

論 文

모드결합법과 모드직교성에 의한 요철형
공진기의 공진주파수 계산

準會員 李 承 茂* 正會員 洪 義 錫**

A Study on the Numerical Analysis of
Reentrant Cavity Resonator by Mode
Matching Method and Orthogonality

Seung Moo LEE*, Ui Seok HONG** *Regular Members*

要 約 본 논문에서는 요철형 공동공진기의 공진주파수를 모드결합법과 모드의 직교성을 이용하여 계산하였다. 요철형 공동공진기는 동축케이블과 원형도파관으로 구성되어 있으며 공진기의 공진주파수는 동축케이블부분의 내부도체길이로 가변시킴으로써 조정할 수 있다. 본 논문의 결과는 클라이스트론, 파장계 및 증폭기의 공진회로와 유전체 정수의 측정에도 사용할 수 있다.

ABSTRACT In this paper, resonance frequencies of a reentrant cavity are computed by the mode matching method and the mode orthogonality. The reentrant cavity is composed of a coaxial cable and a cylindrical waveguide, so that resonance frequencies of the resonator can be varied by adjusting the length of the inner conductor of a coaxial cable. The result can be applied to numerous microwave devices such as klystron, wavemeter and resonant circuits of an amplifier and to the measurement of dielectric parameters.

1. 서 론

요철형 공진기(reentrant cavity)는 50년전 Hansen⁽¹⁾에 의해서 최초로 연구되었으며, Fujisawa⁽²⁾는 L. C 등가회로를 Green 함수에 의해서, Uenakada⁽³⁾는 Green 함수와 변분법(Variation method)를 사용하여 해석했으며, 또 Sen⁽⁵⁾은 그림 1과 같은 구조로부터, 두 영역의 경계면에서 각 영역을 본 reactance를 계산하므로써 공진주파수를 계산했다.

요철형 공진기의 특징으로는 첫째로 기하학적 구조가 간단하며 둘째로는 넓은 동조범위와 안정된 주파수이다.

이러한 특징을 가지고 있기 때문에 초기에 크라이스트론에 응용된 이후 마이크로웨이브 소자인 증폭기, 발진기 및 필터 등에 적용되어 많은 연구가 되어 왔다.

또한 solid-state device, 즉 터널 및 건다이오드 등의 개발로써 이를 이용한 요철형 공진기의 해석도 시도되었다^{(3), (4)}.

이제까지는 근사식에 의해서 기본공진모드를 계산하였으나, 본 논문에서는 공진기의 벽면과 내부를 각각 완전도체($\sigma = \infty$), 완전유전체($\sigma = 0$)로 가정하고, 기하학적 구조에 의하여 각 영역내에 존재하는 경계조건을 적용하여 Ez와 Hz를 결

*, ** 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 : 87-01 (接受 1986. 6. 4)

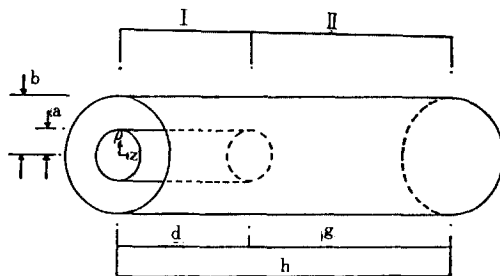
정하므로써 전계와 자계의 transverse 성분과 고유치 방정식(eigenvalue eq.)을 유도하고, mode matching method와 mode orthogonality를 이용한 수치해석법(6), (8)을 사용하여 기본공진모드 및 고차공진모드를 정확하게 계산하였다.

계산결과는 기본적으로 공진기의 해석, 설계 및 제작에 기여하게 될 것이며, 앞에서 언급한 모든 소자에 적용할 수 있다.

2. 요철형 공진기의 해석

마이크로웨이브 공진기는 개방 정도에 따라 개방형과 완전차폐형으로 구분할 수 있다. 개방형 공진기는 전기적으로 고유진동 능력을 가지고 있으며 그 전계와 자계가 3차원적으로 완전차폐 상태가 아니며, 완전차폐 공진기는 cylindrical cavity나 coaxial cavity와 같은 형태로 이루어졌다(7), (8).

