

고유함수 전개법을 이용한 비대칭 유전체 원주공진기의 공진특성 해석

민경호*, 류원열**, 최현철**

The Analysis of Resonance Characteristics of Asymmetric Dielectric Rod Resonator by Using Eigenfunction Expansion Method

Kyung-Ho Min*, Won-Yul Ryu**, Hyun-Chul Choi**

요 약

유전체 원주 공진기의 공진주파수는 대칭성을 이용한 전기벽과 자기벽 개념을 도입해서 매우 정확하게 계산할 수 있으나, 유전체 공진기를 지지하기 위한 지지대의 존재 및 지지대의 유전율 등의 영향으로 인하여 유전체 원주 공진기의 구성이 실제로는 비대칭성을 가지므로, 비대칭 유전체공진기의 공진특성을 조사할 필요가 있다. 본 논문에서는 고유함수 전개법을 이용하여 도체 공동 내에 비대칭적으로 위치한 유전체 원주 공진기의 공진특성을 추출하는 관계식을 유도하고 공진주파수를 계산하였다. 실험을 통하여 계산된 공진주파수가 정확함을 확인하였고, 비대칭성이 있는 경우 TE 모드나 하이브리드 모드의 경우보다 TM 모드에 있어서 그 영향이 더 큼을 알 수 있었다.

Abstract

The resonant frequency of dielectric rod resonator can be calculated very accurately by means of the concept of electric and magnetic walls from the symmetry. But in a real situation, when the supporter is placed in the cavity, asymmetry appears due to the supporter and its dielectric constant. Then we need research into the resonance characteristic of asymmetric dielectric resonator. In this paper, for the dielectric rod resonator which is placed in the asymmetric position in the conducting cavity, the equation for resonance characteristic was derived and the resonant frequency was calculated with the eigenfunction expansion method. We found that the calculated resonant frequency is very accurate when it was compared with the experimental result and that asymmetry affects the resonant frequency more in TM mode than in TE or in hybrid mode.

1. 서 론

마이크로파 대역에서 高유전율, 低손실이면서 온도 특성이 양호한 유전체 재료가 개발되어 마이크로파 회로에 공진기로서 널리 쓰이는데, 방사손을 막기 위해 도체로 차폐한 개방형 유전체 원주공진기의 형태로 주

로 사용된다.^[1-6] 이러한 개방형 유전체 원주공진기의 공진주파수의 계산방법에는 유전체 원주측벽을 자기벽으로 가정하고 경계조건을 적용해서 계산하는 방법^[2], 전기벽·자기벽 조건을 이용하는 고유함수 전개법^[3-6], FDTD(Finite Difference Time Domain Method)와 같은 수치해석기법^[7] 등이 있다.

특히, Kobayashi^[1,8] 등에 의한 고유함수 전개법은 다른 해석방법보다 훨씬 작은 오차로 계산 가능함이 실증되어져 있으나, 유전체 공진기가 도체 공동 내에서

* LG정보통신 (LGIC)

** 경북대학교 전자전기공학부 (Dept. of Electronic Eng., Kyungpook Nat'l Univ.)

<접수일자 : 1999년 4월 20일>

축 방향의 대칭성을 가지는 경우에 대해서만 해석하였다. 실제 사용되는 유전체 원주공진기는 유전체를 지지하기 위하여 지지대를 사용하는데, 지지대의 높이 및 지지대의 유전을 등으로 인한 축 방향의 비대칭성이 존재하여 Kobayashi의 방법으로 계산한 모드 차트 및 공진주파수는 오차를 포함하고 있게 되어 정확한 공진 특성을 추출하는데 문제가 되고 있다.

본 논문에서는 지지대 영역을 고려한 고유함수 전개법을 이용해서 비대칭 유전체 원주공진기 구조의 공진특성을 해석하였다. 축방향으로 비대칭성을 고려하기 위하여 지지대 영역을 추가한 관계식을 유도하여 이로부터 공진주파수를 계산하고, 그 결과를 이용해서 모드 차트를 그렸다.

II. 비대칭 원주공진기의 공진주파수 계산

유전체 공진기는 그림 1과 같이 원통형 도체(반경 a , 높이 h_s+h_c) 내부에 큰 유전율을 갖는 유전체(높이 h_d , 반경 R , 비유전율 ϵ_d)가 놓여지고 이를 지지하기 위한 지지대(높이 h_s , 비유전율 ϵ_s)가 있는 구조로 구성된다. 유전체가 반경방향으로는 중심에 놓여져 있어 대칭성을 가지고, z 축 방향으로는 지지대의 높이 및 비유전율 값으로 인해 비대칭성을 갖는다.

