

論 文

환상(環狀) 유전체를 포함하는 원형도파관의 전파특성에 관한 연구

正會員 朴 鐘 國* 正會員 洪 義 錫**

A Study on the Propagation Characteristics of the Circular Waveguide with a Ring-type Dielectric

Jong Kook PARK* Ui Seok HONG** Regular Members

要 約 수치해석법을 이용하여 환상 유전체를 포함하는 원형 도파관에서 유전체폭을 일정하게 변화시켰을 때의 TMon 및 TEon 모드에 대한 전파상수를 구하였다. 이러한 구조는 유전체 공진기의 Q값을 개선하기 위한 supporter로 사용할 수 있고, 계산결과는 slow wave structure의 설계에 이용할 수 있다. 또한 본 논문에서의 수치해석 방법은 유전체 공진기의 공진주파수 계산에도 이용할 수 있다.

ABSTRACT Propagation constants for TM_{on} and TE_{on} modes in a circular waveguide with a ring type dielectric are computed using the numerical analysis when the width of dielectric is varied regularly. This structure can be applied to the supporter to make improve the Q-factor of dielectric resonators, and the results of numerical calculation can be used to design the slow wave structures. Also, the numerical analysis in this paper can be used to determine the resonant frequencies in dielectric resonators.

1. 서 론

F. Harms가 1907년에 최초로 완전도체의 표면에 유전체가 coating된 원형 도파관을 해석한 이래, 1910년에는 Hondros와 Deby가 유전체봉(dielectric rod)을 해석하였으며 최근까지 여러 가지 형태로 유전체가 채워진 원형 도파관의 해

석이 시도되었다^{(1)~(6)}.

이러한 해석들로 부터, field가 원형 도파관의 중심축에 대하여 대칭적으로 존재할 경우 즉, θ 방향에 대하여 독립적일때는 TM 및 TE 모드의 해석이 가능한 반면, θ 방향에 대하여 종속적일 경우에는 TM 모드와 TE 모드의 combination에 의한 hybrid 모드의 해석이 불가피함을 알 수 있다.

지금까지 발표된 논문의 대부분은 해석적 방법에 의한 근사해석의 결과를 제시하고 있으나 본 논문에서는 computer를 이용한 수치해석법에 의

*, ** 光云大學電子通信工學科
Dept. of Telecommunication Engineering, Kwang Woon University, Seoul 132 Korea.
論文番號 : 86- 32 (接授 1986. 3. 5)

하여 유전체 ring이 포함된 원형 도파관에서 유전체 폭을 일정하게 변화시켰을 때의 TM_{on} 및 TE_{on} 모드에 대한 전파상수를 구하였다. 이러한 구조는 유전체 공진기의 Q값을 개선하기 위한 supporter로 사용할 수 있고, 계산결과를 slow wave structure의 설계에 이용할 수 있다. 또한 본 논문에서의 수치해석 방법은 유전체 공진기의 공진주파수 계산에도 이용할 수 있다.

2. Field 방정식의 해석

유전체 ring이 포함된 원형 도파관의 기하학적 구조는 그림 1과 같다. 유전체는 손실이 없고 등방성이며 도파관의 외곽은 완전도체로 bounded되어 있다고 가정한다.

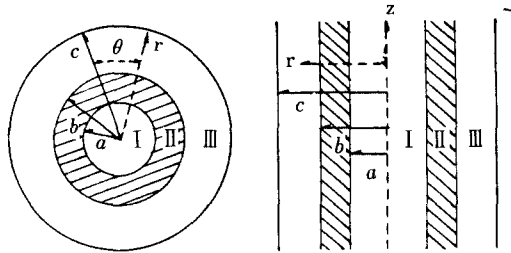


그림 1 환상 유전체를 포함하는 원형 도파관의 기하학적 구조
Geometrical structure of the circular waveguide with a ring-type dielectric.

그림 1에서 영역 I과 III은 공기이고 영역 II는 비유전율 $\epsilon_r=10$ 인 유전체 ring이다.

도파관내의 전계와 자계의 변화가 정현적이라면, 각 영역에서 Maxwell 방정식을 만족하는 TM_{mn} 및 TE_{mn} 모드의 field는 원통좌표계에 대한 파동방정식,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Pi_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial z^2} + k^2 \Pi_z = 0 \quad (1)$$

을 만족하는 Hertzian vector $\Pi_z(r, \theta, z)$ 으로

부터 유도할 수 있다⁹⁾.

