖에서의 전자파는 지수 함수적으로 감소해야 하기 때문에 그 경계면에서 연속이 되도록 경계 조건을 도입한다. 급속으로 된 도파로는  $\vec{B}$ 의 수직 성분과  $\vec{E}$ 의 수평 성분이 경계 면에서 0이 되어야 하지만 유전체 도파로에서는  $\vec{B}$ 와  $\vec{D}$ 의 수직 성분과  $\vec{E}$ 와  $\vec{H}$ 의 수평 성분이 연속이어야 한다. 이와 같이 경계 조건이 복잡하기 때문에 Maxwell 방정식의 해는 TE와 TM 모드로 분리되지 못하고  $\vec{E}$ 와  $\vec{H}$ 의 진행 방향에 대한 성분이 함께 존재하여 HE 모드 (quasi TE 또는 quasi TM 모드)가 된다[3, 4].

## 2.2 유전체 구형 도파로의 분석

영역 1에서 전파 상수는

$$k_1^2 = \omega^2 \mu\epsilon_1 = k_x^2 + k_y^2 + \beta^2 \quad (3)$$

이며 다음과 같은 전자계 성분은 모두 Maxwell 방정식의 해가 된다.

$$E_z = A_e e^{-ik_y y - ik_x x} + B_e e^{-ik_y y + ik_x x} + C_e e^{ik_y y - ik_x x} + D_e e^{ik_y y + ik_x x} \quad (4-a)$$

$$H_z = A_m e^{-ik_y y - ik_x x} + B_m e^{-ik_y y + ik_x x} + C_m e^{ik_y y - ik_x x} + D_m e^{ik_y y + ik_x x} \quad (4-b)$$

식 (4)를 식 (2)에 대입하면 다음과 같은 식들을 얻는다.

$$E_y = \frac{-1}{k_1^2 - \beta^2} [ (\beta k_y A_e + \omega\mu k_x A_m) e^{-ik_y y - ik_x x} + (\beta k_y B_e - \omega\mu k_x B_m) e^{-ik_y y + ik_x x} + (-\beta k_y C_e + \omega\mu k_x C_m) e^{ik_y y - ik_x x} + (-\beta k_y D_e - \omega\mu k_x D_m) e^{ik_y y + ik_x x} ]$$

$$H_x = \frac{-1}{k_1^2 - \beta^2} [ (\omega\epsilon_1 k_x A_e + \beta k_x A_m) e^{-ik_y y - ik_x x} + (\omega\epsilon_1 k_x B_e - \beta k_x B_m) e^{-ik_y y + ik_x x} + (-\omega\epsilon_1 k_x C_e + \beta k_x C_m) e^{ik_y y - ik_x x} + (-\omega\epsilon_1 k_x D_e - \beta k_x D_m) e^{ik_y y + ik_x x} ]$$

$$E_x = \frac{-1}{k_1^2 - \beta^2} [ (\beta k_x A_e - \omega\mu k_y A_m) e^{-ik_y y - ik_x x} + (-\beta k_x B_e - \omega\mu k_y B_m) e^{-ik_y y + ik_x x} + (\beta k_x C_e + \omega\mu k_y C_m) e^{ik_y y - ik_x x} + (-\beta k_x D_e + \omega\mu k_y D_m) e^{ik_y y + ik_x x} ]$$

$$H_y = \frac{-1}{k_1^2 - \beta^2} [ (-\omega\epsilon_1 k_x A_e + \beta k_x A_m) e^{-ik_y y - ik_x x} + (\omega\epsilon_1 k_x B_e + \beta k_x B_m) e^{-ik_y y + ik_x x} + (-\omega\epsilon_1 k_x C_e - \beta k_x C_m) e^{ik_y y - ik_x x} + (\omega\epsilon_1 k_x D_e - \beta k_x D_m) e^{ik_y y + ik_x x} ]$$

도파로의 외부에서는 모든 전자파가 도파로 중심부에서 멀어 질수록 지수적으로 감소해야 한다. 따라서 다음과 같은 식을 각 영역 별로 얻을 수 있다. 도파로의 아래면에서는  $k_z^2 = k_x^2 - \alpha_2^2 + \beta^2$ 이 성립되고 그 전자계 성분은 다음과 같다.

$$E_z = [ (A_e e^{ik_x d} + C_e e^{-ik_x d}) e^{-ik_x x} + (B_e e^{ik_x d} + D_e e^{-ik_x d}) e^{\alpha_2(y+d)} ] \quad (5-a)$$

$$H_z = [ (A_m e^{ik_x d} + C_m e^{-ik_x d}) e^{-ik_x x} + (B_m e^{ik_x d} + D_m e^{-ik_x d}) e^{\alpha_2(y+d)} ] \quad (5-b)$$

영역 1에서와 같은 방법으로 식 (5)와 (2)을 이용하여 나머지 성분을 구한다.