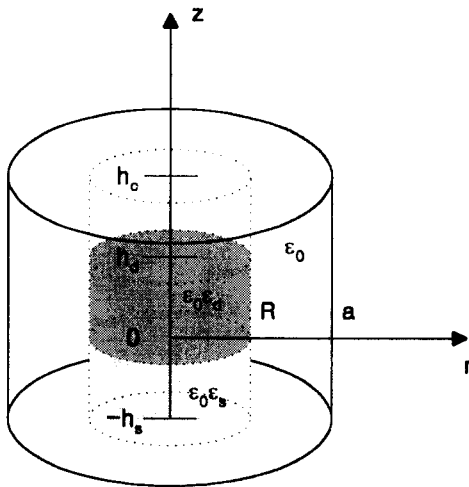


그림 1. 비대칭형 유전체 원주공진기의 구조
Fig 1. Structure of asymmetric dielectric rod resonator

비대칭 구조의 유전체 원주공진기는 z 축 방향으로의 대칭성이 사라지므로 대칭구조의 유전체 원주공진기에 서처럼 $z=0$ 인 면의 전기력·자기력을 이용할 수 없고, 반경방향의 대칭성만을 이용할 수 있다. 따라서 고유함수 전개법을 이용하여 해석하기 위해 그림 2와 같이 지지대의 영역을 추가해서 네개의 영역으로 나누고 각 영역을 첨자 1, 2, 3과 4로 나타내었다.

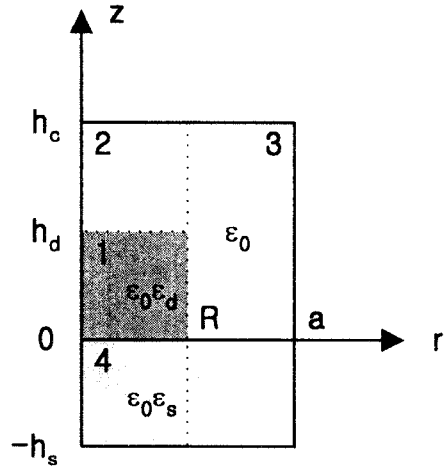


그림 2. 비대칭형 공진기 해석을 위한 영역분할
Fig 2. Division of regions for analysis of asymmetric dielectric rod resonator

축방향 TE 및 TM 모드의 헤르츠 스칼라 포텐셜인 Π_m 과 Π_e 는 다음의 파동 방정식을 만족해야한다.

$$\nabla^2 \Pi_m + k_o^2 \Pi_m = 0 \tag{1-a}$$

$$\nabla^2 \Pi_e + k_o^2 \Pi_e = 0 \tag{1-b}$$

여기서, k_o 는 진공중의 파수로서 $2\pi/\lambda_o$ 이고, 첨자 m 과 e 는 각각 TE 및 TM 모드를 의미한다.

각 영역의 도체 면에 대한 경계 조건을 적용하면 각 영역의 헤르츠 스칼라 포텐셜 Π_m 과 Π_e 는 다음과 같이 고유함수의 중첩으로 표현할 수 있다.^[9]

$$\Pi_{m1} = \sum_{p=1}^{\infty} A_{mp} J_n(k_{m1p}r) \sin(n\theta) (E_m \sin(\beta_{m1p}z) + \cos(\beta_{m1p}z)) \tag{2-a}$$

$$\Pi_{m2} = \sum_{p=1}^{\infty} B_{mp} J_n(k_{m2p}r) \sin(n\theta) \sin\{\beta_{m2p}(z-h_c)\} \tag{2-b}$$

$$\Pi_{m3} = \sum_{q=1}^{\infty} C_{mq} F_n(k_{m3q}r) \sin(n\theta) \sin\{\beta_{m3q}(z+h_s)\} \quad (2-c)$$

$$\Pi_{m4} = \sum_{p=1}^{\infty} D_{mp} J_n(k_{m1p}r) \sin(n\theta) \sin\{\beta_{m4p}(z+h_s)\} \quad (2-d)$$

$$\Pi_{e1} = \sum_{p=1}^{\infty} A_{ep} J_n(k_{e1p}r) \cos(n\theta) \{\sin(\beta_{e1p}z) + E_e \cos(\beta_{e1p}z)\} \quad (2-e)$$

$$\Pi_{e2} = \sum_{p=1}^{\infty} B_{ep} J_n(k_{e1p}r) \cos(n\theta) \cos\{\beta_{e2p}(z-h_c)\} \quad (2-f)$$

$$\Pi_{e3} = \sum_{q=0}^{\infty} C_{eq} G_n(k_{e3q}r) \cos(n\theta) \cos\{\beta_{e3q}(z+h_s)\} \quad (2-g)$$

$$\Pi_{e4} = \sum_{p=1}^{\infty} D_{ep} J_n(k_{e1p}r) \cos(n\theta) \cos\{\beta_{e4p}(z+h_s)\} \quad (2-h)$$