여기서 $k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r \mu_0$ 로 주어지는 유전체내에서의 wave number이다.

z의 정방향에 대하여 감쇠가 없이 진행하는 field만을 고려할 경우, 식(1)의 해는 다음과 같다.

$$\Pi_z(r, \theta, z, t) = A J_n(k_{cr}) \cos n\theta e^{-jk_z z} e^{j\omega t} \quad (2)$$

TM_{mn} 및 TE_{mn} 모드의 전계와 자계에 대한 표현식은 electric Hertzian vector Π_e 와 magnetic Hertzian vector Π_h 로부터, 각각 다음 식을 이용하여 구할 수 있다.

$$\mathbf{E} = \nabla \cdot \nabla \cdot \Pi_e + k^2 \Pi_e \quad (3)$$

$$\mathbf{H} = j\omega \epsilon_0 \epsilon_r \nabla \times \Pi_e$$

$$\mathbf{E} = -j\omega \mu_0 \nabla \times \Pi_h \quad (4)$$

$$\mathbf{H} = \nabla \cdot \nabla \cdot \Pi_h + k^2 \Pi_h$$

식(3), (4)를 이용하여 각 영역에서의 field를 구하면 다음과 같다.

$$\text{영역 I; } \Pi_z^{m1} = A J_n(k_{c1}r) \cos n\theta e^{-jk_z z} \quad (5)$$

$$\Pi_z^{e1} = F J_n(k_{c1}r) \cos n\theta e^{-jk_z z}$$

영역 II;

$$\Pi_z^{m2} = [B J_n(k_{c2}r) + C N_n(k_{c2}r)] \cos n\theta e^{-jk_z z}$$

$$\Pi_z^{e2} = [G J_n(k_{c2}r) + H N_n(k_{c2}r)] \sin n\theta e^{-jk_z z} \quad (6)$$

영역 III;

$$\Pi_z^{m3} = [D J_n(k_{c1}r) + E N_n(k_{c1}r)] \cos n\theta e^{-jk_z z}$$

$$\Pi_z^{e3} = [K J_n(k_{c1}r) + L N_n(k_{c1}r)] \sin n\theta e^{-jk_z z} \quad (7)$$

식(5)~(7)에서 시간인수 $e^{j\omega t}$ 는 생략하였고, $k_{ci} = (k_0^2 - \beta_g^2)^{1/2}$, $i=1, 2$ 이며, cut-off wave number이다. 또한, A-H와 K, L은 boundary

condition 및 power condition으로 부터 결정되는 amplitude constant 이고^{(3), (7)} $J_n(x)$, $N_n(x)$ 는 각각 n 차의 Bessel function과 Neumann function이다.

식(5)~(7)로 부터, 각 영역에서의 magnetic 및 electric mode에 대한 field 성분을 구할 수 있으며 동일 영역내의 transverse magnetic mode field와 transverse electric mode field의 중첩에 의하여 각 영역에서의 total field를 구할 수 있다⁽⁷⁾.

영역 I

$$E_r^1 = E_r^{m1} + E_r^{e1} = - \left[\frac{k_{c1} k_z}{\omega \epsilon_0} A J'_n(k_{c1} r) + \frac{n}{r} F J_n(k_{c1} r) \right] \cos n\theta e^{-\kappa_z z}$$

$$E_\theta^1 = E_\theta^{m1} + E_\theta^{e1} = \left[\frac{nk_z}{\omega \epsilon_0 r} A J_n(k_{c1} r) + k_{c1} F J'_n(k_{c1} r) \right] \sin n\theta e^{-\kappa_z z}$$

$$E_z^1 = E_z^{m1} = \frac{k_{c1}^2}{j \omega \epsilon_0} A J_n(k_{c1} r) \cos n\theta e^{-\kappa_z z} \quad (8)$$

$$H_r^1 = H_r^{m1} + H_r^{e1} = - \left[\frac{n}{r} A J_n(k_{c1} r) + \frac{k_{c1} k_z}{\omega \mu_0} F J'_n(k_{c1} r) \right] \sin n\theta e^{-\kappa_z z}$$

$$H_\theta^1 = H_\theta^{m1} + H_\theta^{e1} = - \left[k_{c1} A J'_n(k_{c1} r) + \frac{nk_z}{\omega \mu_0 r} F J_n(k_{c1} r) \right] \cos n\theta e^{-\kappa_z z}$$

$$H_z^1 = H_z^{e1} = \frac{k_{c1}^2}{j \omega \mu_0} F J_n(k_{c1} r) \sin n\theta e^{-\kappa_z z}$$