$$E_y = \frac{-1}{k_2^2 - \beta^2} [ \{ i\beta\alpha_2 (A_e e^{ik_x d} + C_e e^{-ik_x d}) + \omega\mu k_x (A_m e^{ik_x d} + C_m e^{-ik_x d}) \} e^{-ik_x x} + \{ i\beta\alpha_2 (B_e e^{ik_x d} + D_e e^{-ik_x d}) - \omega\mu k_x (B_m e^{ik_x d} + D_m e^{-ik_x d}) \} e^{\alpha_2(y+d)} ]$$

$$H_x = \frac{-1}{k_2^2 - \beta^2} [ \{ i\omega\epsilon_2\alpha_2 (A_e e^{ik_x d} + C_e e^{-ik_x d}) + \beta k_x (A_m e^{ik_x d} + C_m e^{-ik_x d}) \} e^{-ik_x x} + \{ i\omega\epsilon_2\alpha_2 (B_e e^{ik_x d} + D_e e^{-ik_x d}) - \beta k_x (B_m e^{ik_x d} + D_m e^{-ik_x d}) \} e^{\alpha_2(y+d)} ]$$

$$E_x = \frac{-1}{k_2^2 - \beta^2} [ \{ \beta k_x (A_e e^{ik_x d} + D_e e^{-ik_x d}) - i\omega\mu\alpha_2 (A_m e^{ik_x d} + C_m e^{-ik_x d}) \} e^{-ik_x x} + \{ -\beta k_x (B_e e^{ik_x d} + D_e e^{-ik_x d}) - i\omega\mu\alpha_2 (B_m e^{ik_x d} + D_m e^{-ik_x d}) \} e^{\alpha_2(y+d)} ]$$

$$H_y = \frac{-1}{k_2^2 - \beta^2} [ \{-\omega\varepsilon_2 k_x (A_e e^{ik_x d} + C_e e^{-ik_x d}) + i\beta\alpha_2 (A_m e^{ik_x d} + C_m e^{-ik_x d})\} e^{-ik_x x} + \{\omega\varepsilon_2 k_x (B_e e^{ik_x d} + D_e e^{-ik_x d}) + i\beta\alpha_2 (B_m e^{ik_x d} + D_m e^{-ik_x d})\} e^{ik_x x} ] e^{\alpha_2(y+d)}$$

도파로의 윗면에서는  $k_2^2 = -\alpha_2^2 + k_x^2 + \beta^2$ 이고 전자파 성분은 다음과 같다.

$$E_z = [(A_e + C_e)e^{-ik_x x} + (B_e + D_e)e^{ik_x x}]e^{-\alpha_2 y} \quad (6-a)$$

$$H_z = [(A_m + C_m)e^{-ik_x x} + (B_m + D_m)e^{ik_x x}]e^{-\alpha_2 y} \quad (6-b)$$

$$E_y = \frac{-1}{k_2^2 - \beta^2} [ \{-i\beta\alpha_2 (A_e + C_e) + \omega\mu k_x (A_m + C_m)\} e^{-ik_x x} + \{-i\beta\alpha_2 (B_e + D_e) - \omega\mu k_x (B_m + D_m)\} e^{ik_x x} ] e^{-\alpha_2 y}$$

$$H_x = \frac{-1}{k_2^2 - \beta^2} [ \{-i\omega\varepsilon_2 \alpha_2 (A_e + C_e) + \beta k_x (A_m + C_m)\} e^{-ik_x x} + \{-i\omega\varepsilon_2 \alpha_2 (B_e + D_e) - \beta k_x (B_m + D_m)\} e^{ik_x x} ] e^{-\alpha_2 y}$$

$$E_x = \frac{-1}{k_2^2 - \beta^2} [ \{\beta k_x (A_e + C_e) + i\omega\mu \alpha_2 (A_m + C_m)\} e^{-ik_x x} + \{-\beta k_x (B_e + D_e) - i\omega\mu \alpha_2 (B_m + D_m)\} e^{ik_x x} ] e^{-\alpha_2 y}$$

$$H_y = \frac{-1}{k_2^2 - \beta^2} [ \{-\omega\varepsilon_2 k_x (A_e + C_e) - i\beta\alpha_2 (A_m + C_m)\} e^{-ik_x x} + \{\omega\varepsilon_2 k_x (B_e + D_e) - i\beta\alpha_2 (B_m + D_m)\} e^{ik_x x} ] e^{-\alpha_2 y}$$

도파로의 우측면에서는  $k_4^2 = k_y^2 - \alpha_4^2 + \beta^2$ 이 성립되고, 전자파의 각 성분은 다음과 같다.

$$E_z = [(A_e e^{-ik_x b} + B_e e^{ik_x b})e^{-ik_x x} + (C_e e^{-ik_x b} + D_e e^{ik_x b})e^{ik_x x}]e^{-\alpha_4(x-b)} \quad (7-a)$$

$$H_z = [(A_m e^{-ik_x b} + B_m e^{ik_x b})e^{-ik_x x} + (C_m e^{-ik_x b} + D_m e^{ik_x b})e^{ik_x x}]e^{-\alpha_4(x-b)} \quad (7-b)$$

$$E_x = \frac{-1}{k_4^2 - \beta^2} [ \{\beta k_x (A_e e^{-ik_x b} + B_e e^{ik_x b}) - i\omega\mu \alpha_4 (A_m e^{-ik_x b} + B_m e^{ik_x b})\} e^{-ik_x x} + \{-\beta k_x (C_e e^{-ik_x b} + D_e e^{ik_x b}) - i\omega\mu \alpha_4 (C_m e^{-ik_x b} + D_m e^{ik_x b})\} e^{ik_x x} ] e^{-\alpha_4(x-b)}$$

$$H_x = \frac{-1}{k_4^2 - \beta^2} [ \{\omega\varepsilon_4 k_x (A_e e^{-ik_x b} + B_e e^{ik_x b}) - i\beta \alpha_4 (A_m e^{-ik_x b} + B_m e^{ik_x b})\} e^{-ik_x x} + \{-\omega\varepsilon_4 k_x (C_e e^{-ik_x b} + D_e e^{ik_x b}) - i\beta \alpha_4 (C_m e^{-ik_x b} + D_m e^{ik_x b})\} e^{ik_x x} ] e^{-\alpha_4(x-b)}$$