여기서 $A_{mp}, B_{mp}, C_{mq}, D_{mp}, A_{ep}, B_{ep}, C_{eq}, D_{ep}$ 와 E_m, E_e 는 임의의 상수이고 $\beta_{m1p}, \beta_{m2p}, \beta_{m3p}, \beta_{m4p}, \beta_{e1p}, \beta_{e2p}, \beta_{e3p}, \beta_{e4p}$ 와 $k_{m1p}, k_{m3p}, k_{e1p}, k_{e3q}$ 는 각 영역에서의 축방향과 반경방향의 파수를 나타낸다. J_n 은 제1종 베셀함수이고, F_n 과 G_n 은 다음과 같다.

$$F_n(k_{m3q}r) = I_n(k_{m3q}r) - \frac{I_n'(k_{m3q}a)}{k_n(k_{m3q}a)} k_n(k_{m3q}r) \quad (3-a)$$

$$G_n(k_{e3q}r) = I_n(k_{e3q}r) - \frac{I_n(k_{e3q}a)}{k_n(k_{e3q}a)} k_n(k_{e3q}r) \quad (3-b)$$

여기서 $I_n(x), k_n(x)$ 는 제1종 및 제2종 modified 베셀 함수이며, 위첨자 '은 1차 미분을 나타낸다. 영역 3에서의 경계조건을 만족하기 위해 β_{m3q}, β_{e3q} 는 다음 식을 만족해야하며,

$$\beta_{m3q} = q\pi / (h_c + h_s) \quad (q = 1, 2, 3, \dots) \quad (4-a)$$

$$\beta_{e3q} = q\pi / (h_c + h_s) \quad (q = 0, 1, 2, \dots) \quad (4-b)$$

반경방향의 파수 k_{m1p} 와 k_{e1p} 는 위상정합(phase-matching) 조건에 의해서 영역 1과 2에서 같은 값을 가지고 반경 및 축 방향의 파수는 각 영역에서 분산관계(dispersion relation)를 만족한다. 식 (2)를 맥스웰 방정식에 적용하면 각 영역의 전자계를 구할 수 있고, 축 방향의 경계면($z=0$ 및 $z=hd$)에서 경계조건을 적용하면 다음과 같이 계수 비를 구할 수 있다.

$$\frac{D_{mp}}{A_{mp}} = \frac{1}{\sin(\beta_{m4p}h_s)} = \frac{\beta_{m1p}}{\beta_{m4p}} \frac{E_m}{\cos(\beta_{m4p}h_s)} \quad (5-a)$$

$$\frac{D_{ep}}{A_{ep}} = -\frac{\beta_{e1p}}{\beta_{e4p}} \frac{1}{\sin(\beta_{e4p}h_s)} = -\frac{\epsilon_d}{\epsilon_s} \frac{E_e}{\cos(\beta_{e4p}h_s)} \quad (5-b)$$

$$\frac{B_{mp}}{A_{mp}} = \frac{\{E_m \sin(\beta_{m1p}h_d) + \cos(\beta_{m1p}h_d)\}}{\sin(\beta_{m2p}(h_d - h_c))} = \frac{\beta_{m1p}}{\beta_{m2p}} \frac{\{E_m \cos(\beta_{m1p}h_d) - \sin(\beta_{m1p}h_d)\}}{\cos\{\beta_{m2p}(h_d - h_c)\}} \quad (5-c)$$

$$\frac{B_{ep}}{A_{ep}} = -\frac{\beta_{e1p}}{\beta_{e2p}} \frac{\{\cos(\beta_{e1p}h_d) - E_e \sin(\beta_{e1p}h_d)\}}{\sin\{\beta_{e2p}(h_d - h_c)\}} = \epsilon_d \frac{\{\sin(\beta_{e1p}h_d) + E_e \cos(\beta_{e1p}h_d)\}}{\cos\{\beta_{e2p}(h_d - h_c)\}} \quad (5-d)$$

분산관계식에 의하여 다음 관계식이 유도된다.