영역 II

$$E_r^2 = E_r^{m2} + E_r^{e2} = - \left\{ \frac{k_{c2} k_z}{\omega \epsilon} \left[B J'_n(k_{c2} r) + CN'_n(k_{c2} r) \right] + \frac{n}{r} \left[G J_n(k_{c2} r) + HN_n(k_{c2} r) \right] \right\} \cos n\theta e^{-\kappa_z z}$$

$$E_\theta^2 = E_\theta^{m2} + E_\theta^{e2} = \left\{ \frac{nk_z}{\omega \epsilon r} \left[B J_n(k_{c2} r) \right. \right.$$

$$\left. \left. + CN_n(k_{c2} r) \right] + k_{c2} \left[G J'_n(k_{c2} r) + HN'_n(k_{c2} r) \right] \right\} \sin n\theta e^{-\kappa_z z}$$

$$E_z^2 = E_z^{m2} = \frac{k_{c2}^2}{j \omega \epsilon} \left[B J_n(k_{c2} r) + CN_n(k_{c2} r) \right] \cos n\theta e^{-\kappa_z z} \quad (9)$$

$$H_r^2 = H_r^{m2} + H_r^{e2} = - \left\{ \frac{n}{r} \left[B J_n(k_{c2} r) + CN_n(k_{c2} r) \right] + \frac{k_{c2} k_z}{\omega \mu_0} \left[G J'_n(k_{c2} r) + HN'_n(k_{c2} r) \right] \right\} \sin n\theta e^{-\kappa_z z}$$

$$H_\theta^2 = H_\theta^{m2} + H_\theta^{e2} = - \left\{ k_{c2} \left[B J'_n(k_{c2} r) + CN'_n(k_{c2} r) \right] + \frac{nk_z}{\omega \mu_0 r} \left[G J_n(k_{c2} r) + HN_n(k_{c2} r) \right] \right\} \cos n\theta e^{-\kappa_z z}$$

$$H_z^2 = H_z^{e2} = \frac{k_{c2}^2}{j \omega \mu_0} \left[G J_n(k_{c2} r) + HN_n(k_{c2} r) \right] \sin n\theta e^{-\kappa_z z}$$

영역 III

$$E_r^3 = E_r^{m3} + E_r^{e3} = - \left\{ \frac{k_{c1} k_z}{\omega \epsilon_0} \left[D J'_n(k_{c1} r) + EN'_n(k_{c1} r) \right] + \frac{n}{r} \left[K J_n(k_{c1} r) + LN_n(k_{c1} r) \right] \right\} \cos n\theta e^{-\kappa_z z}$$

$$E_\theta^3 = E_\theta^{m3} + E_\theta^{e3} = \left\{ \frac{nk_z}{\omega \epsilon_0 r} \left[D J_n(k_{c1} r) + EN_n(k_{c1} r) \right] + k_{c1} \left[K J'_n(k_{c1} r) + LN'_n(k_{c1} r) \right] \right\} \sin n\theta e^{-\kappa_z z}$$

$$E_z^3 = E_z^{m3} = \frac{k_{c1}^2}{j \omega \epsilon_0} \left[D J_n(k_{c1} r) + EN_n(k_{c1} r) \right] \cos n\theta e^{-\kappa_z z} \quad (10)$$

$$H_r^3 = H_r^{m3} + H_r^{e3} = - \left\{ \frac{n}{r} [DJ_n(k_{c1}r) + EN_n(k_{c1}r)] + \frac{k_{c1}k_z}{\omega \mu_0} [KJ'_n(k_{c1}r) + LN'_n(k_{c1}r)] \right\} \sin n\theta e^{-jk_z z}$$

$$H_\theta^3 = H_\theta^{m3} + H_\theta^{e3} = - \left\{ k_{c1} [DJ'_n(k_{c1}r) + EN'_n(k_{c1}r)] + \frac{nk_z}{\omega \mu_0 r} [KJ_n(k_{c1}r) + LN_n(k_{c1}r)] \right\} \cos n\theta e^{-jk_z z}$$

$$H_z^3 = H_z^{e3} = \frac{k_{c1}^2}{j\omega \mu_0} [KJ_n(k_{c1}r) + LN_n(k_{c1}r)] \sin n\theta e^{-jk_z z}$$