본 논문에서 취급한 공진기의 구조는, 그림1과 같이 영역 I 은 동축케이블, 영역 II는 원통형도파관으로 나누었으며, 또 영역 I의 도체봉은 원통좌표계의 z 축 방향으로 이동시킬 수 있는 완전차폐형으로 구성된 요철형 공진기이다. 이러한 공진기내에서 TM_{onq} 및 TE_{onq} 공진모드의 공진주파수를 계산하였다.



a = 6mm, b = 14mm, h = 50mm, d = 가변

그림 1 요철형 동축 공진기
Reentrant coaxial resonator.

2-1 원통형 도파관과 동축케이블의 모드해석
영역 I, II에 존재하는 TM_{mn} 과 TE_{mn} 모드의 field 성분은 다음과 같다(9).

TM_{mn} mode	TE_{mn} mode
$E_\rho = \frac{-j\beta}{K_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial \rho}$	$E_\rho = -\frac{j\omega\mu_0}{K_c^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \theta}$
$E_\theta = \frac{-j\beta}{K_c^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \theta}$	$E_\theta = \frac{j\omega\mu_0}{K_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial \rho}$
$E_z = \text{식(2)}$	$E_z = 0$ (1)
$H_\rho = \frac{j\omega\epsilon_0}{K_c^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \theta}$	$H_\rho = -\frac{j\beta}{K_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial \rho}$
$H_\theta = -\frac{j\omega\epsilon_0}{K_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial \rho}$	$H_\theta = -\frac{j\beta}{K_c^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \theta}$
$H_z = 0$	$H_z = \text{식(2)}$

여기서 ϵ_0, μ_0 는 각각 진공중의 유전율과 투자율이며, K_c 는 cutoff wave number이다.

각 영역에서 MAXWELL 방정식을 만족하는 field를 구하기 위해서는 우선 longitudinal 성분에 경계조건을 적용시키므로써, z의 정방향으로 진행되는 파에 대한 표현식은 다음과 같이 구할 수 있다.

영역 I :

$$E_z = (A_m J_m(K_{c\rho}) + B_m N_m(K_{c\rho})) \cos(m\theta)$$

$$H_z = (A_m J_m(K_{c\rho}) + B_m N_m(K_{c\rho})) \cos(m\theta)$$

영역 II :

$$E_z = E_1 J_m(K_{c\rho}) \cos(m\theta)$$

$$H_z = H_1 J_m(K_{c\rho}) \cos(m\theta)$$

(2)

위의 식에서 E_1, H_1, A_m 및 B_m 은 상수이며, J_m, N_m 은 각각 m차 제 1종 및 제 2종 Bessel함수이고 m은 정수이다.

공진기를 구성하는 도체 벽면에 경계조건 ($E_t = 0, H_n = 0$)을 적용하면,

영역 I : $E_\theta|_{\rho=a,b} = 0$

영역 II : $E_\rho|_{\rho=b} = 0$

이므로 고유치 방정식은 다음과 같다.

영역 I :

$$J_m(K_c^I a) N_m(K_c^I b) - J_m(K_c^I b) N_m(K_c^I a) = 0$$

(TM mode)

$$J'_m(K_c^I a) N'_m(K_c^I b) - J'_m(K_c^I b) N'_m(K_c^I a) = 0$$

(TE mode)

(3)

영역 II :

$$J_m(K_c^{II} b) = 0 \quad (\text{TM mode})$$

$$J'_m(K_c^{II} b) = 0 \quad (\text{TE mode})$$

여기서 J'_m, N'_m 은 각각 J_m, N_m 을 ρ 로 미분한 것이며, 고유치 $K_c^i (i = I, II)$ 는

$$K_c^i = K^2 - \gamma^2 = K^2 - \beta^2 = K^2 + \alpha^2 \quad (4)$$

이다. 또 영역 I의 기본모드인 TEM모드는 $K_c = 0$ 이므로 $\beta = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 이다.