$$\beta_{m1p}^2 - \beta_{m4p}^2 = k_0^2(\epsilon_d - \epsilon_s) \quad (6-a)$$

$$\beta_{e1p}^2 - \beta_{e4p}^2 = k_0^2(\epsilon_d - \epsilon_s) \quad (6-b)$$

$$\beta_{m1p}^2 - \beta_{m2p}^2 = k_0^2 \epsilon_d \quad (6-c)$$

$$\beta_{e1p}^2 - \beta_{e2p}^2 = k_0^2 \epsilon_d \quad (6-d)$$

식 (5)와 분산관계식 (6)을 이용해서 β_{m1p} 와 β_{m2p} 또는 β_{e1p} 와 β_{e2p} 에 관해 정리하면 각 영역에서 반경 및 축방향의 파수와 계수비를 계산할 수 있으며, 반경방향의 경계면($r=R$)에서 축방향 경계조건을 이용하면 C_{mq} 와 C_{eq} 를 각각 A_{mp} 와 A_{ep} 로 표현할 수 있다.

$$C_{mq} = \sum_{p=1}^{\infty} j \frac{2}{(h_c + h_s)} \frac{\overline{A_{mp}}}{\sqrt{z_{mq}^2} F_n(V_{mq})} \left(S_{1pq}^m + \frac{B_{mp}}{A_{mp}} S_{2pq}^m + \frac{D_{mp}}{A_{mp}} S_{3pq}^m \right) \quad (7-a)$$

$$C_{eq} = -\sum_{p=1}^{\infty} \frac{2}{(h_c + h_s)} \frac{\overline{A_{ep}}}{\sqrt{z_{eq}^2} G_n(V_{eq})} \left(R_{1pq}^e + \frac{B_{ep}}{A_{ep}} R_{2pq}^e + \frac{D_{ep}}{A_{ep}} R_{3pq}^e \right) \quad (7-b)$$

여기서

$$\alpha = \begin{cases} 2, & q = 0 \\ 1, & q \geq 1 \end{cases} \quad (8-a)$$

$$\overline{A_{mp}} = j A_{mp} U_{mp}^2 J_n(U_{mp}) \quad (8-b)$$

$$\overline{A_{ep}} = A_{ep} U_{ep}^2 J_n(U_{ep}) \quad (8-c)$$

이고, $U_{mp} = k_{m1p}R$, $U_{ep} = k_{e1p}R$ 이고 상수 S 와 R 은 다음과 같이 주어진다.

$$S_{1pq}^m = \int_0^{h_s} \{E_m \sin(\beta_{m1p}z) + \cos(\beta_{m1p}z)\} \sin(x_m) dz \quad (9-a)$$

$$S_{2pq}^m = \int_{h_s}^h \sin\{\beta_{m2p}(z - h_c)\} \sin(x_m) dz \quad (9-b)$$

$$S_{4pq}^m = \int_{-h_s}^0 \sin\{\beta_{m4p}(z+h_s)\} \sin(x_m) dz \quad (9-c)$$

$$R_{1pq}^e = \int_0^{h_a} \{\sin(\beta_{e1p}z) + E_e \cos(\beta_{e1p}z)\} \cos(x_e) dz \quad (9-d)$$

$$R_{2pq}^e = \int_{h_b}^{h_c} \cos\{\beta_{e2p}(z-h_c)\} \cos(x_e) dz \quad (9-e)$$

$$R_{4pq}^e = \int_{-h_s}^0 \cos\{\beta_{e4p}(z+h_s)\} \cos(x_e) dz \quad (9-f)$$

주어진 식 (7)을 이용해서 θ 방향의 경계 조건을 적용하면 다음과 같이 각 q 마다 $\overline{A_{mp}}$ 와 $\overline{A_{ep}}$ 에 대한 2원 1차 연립 방정식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{p=1}^{\infty} H_{11} \overline{A_{ep}} + H_{12} \overline{A_{mp}} = 0 \quad (10-a)$$

$$\sum_{p=1}^{\infty} H_{21} \overline{A_{ep}} + H_{22} \overline{A_{mp}} = 0 \quad (10-b)$$

여기서 $q = \begin{pmatrix} 0, 1, 2, \dots \\ 1, 2, 3, \dots \end{pmatrix}$ 이고 $H_{11}, H_{12}, H_{21}, H_{22}$ 는 상수이다.