3. 경계조건 및 고유치 방정식

식(8)-(10)에서 $n = 0$ 일 경우, 도파관내의 field 는 TM 및 TE 모드 성분으로 분리되며⁽⁸⁾, $r = a, b$ 에서의 연속조건과 $r = c$ 에서의 경계조건을 적용하면 다음과 같이 각 모드에 대한 고유치 방정식을 구할 수 있다.

i) TM 모드

$r = a$ 에서,

$$\left. \begin{aligned} E_z^1 &= E_z^2; \frac{k_{c1}^2}{\epsilon_0} AJ_0(k_{c1}a) \\ &= \frac{k_{c2}^2}{\epsilon} [BJ_0(k_{c2}a) + CN_0(k_{c2}a)] \\ H_\theta^1 &= H_\theta^2; k_{c1}AJ'_0(k_{c1}a) \\ &= k_{c2}[BJ'_0(k_{c2}a) + CN'_0(k_{c2}a)] \end{aligned} \right\} (11)$$

$r = b$ 에서,

$$\left. \begin{aligned} E_z^2 &= E_z^3; \frac{k_{c2}^2}{\epsilon} [BJ_0(k_{c2}b) + CN_0(k_{c2}b)] \\ &= \frac{k_{c1}^2}{\epsilon_0} [DJ_0(k_{c1}b) + EN_0(k_{c1}b)] \end{aligned} \right\} (12)$$

$$\left. \begin{aligned} H_\theta^2 &= H_\theta^3; k_{c2}[BJ'_0(k_{c2}b) + CN'_0(k_{c2}b)] \\ &= k_{c1}[DJ'_0(k_{c1}b) + EN'_0(k_{c1}b)] \end{aligned} \right\}$$

$r = c$ 에서,

$$E_z^3 = 0; DJ_0(k_{c1}c) + EN_0(k_{c1}c) = 0 \quad (13)$$

ii) TE 모드

$r = a$ 에서

$$\left. \begin{aligned} H_z^1 &= H_z^2; k_{c1}^2 FJ_0(k_{c1}a) \\ &= k_{c2}^2 [GJ_0(k_{c2}a) + HN_0(k_{c2}a)] \\ E_\theta^1 &= E_\theta^2; k_{c1}FJ'_0(k_{c1}a) \\ &= k_{c2}[GJ'_0(k_{c2}a) + HN'_0(k_{c2}a)] \end{aligned} \right\} (14)$$

$r = b$ 에서,

$$\left. \begin{aligned} H_z^2 &= H_z^3; k_{c2}^2 [GJ_0(k_{c2}b) + HN_0(k_{c2}b)] \\ &= k_{c1}^2 [KJ_0(k_{c1}b) + LN_0(k_{c1}b)] \\ E_\theta^2 &= E_\theta^3; k_{c2}[GJ'_0(k_{c2}b) + HN'_0(k_{c2}b)] \\ &= k_{c1}[KJ'_0(k_{c1}b) + LN'_0(k_{c1}b)] \end{aligned} \right\} (15)$$

$r = c$ 에서,

$$E_\theta^3 = 0; KJ'_0(k_{c1}c) + LN'_0(k_{c1}c) = 0 \quad (16)$$

식(11)-(16)의 고유치 방정식이 nontrivial solution 을 갖기 위해서는 아래의 행렬식 값이 0 이 되어야만 한다.⁽⁸⁾

식(11)-(18)에서 $J'_0(k_{c1}x)$ 및 $N'_0(k_{c1}x)$ 는 각각 $J_0(k_{c1}x)$ 와 $N_0(k_{c1}x)$ 를 argument x 에 대하여 미분한 값이다. (여기서, $i = 1, 2$ 이다.)

4. 수치해석 결과 및 검토

computer에 의한 수치해석을 이용하여 식(18), (19)를 만족하는 전파상수를 구하였다. $k_0^2 < \beta^2$ 일 경우에는 Bessel function 과 Neumann function 의 argument 가 허수가 되는데, 이때는 modified