$$E_x = \frac{-1}{k_4^2 - \beta^2} [ \{-i\beta \alpha_4 (A_e e^{-ik_x b} + B_e e^{ik_x b}) - \omega\mu k_x (A_m e^{-ik_x b} + B_m e^{ik_x b})\} e^{-ik_x x} + \{-i\beta \alpha_4 (C_e e^{-ik_x b} + D_e e^{ik_x b}) + \omega\mu k_x (C_m e^{-ik_x b} + D_m e^{ik_x b})\} e^{ik_x x} ] e^{-\alpha_4(x-b)}$$

$$H_y = \frac{-1}{k_4^2 - \beta^2} [ \{i\omega\varepsilon_4 \alpha_4 (A_e e^{-ik_x b} + B_e e^{ik_x b}) + \beta k_x (A_m e^{-ik_x b} + B_m e^{ik_x b})\} e^{-ik_x x} + \{i\omega\varepsilon_4 \alpha_4 (C_e e^{-ik_x b} + D_e e^{ik_x b}) - \beta k_x (C_m e^{-ik_x b} + D_m e^{ik_x b})\} e^{ik_x x} ] e^{-\alpha_4(x-b)}$$

영역 5에서도  $k_4^2 = \omega^2 \mu \varepsilon_4 = k_y^2 - \alpha_4^2 + \beta^2$ 이고 다음과 같은 성분을 갖는다.

$$E_z = [(A_e + B_e)e^{-ik_x y} + (C_e + D_e)e^{ik_x y}]e^{\alpha_4 x} \quad (8-a)$$

$$H_z = [(A_m + B_m)e^{-ik_x y} + (C_m + D_m)e^{ik_x y}]e^{\alpha_4 x} \quad (8-b)$$

$$E_y = \frac{-1}{k_4^2 - \beta^2} [ \{\beta k_x (A_e + B_e) + i\omega\mu \alpha_4 (A_m + B_m)\} e^{-ik_x y} + \{-\beta k_x (C_e + D_e) + i\omega\mu \alpha_4 (C_m + D_m)\} e^{ik_x y} ] e^{\alpha_4 x}$$

$$H_x = \frac{-1}{k_4^2 - \beta^2} [ \{\omega\varepsilon_4 k_x (A_e + B_e) + i\beta \alpha_4 (A_m + B_m)\} e^{-ik_x y} + \{-\omega\varepsilon_4 k_x (C_e + D_e) + i\beta \alpha_4 (C_m + D_m)\} e^{ik_x y} ] e^{\alpha_4 x}$$

$$E_x = \frac{-1}{k_4^2 - \beta^2} [ \{i\beta \alpha_4 (A_e + B_e) - \omega\mu k_x (A_m + B_m)\} e^{-ik_x y} + \{i\beta \alpha_4 (C_e + D_e) + \omega\mu k_x (C_m + D_m)\} e^{ik_x y} ] e^{\alpha_4 x}$$

$$H_y = \frac{-1}{k_4^2 - \beta^2} [ \{-i\omega\varepsilon_4 \alpha_4 (A_e + B_e) + \beta k_x (A_m + B_m)\} e^{-ik_x y} + \{-i\omega\varepsilon_4 \alpha_4 (C_e + D_e) - \beta k_x (C_m + D_m)\} e^{ik_x y} ] e^{\alpha_4 x}$$

이들 전자계는 모두  $y=0, -d$ 에서 경계 조건이 성립되어야 한다.  $E_z$ 와  $H_z$ 는 이미 경계 조건을 만족하고 있기 때문에  $H_y$ 와  $H_x$  성분만 만족되면 나머지  $E_y$ 와  $E_x$ 도 역시 경계 조건을 만족하게 된다.

식을 간단히 하기 위하여 다음과 같이 정의한다.

$$z_1 = \omega[(k_2^2 - \beta^2)\varepsilon_1 k_x + i(k_1^2 - \beta^2)\varepsilon_2 \alpha_2] \quad (9-a)$$

$$z_3 = (k_2^2 - \beta^2)k_y + i(k_1^2 - \beta^2)\alpha_2 \quad (9-b)$$

$$a_1 = \omega \beta k_x (\epsilon_1 - \epsilon_2) \quad (9-c)$$

$$a_3 = -\beta k_x (k_1^2 - k_2^2) \quad (9-d)$$

식 (9)을 사용하여 양의 방향으로 진행하는 전자파의 경계 조건으로부터 다음과 같은 행렬식을 얻을 수 있다.

$$\begin{bmatrix} z_1 & a_3 & -z_1^* & a_3 \\ a_1 & z_3 & a_1 & -z_3^* \\ z_1^* e^{ik_x d} & a_3 e^{ik_x d} & -z_1 e^{-ik_x d} & a_3 e^{-ik_x d} \\ a_1 e^{ik_x d} & z_3^* e^{ik_x d} & a_1 e^{-ik_x d} & -z_3 e^{-ik_x d} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_e \\ A_m \\ C_e \\ C_m \end{bmatrix} = 0 \quad (10-a)$$

또한, 역방향으로 진행하는 전자파의 경계조건으로부터 또한 다음과 같은 행렬식을 얻을 수 있다.

$$\begin{bmatrix} z_1 & -a_3 & -z_1^* & -a_3 \\ -a_1 & z_3 & -a_1 & -z_3^* \\ z_1^* e^{ik_x d} & -a_3 e^{ik_x d} & -z_1 e^{-ik_x d} & -a_3 e^{-ik_x d} \\ -a_1 e^{ik_x d} & z_3^* e^{ik_x d} & -a_1 e^{-ik_x d} & -z_3 e^{-ik_x d} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_e \\ B_m \\ D_e \\ D_m \end{bmatrix} = 0 \quad (10-b)$$