2-2 모드 결합법과 모드의 직교성

$Z=0, h$ 일때 경계조건 $E_z^I=0$ 와 $E_z^{II}=0$ 을 고려하면, 각 영역에서의 E_z, H_z 는 다음과 같이 된다.

영역 I :

$$E_z^I = \sum_{v=1}^n A_v \sin(\beta_v^I z) E_{zv}^I$$

$$H_z^I = \sum_{v=1}^n j A_v \cos(\beta_v^I z) H_{zv}^I$$

(5)

영역 II :

$$E_z^{II} = \sum_{v=1}^n B_v \sin(\beta_v^{II}(z-h)) E_{zv}^{II}$$

$$H_z^{II} = \sum_{v=1}^n j B_v \cos(\beta_v^{II}(z-h)) H_{zv}^{II}$$

여기서 A_v, B_v 는 상수이다.

영역 I, II의 경계면 ($z=d$)에서의 전계와 자계의 접선(tangential)상분이 연속이므로 식(5)로

부터

$$\sum_{v=1}^n A_v \sin(\beta_v^I d) E_{zv}^I = \sum_{v=1}^n B_v \sin(\beta_v^{II}(d-h)) E_{zv}^{II} \quad (6-1)$$

$$\sum_{v=1}^n j A_v \cos(\beta_v^I d) H_{zv}^I = \sum_{v=1}^n j B_v \cos(\beta_v^{II}(d-h)) H_{zv}^{II} \quad (6-2)$$

가 되며, 식(6-1)에 H_{zv}^{II} 를, 식(6-2)에 E_{zv}^{II} 를 vector cross하고 모드의 직교성을 적용하면 다음과 같은 결합계수 ($P_{\mu u}^{I, II}, P_{\mu v}^{I, II}$)와 전력계수 ($P_{\mu h}^{II}, P_{\mu e}^{II}$)가 유도된다.

$$\sum_{v=1}^n A_v \sin(\beta_v^I d) P_{\mu u}^{I, II} = B_u \sin(\beta_u^{II}(d-h)) P_{\mu h}^{II} \quad (7)$$

$$\sum_{v=1}^n j A_v \cos(\beta_v^I d) P_{\mu v}^{I, II} = j B_u \cos(\beta_u^{II}(d-h)) P_{\mu e}^{II}$$

여기서,

$$\begin{aligned} P_{\mu u}^{I, II} &= \int_Q (E_{zv}^I \times H_{zv}^{II}) a_z dF \\ P_{\mu v}^{I, II} &= \int_Q (E_{zv}^{II} \times H_{zv}^I) a_z dF \\ P_{\mu h}^{II} &= \int_Q (E_{zv}^{II} \times H_{zv}^{II}) a_z dF \\ P_{\mu e}^{II} &= \int_Q (E_{zv}^{II} \times H_{zv}^{II}) a_z dF \end{aligned} \quad (8)$$

식(8)에서 적분은 공진기의 단면에 대해서 행해지는 면적분이다.

결합계수 $P_{\mu u}^{I, II}$ 를 결정하기 위하여 각 영역에 n 개의 모드가 존재한다고 가정하면, 각 영역에서의 모드는

영역 I :

TEM, $TM_{01}, TM_{02}, \dots, TM_{0n-1}$

$TE_{01}, TE_{02}, TE_{03}, \dots, TE_{0n}$

영역 II :

$$TM_{01}, TM_{02}, TM_{03}, \dots, TM_{0n}$$

$$TE_{01}, TE_{02}, TE_{03}, \dots, TE_{0n}$$

의 순으로 나타난다고 생각할 수 있다.