i) TM 모드

$$\begin{vmatrix}
 \epsilon_r k_{c1}^2 J_0(k_{c1} a) & -k_{c2}^2 J_0(k_{c2} a) & -k_{c2}^2 N_0(k_{c2} a) & 0 & 0 \\
 0 & k_{c1}^2 J_0(k_{c1} b) & k_{c1}^2 N_0(k_{c1} b) & -\epsilon_r k_{c1}^2 J_0(k_{c1} b) & -\epsilon_r k_{c1}^2 N_0(k_{c1} b) \\
 k_{c1} J_0'(k_{c1} a) & -k_{c2} J_0'(k_{c2} a) & -k_{c2} N_0'(k_{c2} a) & 0 & 0 \\
 0 & k_{c1} J_0'(k_{c1} b) & k_{c1} N_0'(k_{c1} b) & -k_{c1} J_0'(k_{c1} b) & -k_{c1} N_0'(k_{c1} b) \\
 0 & 0 & 0 & J_0(k_{c1} c) & N_0(k_{c1} c)
 \end{vmatrix} = 0 \quad (17)$$

ii) TE 모드

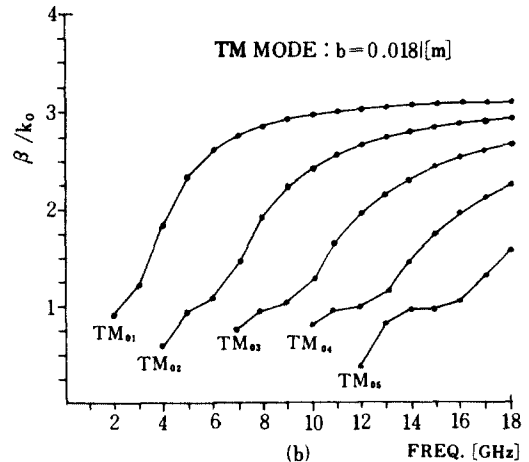
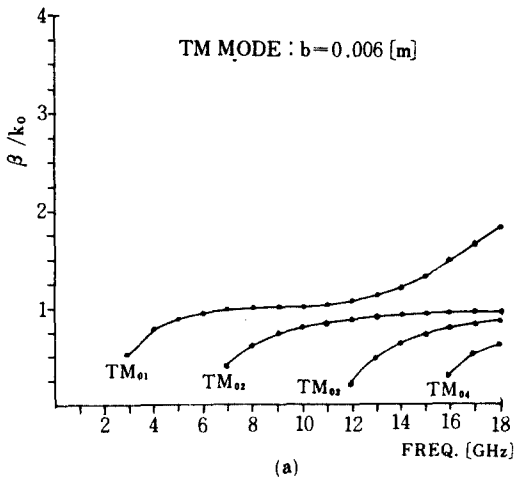
$$\begin{vmatrix}
 k_{c1}^2 J_0(k_{c1} a) & -k_{c2}^2 J_0(k_{c2} a) & -k_{c2}^2 N_0(k_{c2} a) & 0 & 0 \\
 0 & k_{c1}^2 J_0(k_{c1} b) & k_{c1}^2 N_0(k_{c1} b) & -k_{c1}^2 J_0(k_{c1} b) & -k_{c1}^2 N_0(k_{c1} b) \\
 k_{c1} J_0'(k_{c1} a) & -k_{c2} J_0'(k_{c2} a) & -k_{c2} N_0'(k_{c2} a) & 0 & 0 \\
 0 & k_{c1} J_0'(k_{c1} b) & k_{c1} N_0'(k_{c1} b) & -k_{c1} J_0'(k_{c1} b) & -k_{c1} N_0'(k_{c1} b) \\
 0 & 0 & 0 & J_0'(k_{c1} c) & N_0'(k_{c1} c)
 \end{vmatrix} = 0 \quad (18)$$

Bessel 및 modified Neumann function을 이용하였고 1차의 Bessel function과 Neumann function에 대하여는 recurrence formula를 이용하였으며, 오차의 한계는 10^{-4} 으로 하였다.

그림 2, 3은, $a=0.003$ [m], $c=0.03$ [m]로 하고 b 의 초기치 $b=0.006$ [m]를 $b=c$ 까지 일정한 비율로 증가시켰을 때, 주파수 1-18[GHz]에서

규격화(normalized)된 전파상수 β/k_0 의 변화를 나타내고 있다.