이 두 연립 방정식은 똑같이 determinant가  $D = D_1 = D_2 = 0$ 이어야만 하기 때문에 다음과 같은 식이 성립한다.

$$\begin{aligned} D_1 &= z_1 z_3 (z_1 z_3 - a_1 a_3) e^{-2ik_x d} + z_1^* z_3^* (z_1^* z_3^* - a_1 a_3) e^{2ik_x d} \\ &\quad - a_1 a_3 (z_1 z_3 - a_1 a_3) e^{-2ik_x d} - a_1 a_3 (z_1^* z_3^* - a_1 a_3) e^{2ik_x d} \\ &\quad + 2a_1 a_3 (z_1 z_3 + z_1^* z_3^* - a_1 a_3) - (z_1 z_3)^2 - (z_1^* z_3^*)^2 \\ &= D_2 = D = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

$\alpha_4^2 = k_1^2 - k_2^2 - k_y^2$ 을 사용하여 식 (11)을 변형하면 다음과 같은 고유치 식을 얻는다.

$$\begin{aligned} A \cos(2k_x d) + B \sin(2k_x d) &= C \\ A &= (k_1^2 a_2^2 - k_2^2 k_x^2)^2 - k_x^2 a_2^2 (k_1^2 + k_2^2)^2 \\ B &= -2k_x a_2 (k_1^2 + k_2^2) (k_1^2 a_2^2 - k_2^2 k_x^2) \\ C &= (k_1^2 - k_2^2)^2 ((k_1^2 - k_2^2)^2 - k_y^2 a_2^2) \end{aligned} \quad (12)$$

식 (10)으로부터  $\tan k_x d$ 을 구해 보면 2 개의 해를 얻을 수가 있는데 하나는 quasi TE 모드이고 다른 하나는 quasi TM 모드이다.

$$\begin{aligned} \tan k_x d &= \frac{B \pm \sqrt{B^2 + A^2 - C^2}}{A + C} \\ &= \frac{2k_x a_2}{k_1^2 - a_2^2} \quad \cdot \cdot \text{quasi TE mode} \\ &= \frac{2k_1^2 k_2^2 k_x a_2}{k_1^2 k_2^2 - k_1^4 a_2^2} \quad \cdot \cdot \text{quasi TM mode} \end{aligned} \quad (13)$$

$x=0, b$ 에서의 경계 조건에 따라서 전자파의 모드는 quasi TE 모드 또는 quasi TM 모드가 될 수 있다.  $\alpha_2$ 를  $k_y$ 에 대한 함수로  $\alpha_2^2 = k_1^2 - k_2^2 - k_y^2 = (n_1^2 - n_2^2) k_0^2 - k_y^2$ 와 같이 나타낼 수가 있기 때문에 고유치 식  $\tan k_x d = \frac{2k_x a_2}{k_1^2 - a_2^2}$  또는  $\tan k_x d = \frac{2k_1^2 k_2^2 k_x a_2}{k_1^2 k_2^2 - k_1^4 a_2^2}$ 을 이용하여  $k_y$  값을 구할 수 있다[1, 5, 6].

한편, 영역 4와 5에서는  $E_z$ 와  $H_z$ 는 경계 면에서 이미 연속이고  $H_y$ 와  $H_x$ 가  $x=0, b$ 에서 연속이면 나머지  $E_y$ 와  $E_x$ 도 경계 면에서 연속이 된다. 위의 관계를 이용하여  $y$  성분에서의 똑같이하여  $\tan k_x b$ 에 대한 고유치를 얻을 수가 있다. 즉,  $\alpha_4^2 = k_1^2 - k_2^2 - k_x^2 = (n_1^2 - n_2^2) k_0^2 - k_x^2$ 을 사용하여 식  $D=0$ 을 변형하면 다음과 같은 간단한 고유치식,

$$A' \cos 2k_x b + B' \sin 2k_x b = C' \quad (14)$$

을 얻는다. 여기서

$$\begin{aligned} A' &= (k_1^2 a_4^2 - k_2^2 k_x^2)^2 - k_x^2 a_4^2 (k_1^2 + k_2^2)^2 \\ B' &= -2k_x a_4 (k_1^2 + k_2^2) (k_1^2 a_4^2 - k_2^2 k_x^2) \\ C' &= (k_1^2 - k_2^2)^2 ((k_1^2 - k_2^2)^2 - k_x^2 a_4^2) \end{aligned}$$

이다.

식 (14)으로부터  $\tan k_x b$ 을 구해 보면 다음과 같은 2 개의 해를 얻을 수 있다. 하나는 quasi TE 모드이고 다른 하나는 quasi TM 모드이다.

$$\begin{aligned} \tan k_x b &= \frac{2k_x a_4}{k_1^2 - a_4^2} \quad \cdot \cdot \text{quasi TE mode} \\ &= \frac{2k_1^2 k_2^2 k_x a_4}{k_1^2 k_2^2 - k_1^4 a_4^2} \quad \cdot \cdot \text{quasi TM mode} \end{aligned} \quad (15)$$

$y=0, -d$ 에서의 경계 조건에 따라서 전자파의 모드는 quasi TE 모드 또는 quasi TM 모드가 될 수 있다.  $\alpha_4$ 를  $k_x$ 에 대한 함수로 다음과 같이  $\alpha_4^2 = k_1^2 - k_2^2 - k_x^2 = (n_1^2 - n_2^2) k_0^2 - k_x^2$  나타낼 수 있기 때문에 고유치식  $\tan k_x b = \frac{2k_x a_4}{k_1^2 - a_4^2}$  또는  $\tan k_x b = \frac{2k_1^2 k_2^2 k_x a_4}{k_1^2 k_2^2 - k_1^4 a_4^2}$ 을 이용하여  $k_x$  값을 구할 수 있다[1, 5, 6].