이때, 각 영역내에 존재하는 모드의 결합관계는 도표 1 과 같고 결합계수 $P_{\nu\mu}^{I,II}$ 도 같은 방법을 적용하여 도표 2 의 결과를 얻을 수 있다^{(7), (8)}

전력계수 P_{ue}^{II} 와 P_{uh}^{II} 의 비인 P_{ue}^{II}/P_{uh}^{II} 는 임의의 주파수에서는 오직 γ^{II} 의 함수이며 또 공진기의 벽면과 내부를 각각 완전도체와 완전유전체로 가정하였으므로 그 비는 $\gamma^{II} = j\beta^{II}$ 일 경우는 1 이 되는 반면에 $\gamma^{II} = \alpha^{II}$ 일 경우는 -1 이 된다.

식 (7)을 연립하여 풀면

$$\sum_{v=1}^n jA_v [\text{COS}(\beta_v^{II}d)\text{SIN}(\beta_v^{II}(d-h))$$

$$P_{\nu\mu}^{I,II} - \frac{P_{\mu e}}{P_{\mu h}} \text{COS}(\beta_{\mu}^{II}(d-h)) \quad (9)$$

$$\text{SIN}(\beta_{\nu}^{II}d) P_{\nu\mu}^{I,II} = 0$$

가 되며, 이 방정식을 만족하는 해가 공진주파수가 된다.

3. 수치결과 및 검토

공진기의 기하학적 구조 ($a = 6. \times 10^{-3}$ [m], $b = 14 \times 10^{-3}$ [m])로 결정되는 K_c 와 γ 등을 구해야 되는데, K_c 는 Bessel 함수의 다항근사식 (polynomial approximation)⁽¹⁰⁾에 의한 식(3)의 수치해석으로 구하고, 이 K_c 값을 식(4)에 대입하여 γ 를 구하였다.