수치해석의 타당성을 입증하기 위하여 영역 I과 II의 비유전율을 $\epsilon_r=10$ 으로 취하고 영역 III은 $\epsilon_r=1$ 로 한 다음, $a=b$ 이고, b 를 $b=c$ 까지 일정한 비율로 증가시켰을 때 b/c 에 대한 β/k_0 의 변화를 그림 4에 보였으며, Ref 8)에서 제시



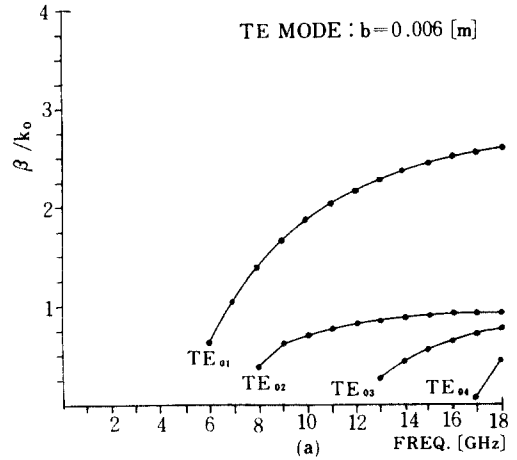
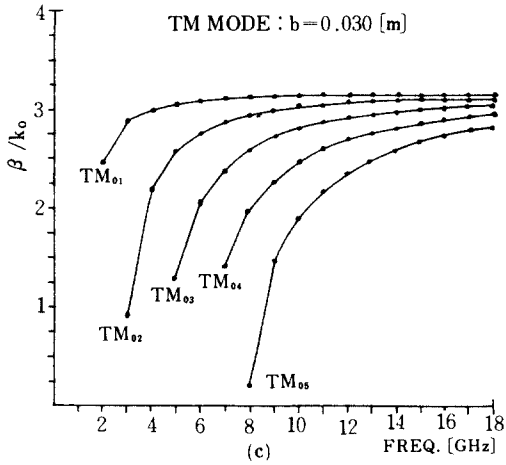


그림 2 TM_{0n} 모드의 규격화된 전파상수
 $a=0.003[m]$ $c=0.03[m]$
 Normalized propagation constants for TM_{0n} modes.

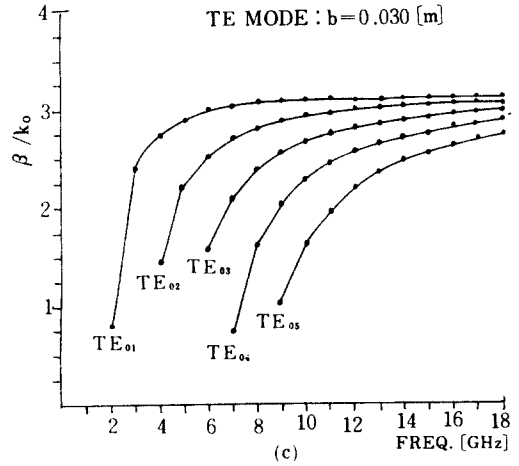
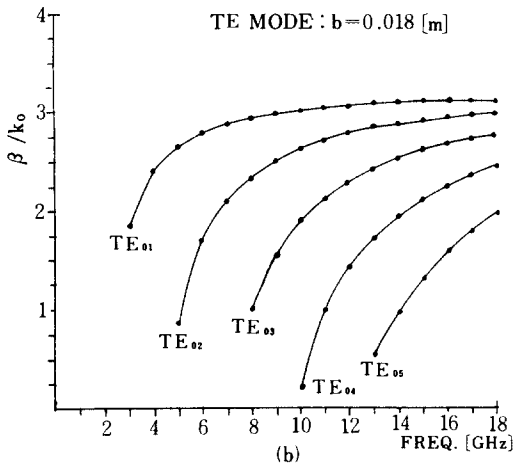


그림 3 TE_{0n} 모드의 규격화된 전파상수
 $a=0.003[m]$ $c=0.03[m]$
 Normalized propagation constants for TE_{0n} modes.

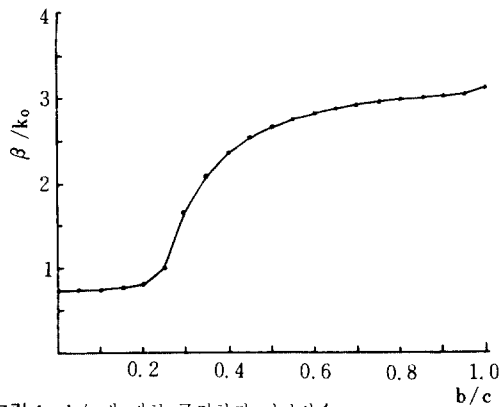


그림 4 b/c 에 대한 규격화된 전파상수
 $a=b=0.0015[m]$ $c=0.03[m]$ $\epsilon_{ra}=\epsilon_{rb}=10$, $\epsilon_{rc}=1$
 Normalized propagation constants for b/c .