### 2.3 Quasi TE와 Quasi TM 모드에 대한 파동 방정식

$\tan k_y d = \frac{2k_y a_2}{k_1^2 - a_2^2}$  과  $\tan k_x b = \frac{2k_x a_4}{k_1^2 - a_4^2}$ 을 사용하여  $k_y$ 와  $k_x$ 를 구할 수 있으므로 식  $\beta^2 = k_1^2 - (k_y^2 + k_x^2)$ 로부

터 다음과 같이 quasi TE 모드에 대한 파동 정수 즉,  $\beta_{QTE}$ 와 quasi TM 모드에 대한 파동 정수 즉,  $\beta_{QTE}$ ,  $\beta_{\rho\alpha}^x$  그리고  $\beta_{\rho\alpha}^y$ 를 구할 수가 있다.

$$\beta_{QTE} = \sqrt{k_1^2 - k_{xTE}^2 - k_{yTE}^2} \quad (16-a)$$

$$\beta_{QTM} = \sqrt{k_1^2 - k_{xTM}^2 - k_{yTM}^2} \quad (16-b)$$

$$\beta_{\rho\alpha}^x = \sqrt{k_1^2 - k_{yTE}^2 - k_{xTE}^2} \quad (17-a)$$

$$\beta_{\rho\alpha}^y = \sqrt{k_1^2 - k_{yTM}^2 - k_{xTE}^2} \quad (17-b)$$

이 값과 식 (13), (15)를 식 (10)에 대입하여 풀면  $\frac{A_m}{A_e}$ ,

$\frac{C_e}{A_e}$ ,  $\frac{C_m}{A_e}$ ,  $\frac{B_m}{B_e}$ ,  $\frac{D_e}{B_e}$  그리고  $\frac{D_m}{B_e}$ 를 구할 수 있다.

이 상수 값들을 대입하여 정리하면  $y=0$ ,  $-d$ 에서 연속이고 영역 1에서 Maxwell 방정식을 잘 만족하는 quasi TE 모드를 얻는다.

$$E_z = A \frac{k_x \omega \mu}{k_x \beta_{QTE}} \cos(k_y y + \theta_1) \cos(k_x x - \theta_3) \quad (18-a)$$

$$H_x = A \sin(k_y y + \theta_1) \sin(k_x x - \theta_3) \quad (18-b)$$

$$E_x = iA \frac{\omega \mu}{k_y} \cos(k_y y + \theta_1) \sin(k_x x - \theta_3) \quad (18-c)$$

$$H_y = -iA \frac{k_1^2 - k_y^2}{k_x \beta_{QTE}} \cos(k_y y + \theta_1) \sin(k_x x - \theta_3) \quad (18-d)$$

$$E_y = 0 \quad (18-e)$$

$$H_z = iA \frac{k_x}{\beta_{QTE}} \sin(k_y y + \theta_1) \cos(k_x x - \theta_3) \quad (18-f)$$

여기서  $\tan \theta_1 = \frac{\alpha_2}{k_y}$  이고  $\tan \theta_3 = \frac{\alpha_4}{k_x}$  이다. 파동 임피

던스  $Z_{QTE} = \frac{E_x}{-H_y} = \frac{\beta_{QTE} \omega \mu}{k_1^2 - k_y^2}$  이다. 만약  $k_x \approx 0$  이어서  $k_1^2 - k_y^2 \approx \beta_{QTE}^2 \approx \beta_{TE}^2$  이 되면,  $Z_{QTE}$ 는  $Z_{TE}$ 가 된다. 이

때  $\theta_3$ 는  $\frac{\pi}{2}$ 가 되므로  $E_z$ 와  $H_x$ 는 0이 된다. 그러면 식

(15)은 평면 도파로의 TE 모드가 되는 것을 알 수 있다[6, 7].

식 (15)을 영역 4와 5에서 보면  $y$ 축과  $x$ 축이 서로 바뀌었으므로 quasi TE 모드는 다음 식과 같이 된다.

$$E_z = -A \frac{k_y \omega \mu}{k_x \beta_{QTE}} \cos(k_y y + \theta_1) \cos(k_x x - \theta_3) \quad (19-a)$$

$$H_x = A \sin(k_y y + \theta_1) \sin(k_x x - \theta_3) \quad (19-b)$$

$$E_x = 0 \quad (19-c)$$

$$H_y = \frac{iA k_y}{\beta_{QTE}} \cos(k_y y + \theta_1) \sin(k_x x - \theta_3) \quad (19-d)$$

$$E_y = -iA \frac{\omega \mu}{k_x} \sin(k_y y + \theta_1) \cos(k_x x - \theta_3) \quad (19-e)$$

$$H_z = -iA \frac{k_1^2 - k_x^2}{k_x \beta_{QTE}} \sin(k_y y + \theta_1) \cos(k_x x - \theta_3) \quad (19-f)$$

여기서  $\tan \theta_1 = \frac{\alpha_2}{k_y}$  이고  $\tan \theta_3 = \frac{\alpha_4}{k_x}$  이다. 식 (19)는

$x=0$ ,  $b$ 에서 연속이고 영역 1에서 Maxwell 방정식을 잘 만족한다.