$TEM^I TM_{01}^{*II}$	$TM_{01}^I TM_{01}^{*II}$	$TM_{02}^I TM_{01}^{*II}$	$TM_{03}^I TM_{01}^{*II}$	\dots	$TM_{0n-1}^I TM_{01}^{*II}$	$TE_0^I TE_{01}^{*II}$	$TE_{02}^I TE_{01}^{*II}$	$TE_{03}^I TE_{01}^{*II}$	\dots	$TE_{0n}^I TE_{01}^{*II}$
$TEM^I TM_{02}^{*II}$	$TM_{01}^I TM_{02}^{*II}$	$TM_{02}^I TM_{02}^{*II}$	$TM_{03}^I TM_{02}^{*II}$	\dots	$TM_{0n-1}^I TM_{02}^{*II}$	$TE_0^I TE_{02}^{*II}$	$TE_{02}^I TE_{02}^{*II}$	$TE_{03}^I TE_{02}^{*II}$	\dots	$TE_{0n}^I TE_{02}^{*II}$
$TEM^I TM_{03}^{*II}$	$TM_{01}^I TM_{03}^{*II}$	$TM_{02}^I TM_{03}^{*II}$	$TM_{03}^I TM_{03}^{*II}$	\dots	$TM_{0n-1}^I TM_{03}^{*II}$	$TE_0^I TE_{03}^{*II}$	$TE_{02}^I TE_{03}^{*II}$	$TE_{03}^I TE_{03}^{*II}$	\dots	$TE_{0n}^I TE_{03}^{*II}$
$TEM^I TM_{04}^{*II}$	$TM_{01}^I TM_{04}^{*II}$	$TM_{02}^I TM_{04}^{*II}$	$TM_{03}^I TM_{04}^{*II}$	\dots	$TM_{0n-1}^I TM_{04}^{*II}$	$TE_0^I TE_{04}^{*II}$	$TE_{02}^I TE_{04}^{*II}$	$TE_{03}^I TE_{04}^{*II}$	\dots	$TE_{0n}^I TE_{04}^{*II}$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
$TEM^I TM_{0n}^{*II}$	$TM_{01}^I TM_{0n}^{*II}$	$TM_{02}^I TM_{0n}^{*II}$	$TM_{03}^I TM_{0n}^{*II}$	\dots	$TM_{0n-1}^I TM_{0n}^{*II}$	$TE_0^I TM_{0n}^{*II}$	$TE_{02}^I TM_{0n}^{*II}$	$TE_{03}^I TM_{0n}^{*II}$	\dots	$TE_{0n}^I TM_{0n}^{*II}$
$TEM^I TE_{01}^{*II}$	$TM_{01}^I TE_{01}^{*II}$	$TM_{02}^I TE_{01}^{*II}$	$TM_{03}^I TE_{01}^{*II}$	\dots	$TM_{0n-1}^I TE_{01}^{*II}$	$TE_0^I TE_{01}^{*II}$	$TE_{02}^I TE_{01}^{*II}$	$TE_{03}^I TE_{01}^{*II}$	\dots	$TE_{0n}^I TE_{01}^{*II}$
$TEM^I TE_{02}^{*II}$	$TM_{01}^I TE_{02}^{*II}$	$TM_{02}^I TE_{02}^{*II}$	$TM_{03}^I TE_{02}^{*II}$	\dots	$TM_{0n-1}^I TE_{02}^{*II}$	$TE_0^I TE_{02}^{*II}$	$TE_{02}^I TE_{02}^{*II}$	$TE_{03}^I TE_{02}^{*II}$	\dots	$TE_{0n}^I TE_{02}^{*II}$
$TEM^I TE_{03}^{*II}$	$TM_{01}^I TE_{03}^{*II}$	$TM_{02}^I TE_{03}^{*II}$	$TM_{03}^I TE_{03}^{*II}$	\dots	$TM_{0n-1}^I TE_{03}^{*II}$	$TE_0^I TE_{03}^{*II}$	$TE_{02}^I TE_{03}^{*II}$	$TE_{03}^I TE_{03}^{*II}$	\dots	$TE_{0n}^I TE_{03}^{*II}$
$TEM^I TE_{04}^{*II}$	$TM_{01}^I TE_{04}^{*II}$	$TM_{02}^I TE_{04}^{*II}$	$TM_{03}^I TE_{04}^{*II}$	\dots	$TM_{0n-1}^I TE_{04}^{*II}$	$TE_0^I TE_{04}^{*II}$	$TE_{02}^I TE_{04}^{*II}$	$TE_{03}^I TE_{04}^{*II}$	\dots	$TE_{0n}^I TE_{04}^{*II}$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
$TEM^I TE_{0n}^{*II}$	$TM_{01}^I TE_{0n}^{*II}$	$TM_{02}^I TE_{0n}^{*II}$	$TM_{03}^I TE_{0n}^{*II}$	\dots	$TM_{0n-1}^I TE_{0n}^{*II}$	$TE_0^I TE_{0n}^{*II}$	$TE_{02}^I TE_{0n}^{*II}$	$TE_{03}^I TE_{0n}^{*II}$	\dots	$TE_{0n}^I TE_{0n}^{*II}$

도표 1 $P_{\nu\mu}^{I,II}$ 의 결합계수
Coupling coeff. $P_{\nu\mu}^{I,II}$.

$TM_{0n}^{*II} TEM^I$	$TM_{0n}^{*II} TEM^I$	$TM_{0n}^{*II} TEM^I$	\dots	$TM_{0n}^{*II} TEM^I$	$TE_{0n}^{*II} TEM^I$	$TE_{0n}^{*II} TEM^I$	$TE_{0n}^{*II} TEM^I$	\dots	$TE_{0n}^{*II} TEM^I$
$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	\dots	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	\dots	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$
$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	\dots	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	\dots	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$
$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	\dots	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$	\dots	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n}^I$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
$TM_{0n}^{*II} TM_{0n-1}^I$	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n-1}^I$	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n-1}^I$	\dots	$TM_{0n}^{*II} TM_{0n-1}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n-1}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n-1}^I$	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n-1}^I$	\dots	$TE_{0n}^{*II} TM_{0n-1}^I$
$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	\dots	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	\dots	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$
$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	\dots	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	\dots	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$
$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	\dots	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	\dots	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$
$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	\dots	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	\dots	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	\dots	$TM_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$	\dots	$TE_{0n}^{*II} TE_{0n}^I$