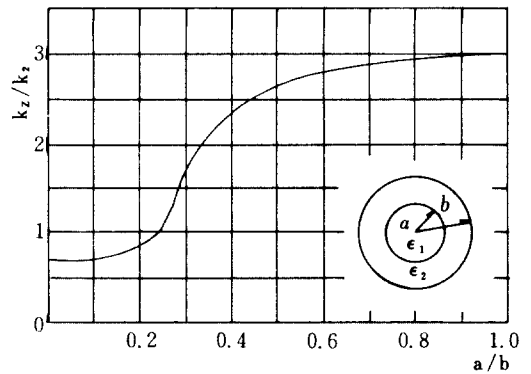


그림 5 Ref 8)
 Ref 8)

한 그림 5와 비교하였다.

또한, 그림 6은 영역 I의 비유전율을 $\epsilon_r = 10$ 으로 취하고 영역 II, III은 $\epsilon_r = 1$ 로 하여 a 를 일정한 비율로 증가시켜 $a=c$ 일때, TM 및 TE 모드의 주파수에 대한 β/k_0 의 변화와, 영역 I을 $\epsilon_r = 1$ 로 하고 a 를 일정하게 증가시켜 $a=c$ 일때의 β/k_0 의 변화를 각각 보이고 있다. 이 결과는 반경 $r=c$ 인 원형 도파관이 $\epsilon_r=10$ 인 유전체로 채워졌을 경우와 공기로 채워졌을 경우의 β/k_0 의 변화와 일치함을 확인할 수 있었다.

b 를 일정한 비율로 증가시키거나 감소시켰을

때도 최종적으로 그림 6과 동일한 결과를 얻을 수 있었다.

그림 7은, 일정주파수에서 영역 I, III이 공이고 영역 II의 비유전율 $\epsilon_r=10$ 일때 b 를 $b=c$ 까지 일정하게 증가시킬 경우, TM 및 TE 모드에서 b/c 에 대한 β/k_0 의 변화이다.

5. 결론

해석적 방법에 의한 근사해석에 비하여 오차의 한계를 10^{-4} 까지 유지할 수 있었으며 동일한 수

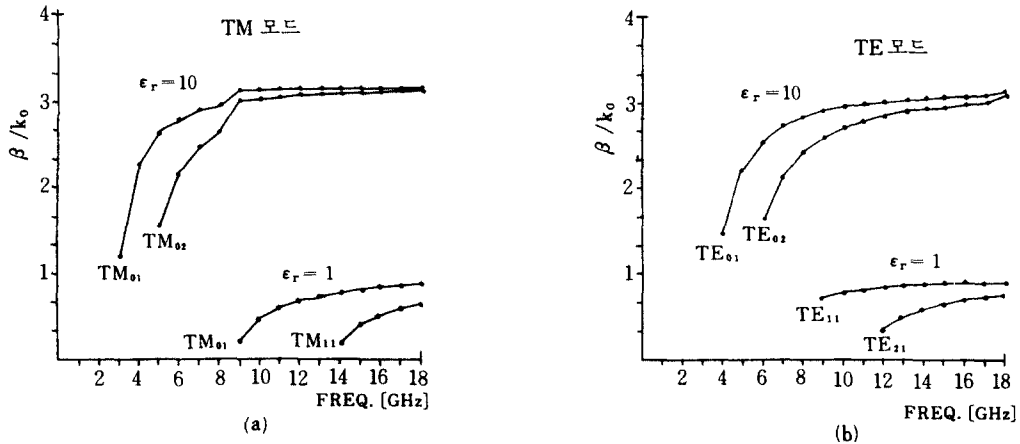


그림 6 주파수에 대한 규격화전파상수
 $a=b=c=0.03[m]$
 Normalized propagation constants for frequencies.