같은 방법으로 영역 1에서 quasi TM mode는 다음과 같이 간단한 식을 얻을 수 있다.

$$E_z = B_x \sin(k_y y + \theta_2) \sin(k_x x - \theta_4)$$

$$H_x = -B_x \frac{k_x}{k_y} \frac{\omega \epsilon_1}{\beta_{QTM}} \cos(k_y y + \theta_2) \cos(k_x x - \theta_4)$$

$$E_x = iB_x \frac{k_x}{\beta_{QTM}} \sin(k_y y + \theta_2) \cos(k_x x - \theta_4)$$

$$H_y = 0$$

$$E_y = -iB_x \frac{k_1^2 - k_y^2}{k_x \beta_{QTM}} \cos(k_y y + \theta_2) \sin(k_x x - \theta_4)$$

$$H_z = -iB_x \frac{\omega \epsilon_1}{k_y} \cos(k_y y + \theta_2) \sin(k_x x - \theta_4)$$

여기서  $\tan \theta_2 = \frac{k_1^2 \alpha_2}{k_y^2 k_y}$  ( $\tan k_y d = \frac{2k_1^2 k_2^2 k_y \alpha_2}{k_2^2 k_2^2 - k_1^4 \alpha_2^2}$  을 사용)

이고  $\tan \theta_4 = \frac{k_1^2 \alpha_4}{k_x^2 k_x}$  ( $\tan k_x b = \frac{2k_1^2 k_4^2 k_x \alpha_4}{k_2^2 k_4^2 - k_1^4 \alpha_4^2}$  을 사용)이

다. 이 식들은  $y=0$ ,  $-d$ 에서 경계 조건을 잘 만족시킨다. 또한  $k_x$ 가 0에 접근하면  $\theta_4$ 는  $\frac{\pi}{2}$  값이 되기 때

문에  $E_x$ ,  $H_z$ 가 0이 되어서 위 식들은 정확히 평면 유전체 도파로의 TM mode와 일치함을 알 수 있다. 파동 임피던스  $Z_{QTM}$ 는 다음 값을 갖는다.

$$Z_{QTM} = \frac{E_y}{H_x} = \frac{k_1^2 - k_y^2}{\beta_{QTM} \omega \epsilon_1}$$

만약  $k_x^2 \approx 0$ 이면  $k_1^2 - k_y^2 \approx \beta_{QTM}^2$ 이고  $Z_{QTM}$ 은  $Z_{TM}$ 이 된다. X축과 Y축을 바꾸어 보면 위 식은 다음과 같이 보인다.

$$E_z = B_y \sin(k_y y + \theta_2) \sin(k_x x - \theta_4)$$

$$H_z = B_y \frac{k_y}{k_x} \frac{\omega \epsilon_1}{\beta_{QTM}} \cos(k_y y + \theta_2) \cos(k_x x - \theta_4)$$

$$E_x = -iB_y \frac{k_1^2 - k_x^2}{k_x \beta_{QTM}} \sin(k_y y + \theta_2) \cos(k_x x - \theta_4)$$

$$H_y = iB_y \frac{\omega \epsilon_1}{k_x} \sin(k_y y + \theta_2) \cos(k_x x - \theta_4)$$

$$E_y = iB_y \frac{k_y}{\beta_{QTM}} \cos(k_y y + \theta_2) \sin(k_x x - \theta_4)$$

$$H_x = 0$$

여기서  $\tan \theta_2 = \frac{k_1^2 \alpha_2}{k_2^2 k_y}$  이고  $\tan \theta_4 = \frac{k_1^2 \alpha_4}{k_4^2 k_x}$  이다. 이 식들은  $x=0, b$ 에서 경계 조건을 잘 만족시킨다. 또한,  $k_x$ 가 0에 접근하면  $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$  값이 되기 때문에  $E_z, H_y$ 가 0이 되어서 위 식들은 정확히 X축과 Y축을 바꾼 평면 유전체 도파로의 TE mode 식과 일치함을 알 수 있다.

#### 2.4 $E_{\rho\alpha}^x$ 와 $E_{\rho\alpha}^y$ 모드의 파동 방정식과 비교

위 식들과 기존의 식들과 비교하기 위하여 Marcattili의  $E_{\rho\alpha}^x$  modes 근사식 [1, 5]을 관찰해보면 그 파동 방정식들은 다음과 같다.

$$E_z = -A \frac{k_x \omega \mu}{k_y \beta_{\rho\alpha}^2} \cos(k_y y + \theta_1) \sin(k_x x - \theta_4) \quad (20-a)$$

$$H_z = A \sin(k_y y + \theta_1) \cos(k_x x - \theta_4) \quad (20-b)$$

$$E_x = iA \frac{\omega \mu}{k_y} \cos(k_y y + \theta_1) \cos(k_x x - \theta_4) \quad (20-c)$$

$$H_y = -iA \frac{k_1^2 - k_x^2}{k_y \beta_{\rho\alpha}^2} \cos(k_y y + \theta_1) \cos(k_x x - \theta_4) \quad (20-d)$$

$$E_y = 0 \quad (20-e)$$

$$H_x \approx 0 = -iA \frac{k_x}{\beta_{\rho\alpha}^2} \sin(k_y y + \theta_1) \sin(k_x x - \theta_4) \quad (20-f)$$

여기서  $\tan \theta_1 = \frac{\alpha_2}{k_y}$  ( $\tan k_y d = \frac{2k_y \alpha_2}{k_y^2 - \alpha_2^2}$  을 사용) 이고

$\tan \theta_4 = \frac{k_1^2 \alpha_4}{k_4^2 k_x}$  ( $\tan k_x b = \frac{2k_1^2 k_4^2 k_x \alpha_4}{k_x^2 k_4^2 - k_1^4 \alpha_4^2}$  을 사용)이다. 이

식들은  $y=0, -d$ 에서 경계 조건을 잘 만족시킨다. 그러나  $k_x$ 가 0에 접근하면  $\theta_4$ 는 0이 되기 때문에  $E_z, H_z, E_x, H_y, E_y, H_x$ 가 모두 0이 된다. 또한 Marcattili의  $E_{\rho\alpha}^y$  mode 근사식 [1, 5]을 관찰해보면 그 파동 방정식들은 다음과 같다.