도표 2 P_{nm}^{*II} 의 결합계수
Coupling coeff. P_{nm}^{*II}

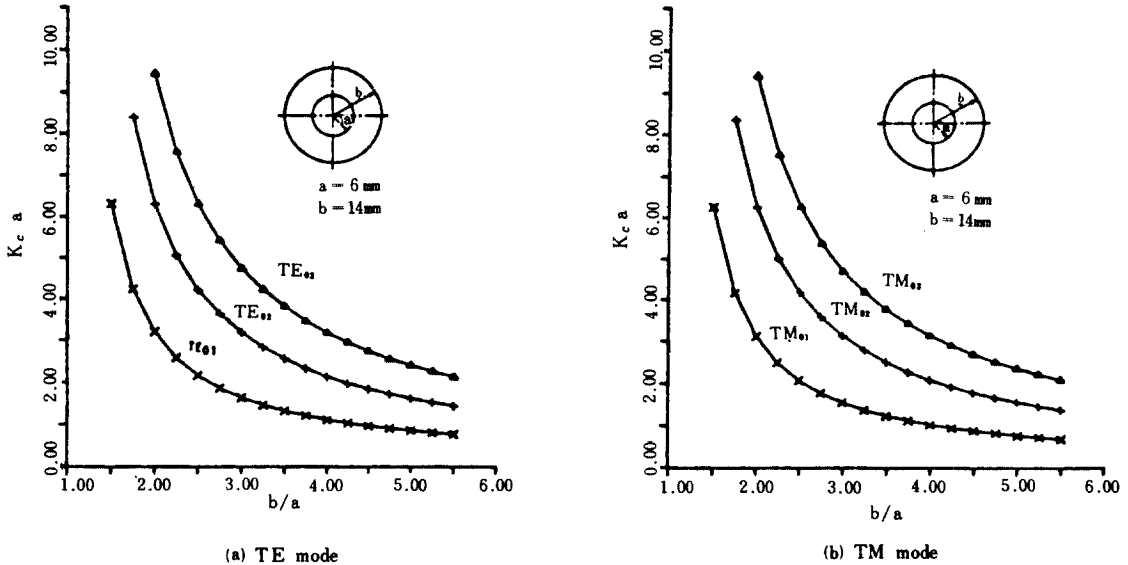


그림 2 차단주파수 대 동축케이블 반경비 (b/a)
Cutoff frequency vs. Radius ratio of coaxial cable (b/a).

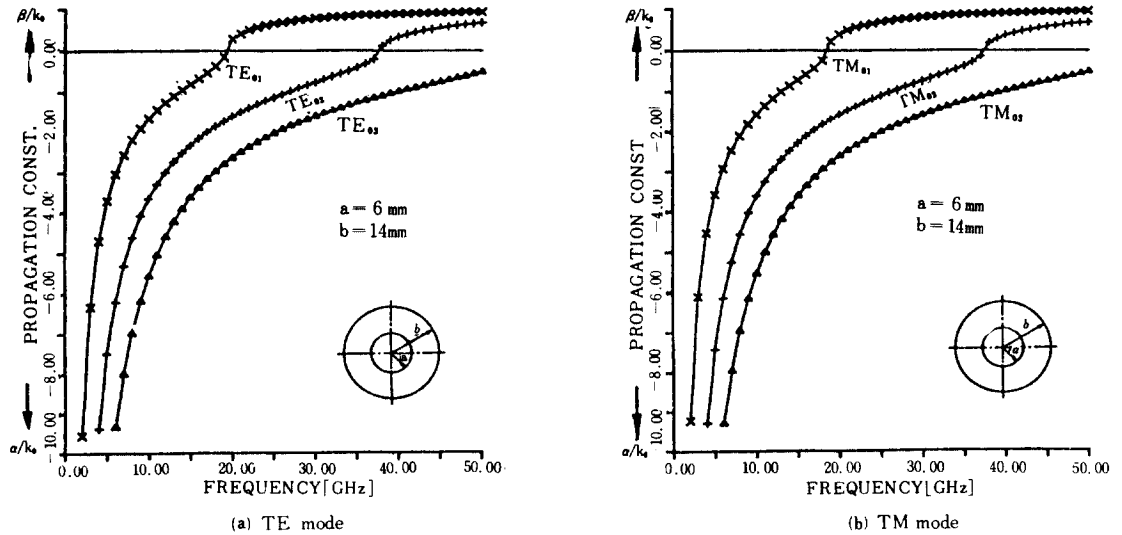


그림 3 전파상수 대 주파수(동축케이블)
Propagation constant vs. Frequency.