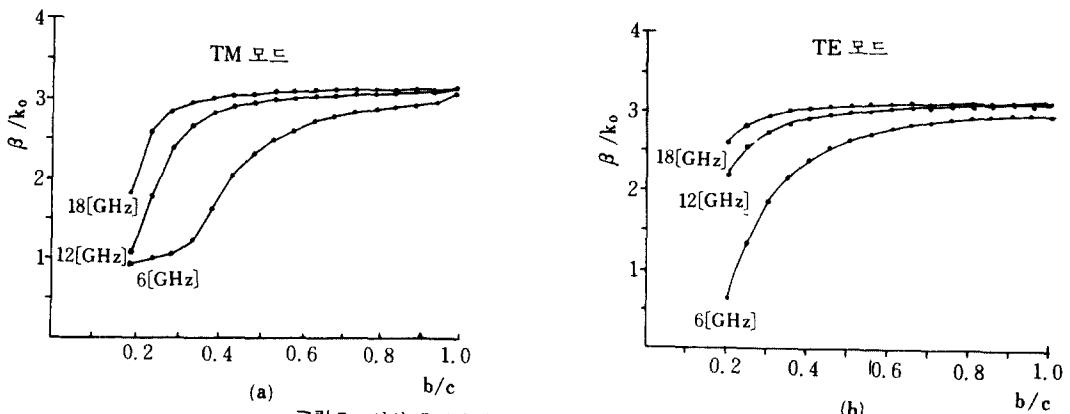


그림 7 임의 주파수에서 b/c 에 대한 규격화 전파상수
 $a=0.003[m]$, $b=0.006[m]$, $c=0.03[m]$
 Normalized propagation constants for b/c at certain frequencies.

치해석법에 의하여 $n \geq 1$ 인 경우의 hybrid 모드에 대한 해석도 수행할 수 있음을 알았다.

본 논문에서 취급한 구조의 원형 도파관은, 유전체 공진기와 substrate인 microstrip line 사이에 유전체를 삽입시킨 것과 같으며, 이때 유전체의 $\tan \delta$ 가 10^{-5} 정도이면 유전체 공진기를 substrate에 직접 놓았을 때 보다 Q 값이 개선되므로⁹⁾, 유전체 공진기의 supporter로 사용할 수 있고, 계산결과는 slow wave structure의 설계에 이용할 수 있다.

또한, 본 논문의 수치해석 방법은 유전체 공진기의 공진주파수 계산에도 이용할 수 있다.

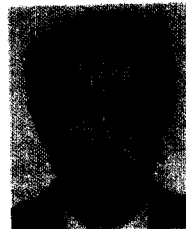
參 考 文 獻

(1) H. Buchholz, "Waveguide of circular cross section with a fitted dielectric insert," Ann. Phys., 5F, 43, H. 5, pp 313-368, 1943.

(2) L. Pineherle, "Electromagnetic waves in metal tubes filled longitudinally with two dielectrics," Phys. Rev., 66, pp 118-123, 1944.
 (3) S. Frankel, "TM₀₁ mode in circular waveguides with two coaxial dielectrics," J. Appl. Phys., 18, pp 650-655, 1947.
 (4) P. J. B. Clarricoats, "Propagation along unbounded and bounded dielectric rods. Part 2," Proc. IEEE, 108c, pp 177-186, 1961.
 (5) P. J. B. Clarricoats, K. B. Chan, "Propagation behavior of cylindrical-dielectric-rod waveguides," Proc. IEEE, 120, pp 1371-1378, 1973.
 (6) E. H. Fooks, "Propagation in a dielectric-lined circular waveguide," Microwaves, Opt. & Accust., 2, pp 117-122, 1978.
 (7) R. E. Collin, "Field Theory of Guided Waves," McGraw-Hill, N. Y., 1960.
 (8) R. F. Harrington, "Time-Harmonic Electromagnetic Fields," McGraw-Hill, N. Y., 1961.
 (9) U. S. Hong, "Zur Berechnung Geschirmter Dielektrischer Resonatoren," Ph. D. Dissertation, RWTH, Aachen, Germany, 1982.



朴 鐘 國 (Jong Kook PARK) 正會員
 1946年 5月 2日生
 1983年: 光云大學電子通信工學科卒業 (工學士)
 1986年: 光云大學學院 電子通信 工學科修了 (工學碩士)



洪 義 錫 (Ui Seok HONG) 正會員
 1946年 1月 16日生
 1968年: 光云大學通信工學科卒業 (工學士)
 1973年: 延世大學校大學院電氣工學科修了 (工學碩士)
 1982年: 獨逸 Aachen 工大電氣工學科修了 (工學博士)
 1974年~1976年: 光云大學應用電子工學科專任講師.
 1976年~1982年: 獨逸 Aachen 工大高周波研究所 (研究員)
 1983年~1986年: 光云大學電子通信工學科副教授, 大學會理事
 1986年 2月~1987年 2月 University of Texas(austin) Post Doc.