$$E_z = A \sin(k_y y + \theta_2) \cos(k_x x - \theta_3)$$

$$H_z = A \frac{k_x \omega \epsilon_1}{k_y \beta_{\rho\alpha}^2} \cos(k_y y + \theta_2) \sin(k_x x - \theta_3)$$

$$E_x \approx 0 = -iA \frac{k_x}{\beta_{\rho\alpha}^2} \sin(k_y y + \theta_2) \sin(k_x x - \theta_3)$$

$$H_y = 0$$

$$E_y = -iA \frac{k_1^2 - k_x^2}{k_y \beta_{\rho\alpha}^2} \cos(k_y y + \theta_2) \cos(k_x x - \theta_3)$$

$$H_x = -iA \frac{\omega \epsilon_1}{k_y} \cos(k_y y + \theta_2) \cos(k_x x - \theta_3)$$

여기서  $\tan \theta_2 = \frac{k_2^2 k_y}{k_1^2 \alpha_2}$  ( $\tan k_y d = \frac{2k_1^2 k_y k_2^2 \alpha_2}{k_y^2 k_1^2 - k_1^4 \alpha_2^2}$  을 사용)

이고  $\tan \theta_3 = \frac{\alpha_4}{k_x}$  ( $\tan k_x b = \frac{2k_x \alpha_4}{k_x^2 - \alpha_4^2}$  을 사용)이다. 이 식

들도 또한  $y=0, -d$ 에서 경계 조건을 잘 만족시킨다.

그러나  $k_x$ 가 0에 접근하면  $\theta_3 = \frac{\pi}{2}$  가 되기 때문에  $E_z,$

$H_z, E_x, H_y, E_y, H_x$ 가 모두 0이 된다. 그러므로 위 식들은 모순을 갖고 있으므로 정확한 식이라고 할 수 없다. 이러한 결과는  $k_x$ 가  $\beta$ 에 비하여 상당히 작기 때문에  $H_x$ (또는  $E_x$ )를 0으로 근사화하여 일어난 것이라고 생

각된다. 그러나  $(k_x x - \theta_4)$  (또는  $(k_x x - \theta_3)$ )가  $n\pi \pm \frac{\pi}{2}$

되는 점에서는  $H_x$ (또는  $E_x$ )를 무시할 수 없고 반대로  $\cos(k_x x - \theta_4)$  (또는  $\cos(k_x x - \theta_3)$ )를 포함하고 있는 성분들이 0으로 되어야 하는 모순이 발생한다.

### III. 검토 및 결론

좀더 정확한 구형 도파로에 대한 분석을 하였다. 이 전자파 식들은 간단한 파동 방정식에 의해서 유사

TE모드와 유사 TM모드를 각 영역 별로 분석되었다. 그러므로 수치 해석에 의해 분석 할 때 발생하는 존재할 수 없는 모드(spurious mode)를 제거 할 수 있었다. 지금까지의 분석은 차단 주파수 근처에서는 성립되지 않는다. 왜냐하면 전자파가 차단 주파수 근처에서는 그림 1의 빗금 친 부분에도 많은 양의 전자파 에너지가 존재 할 수 있기 때문이다.

식 (17)에서  $\alpha_2 = \alpha_4$ 이라고 놓으면  $\beta_{pq}^x = \beta_{pq}^y$ 가 되어 Marcatili의 근사식[5]과 동일하게 됨을 알 수가 있다. 그러나  $\beta_{QTE}$ 와  $\beta_{QTM}$ 은 Marcatili가 예측하지 못한 값이다.

이 4가지의 mode를 고찰해 보면  $\beta_{QTE}(\beta_{QTM})$ 은 y축 방향으로로는 TE(TM) mode인 동시에 x축 방향으로도 똑같이 TE(TM) mode인 것을 나타내므로 존재할 수 있는 mode임을 알 수 있다. 그러나 Marcatili의  $\beta_{pq}^x(\beta_{pq}^y)$ 은 전자파가 y축 방향으로로는 TE(TM) mode인 동시에 x축 방향으로로는 TM(TE) mode인 것을 나타내므로 존재할 수 없는 mode이다. 따라서 본 해석 방법을 사용하는 것이 더욱 정확한 해석 결과를 얻을 수 있음을 알 수가 있다.

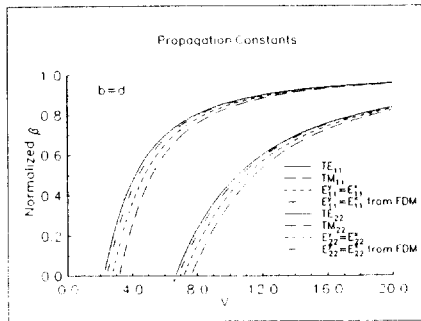


그림 2. 파동 정수  $\beta$ 와 주파수 파라미터  $V$ 와의 관계  
Fig. 2 Relation of phase parameter  $\beta$  and frequency parameter  $V$ .