그림 2는 동축케이블의 외경과 내경의 비(b/a)에 대한 K_{ca} 의 변화를 나타내고 있으며, 또 주파수와 전파상수의 관계는 그림 3에 나타났다.

모드 결합법과 모드의 직교성을 이용하여 식(9)를 유도하고, 식(9)를 만족하는 주파수가 앞서 언급한 공진주파수가 된다.

그림 4는 g/h 의 비에 따른 공진주파수의 변화를 보이고 있다.

수치계산 결과의 타당성을 검증하기 위해서 다음과 같은 방법을 고려했다.

첫째로, $g/h = 1$ 일 때는 요철형공진기는 원통형공진기가 되므로 이때 공진주파수를 계산한 것은 원통형공진기의 공진주파수 공식에 의한 것과 일치하며, 둘째로는 $g/h = 0$ 일 경우 동축형공진기가 되므로 TEM 공진주파수 공식에 의한 것과도 동일함을 알 수 있었다.

세째로, $g/h = 1$ 일 때 h 를 변화(a, b 는 고정)시키더라도 TM_{010} (8.195GHz)는 변화되지 않고 고차 공진주파수만 변하게 되므로, $g/h \neq 0, 1$ 일 때도 공진주파수의 정확성을 입증할 수 있었다.

그림 4에서 본 바와 같이, $g/h = 1$ 일 때의 원통형공진기의 TM_{010} (8.195GHz) 공진모드는 $g/h = 0$ 으로 접근할수록 작아져 사라지게 되는 반면

에 TM_{011} (8.762GHz) 및 TM_{012} (10.154GHz) 공진모드는 각각 동축형공진기의 TEM_1 (2.99GHz)와 TEM_2 (5.99GHz) 공진모드로 변화된다.

또, 첫번째 공진모드는 넓은 동조범위를 가지고 있으며, 두번째, 세번째 공진모드는 넓은 동

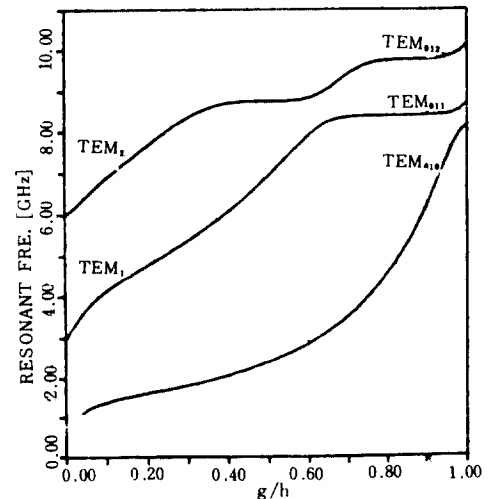


그림 4 g/h 에 의한 공진주파수의 변화
Variation of resonant frequency with g/h .
($a = 6 \times 10^{-3}$ [m], $b = 14 \times 10^{-3}$ [m], $h = 5 \times 10^{-3}$ [m])

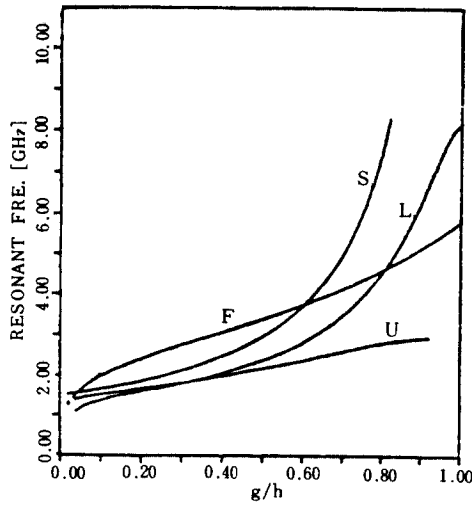


그림 5 Ref. 의한 결과와의 비교
Comparison of the results with some references for dominant resonant mode.
(L: 본 논문의 방법, F: REF(2), U: REF(3), S: REF(5).