Fig. 2는  $n_1^2 = 2.1$ ,  $n_2^2 = 1.0$  그리고  $b = d$ 로 가정하여 도식한 것인데 Marcatili의 방식과 비교하면 낮은 주파수 범위에서는 본 방식과 약간의 차이가 있다[1, 5, 6]. Fig. 2에서와 같이 수치 해석법에 의한 FDM이나 FEM, Goell 등이 한 결과[8, 9, 10]는  $\beta_{pq}^y = \beta_{pq}^x$ 의 값과 본 방식 결과의 중간 값으로 나타나고 있음을 알 수 있다. Marcatili 방법은 구형 유전체 도파로를 model-

ling하는 과정에서 근사화를 하였기 때문에 TE mode와 TM mode가 혼합된 hybrid mode가 나타난다. 그러므로 파동 정수는 degenerate되어  $\beta_{pq}^x$ 가  $\beta_{pq}^y$ 와 같게 되는 오류가 발생된다. 본 논문은 modelling 과정에서 근사화를 하지 않기 때문에 TE mode와 TM mode가 분리된 유사 TE mode와 유사 TM mode로 나타나며 파동 정수도 또한 degenerate되지 않고 분리되어 좀더 정확하게 나타나 있음을 알 수 있다. 여기서 y축은 파동 정수  $\beta$ 를 정규화 시킨 값으로  $\frac{\beta^2 - k_2^2}{k_1^2 - k_2^2}$  이고, x축은 주파수 파라미터에 대한 정규화된 값으로  $V = d\sqrt{k_1^2 - k_2^2}$ 이다.

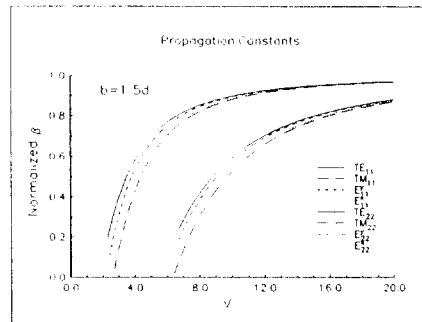


그림 3. 파동 정수  $\beta$ 와 주파수 파라미터  $V$ 와의 관계  
Fig. 3 Relation of phase parameter  $\beta$  and frequency parameter  $V$ .

Fig. 3과 Fig. 4는 각각  $b = 1.5d$ 와  $b = 3d$ 의 파동 정수를 나타내는 그래프이다. 그림에서와 같이 유전체 도파로의 가로 세로의 비가 점점 증가하여 평면 도파로처럼 되면 Marcatili의 결과와 본 논문의 결과는 일치하게 되고 이때의 파동 정수 값도 또한 평면 도파로의 파동 정수값에 근접하여 실험이나 수치 해석에 의하여 얻어진 값과 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

그러므로 이 그래프로의 결과를 보면은 Marcatili의 근사화 분석 방법은  $\frac{b}{d} = 1$ 인 경우에 오차가 가장 심

하고  $\frac{b}{d}$ 가 증가 또는 감소하여 구형 도파로가 평행 도파로에 접근 할 수록 오차가 줄어드는 것을 알 수 있다. 또한 이 결과를 이용하면 인접하고 있는 두 유전체 구형 도파로 사이에서의 결합 계수를 쉽게 구할



수 있다고 생각된다.

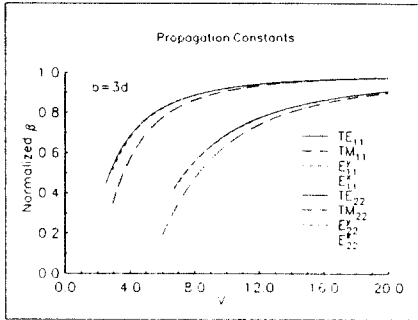


그림 4. 파동 정수  $\beta$ 와 주파수 파라미터 V와의 관계  
Fig. 4 Relation of phase parameter  $\beta$  and frequency parameter V.

### 참 고 문 헌

1. D. Marcuse: Theory of Dielectric optical waveguides (Academic Press, New York, pp. 49-59, 1974)
2. T. Tamir; Integrated Optics (Springer-Verlag, pp. 62-66, 1979)
3. J. D. Jackson; Classical Electrodynamics 2nd (John Wiley & Sons, Inc, pp. 364-369, 1975)
4. L. D. Landau, E. M Lifswitz; Electrodynamics of Continuous Media (Pergamon Press Oxford, pp. 313-319, 1960)
5. E. A. J. Marcatili, "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics," Bell Syst. Tech. J., vol. 48, pp. 2071-2102, Sept. 1969.
6. Y. T. Kim, "Analysis of dielectric rectangular waveguides," Kimchun College Journal Vol. 16. 1995.
7. Y. T. Kim, B. Kim, M. Lee, "Analysis of Symmetric dielectric rectangular waveguides" Proceedings, 1995 IEEE Asia-Pacific Workshop on Mobile Telecommunication pp. 141.
8. J. E. Goell, "A circular-harmonic computer analysis of rectangular dielectric waveguides," Bell Syst. Tech. J., vol. 48, pp. 2133-2160, Sept. 1969.
9. K. Bierwirth, N. Schultz, and F. Arndt, "Finite-dif-

ference analysis of rectangular dielectric waveguide structures," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-34, pp. 1104-1114, Nov. 1986.

10. S. Patrick, and K. Webb, "A Variational Vector Finite difference analysis for dielectric waveguides," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-40, pp. 692-698, Apr. 1992.



김 영 태(Youngtae Kim) 정회원  
1983년 2월: 서강대학교 전자공학과 학사  
1994년 3월~현재: 영남대학교 전자공학과 박사과정  
현재: 김천 전문대학교 전파통신과 조교수  
※주관심분야: 비선형 광학



김 병 철(Byungchul Kim) 정회원  
1969년 4월 18일생  
1994년 2월: 영남대학교 전자공학과(공학사)  
1996년 2월: 영남대학교 대학원 전자공학과(공학석사)  
1997년 10월~현재: 영남대학교 전자공학과 박사과정  
※주관심분야: 무선통신, 광통신

이 무 영(Mooyoung Lee) 정회원  
한국통신학회논문지 제19권 3호 참조