조범위와 안정된 공진주파수를 가지고 있음을 알 수 있다.

그림 5에서는 기존의 논문들과 기본공진 모드를 비교해 보았다.

Fujisawa⁽²⁾의 결과는 $g/h = 0.8$ 부근에서, Uenakada⁽³⁾의 근사식 [3.(10)]과는 $0.2 < g/h < 0.4$ 에서 일치함을 알 수 있었다.

반면에, S. Sen의 결과는 $g/h < 0.6$ 에서는 Fujisawa의 결과보다 본 논문의 결과에 수렴함을 알 수 있었다.

4. 결 론

요철형 공진기 해석에 있어서, 이미 발표된 논문들은 $g/a < 0.4$ 만을 취급하였으나 본 논문에서는 유전체 공진기등에 적용된 모드 결합법

과 모드의 직교성을 이용하여 $0 \leq g \leq b$ 의 범위에서 고차공진모드까지 정확하게 계산하였으며, 일차적으로 계산결과의 타당성은 앞에서 언급한 몇 가지 수치해석적인 방법, 즉 $g/h = 0, 1$ 및 $g/h = 1$ 일때 h의 변화—으로 검증을 했다.

본 논문의 공진기 해석방법과 계산결과는 기본적으로 공진기의 설계 및 제작에 기여하게 될 것이며, 증폭기, 발진기 및 필터와 같은 제반 마이크로웨이브소자는 물론 유전체 parameter의 마이크로웨이브 측정⁽⁵⁾에 까지도 적용될 수 있다.

參 考 文 獻

- (1) W. W. Hansen, "On the resonant frequencies of closed concentric lines," J. Appl. Phys., vol. 10, pp. 38-45, 1939.
- (2) K. Fujisawa, "General treatment of klystron resonant cavities," IRE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 6, pp. 344-358, Oct. 1958.
- (3) K. Uenakada, "LCR equivalent circuit of re-entrant cavity resonator," Trans. Inst. Electron. Commun. Eng. Jap., vol. 53-B, pp. 51-58, 1970.
- (4) E. Rivier and M. Verge-Lapisardi, "Lumped parameters of a reentering cylindrical cavity," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-19, pp. 309-314, Mar. 1971.
- (5) S. Sen, P. K. Saha, and B. R. Nag, "Resonant modes in reentrant cavities," Radio Electron. Eng., vol. 50, pp. 113-116, Mar. 1980.
- (6) P. J. B. Clarricoat, "Numerical Solution of Waveguide-Discontinuity Problems," PROC. IEE., vol. 114, no. 7, pp. 878-886, July, 1967.
- (7) U. S. Hong, "Zur Berechnung Geschirmter Dielektrischer Resonatoren," Ph. D. Dissertation, RWTH Aachen Germany, 1982.
- (8) 이승무, 홍의석, "주파수 가변마이크로 웨이브 공진기에 관한 연구," 한국통신학회 추계학술발표회논문집, vol. 4, pp. 70-75, 1985.
- (9) H. A. Atwater, "Introduction to Microwave Theory," New York, McGraw-Hill book Company, 1962, Chap. 3.
- (10) Irene A. Stegun, "Handbook of Mathematical function," New York, Dover Publications, INC., 1970, Chap. 9.



李承茂 (Seung Moo LEE) 準會員
1962年2月14日生
1980~1984: 光云大學電子通信工學科
1984~1986: 光云大學大學院
電子通信工學科



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, 本學會理事
1986年2月~1987年2月 University of Texas(austin) Post Doc.