식 (10)의 연립 방정식을 행렬식으로 표현하면 다음과 같고,

$$[H] \begin{bmatrix} \overline{A_{e1}} \\ \overline{A_{m1}} \\ \overline{A_{e2}} \\ \overline{A_{m2}} \\ \vdots \\ \vdots \end{bmatrix} = 0 \quad (11)$$

각 요소는 다음과 같이 표현되어 진다.

$$H_{2q+1, 2p-1} = \omega \epsilon_0 \left[\frac{A J_n'(U_{ep})}{U_{ep} J_n(U_{ep})} + \frac{B G_n'(V_{eq})}{V_{eq} G_n(V_{eq})} \right] \quad (12-a)$$

$$H_{2q+1, 2p} = n \left[\frac{C}{U_{mp}^2} + \frac{D}{V_{mq}^2} \beta_{m3q} \right] \quad (12-b)$$

$$H_{2q+2, 2p-1} = n \left[\frac{E}{U_{ep}^2} + \frac{B}{V_{eq}^2} \beta_{e3q} \right] \quad (12-c)$$

$$H_{2q+2, 2p} = \omega \mu_0 [FG] \quad (12-d)$$

여기서,

$$A = \left\{ \epsilon_d R_{1pq}^e + \frac{B_{ep}}{A_{ep}} R_{2pq}^e + \epsilon_s \frac{D_{ep}}{A_{ep}} R_{4pq}^e \right\} \quad (13-a)$$

$$B = \left\{ R_{1pq}^e + \frac{B_{ep}}{A_{ep}} R_{2pq}^e + \frac{D_{ep}}{A_{ep}} R_{4pq}^e \right\} \quad (13-b)$$

$$C = \left\{ \beta_{m1p} R_{5pq}^m + \beta_{m2p} \frac{B_{mp}}{A_{mp}} R_{2pq}^m + \beta_{m4p} \frac{D_{mp}}{A_{mp}} R_{4pq}^m \right\} \quad (13-c)$$

$$D = \left\{ S_{1pq}^m + \frac{B_{mp}}{A_{mp}} S_{2pq}^m + \frac{D_{mp}}{A_{mp}} S_{4pq}^m \right\} \quad (13-d)$$

$$E = \left\{ -\beta_{e1p} S_{5pq}^e + \beta_{e2p} \frac{B_{ep}}{A_{ep}} S_{2pq}^e + \beta_{e4p} \frac{D_{ep}}{A_{ep}} S_{4pq}^e \right\} \quad (13-e)$$

$$F = \left\{ S_{1pq}^m + \frac{B_{mp}}{A_{mp}} S_{2pq}^m + \frac{D_{mp}}{A_{mp}} S_{4pq}^m \right\} \quad (13-f)$$

$$G = \left\{ \frac{J_n'(U_{mp})}{U_{mp} J_n(U_{mp})} + \frac{F_n'(V_{mq})}{V_{mq} F_n(V_{mq})} \right\} \quad (13-g)$$

이고,

$$V_{mq} = k_{m3q} R, \quad V_{eq} = k_{e3q} R \quad (14-a)$$

$$R_{5pq}^m = \int_0^{h_a} \{E_m \cos(\beta_{m1p}z) - \sin(\beta_{m1p}z)\} \cos(x_m) dz \quad (14-b)$$

$$S_{5pq}^e = \int_0^{h_a} \{\cos(\beta_{e1p}z) - E_e \sin(\beta_{e1p}z)\} \sin(x_e) dz \quad (14-c)$$

이다.

식 (11)의 행렬 H 는 주파수만의 함수이고 모든 항이 영이 아닌 해를 가지기 위해서는 행렬식이 영이 되어야 하므로 이 조건으로부터 공진주파수를 계산할 수 있다.

III. 계산 결과 및 검토

III-1. 대칭형 구조에서의 공진특성

제안된 방법의 정확성 및 타당성을 확인하기 위하여 대칭형 구조에서 공진주파수를 계산하여 Kobayashi의 결과와 비교하였다. 그림 1의 구조에서 $h_s = h_c - h_d$ 로 두고 $\epsilon_s = 1$ 로 두면 유전체가 z 축 방향으로도 가운데에 놓여 대칭형 구조가 된다. 이 경우 비유전율 $\epsilon_d = 81$, 높이 $h_d = 6.74\text{mm}$, 반경 $R = 6.07\text{mm}$ 인 유전체 공진기가 원통형 도체(반경 $a = 18.01\text{mm}$) 내에 놓여진 경우 도체의 높이 h_c 의 변화에 따른 공진주파수의 변화를 그림 3에 나타내었다. 여

기서 Gap은 도체와 유전체 사이의 간격으로 $h_c - h_d$ 를 나타낸다.

을 이용한 대칭형 구조 해석에 의한 결과^[1,4]와 일치하였다.

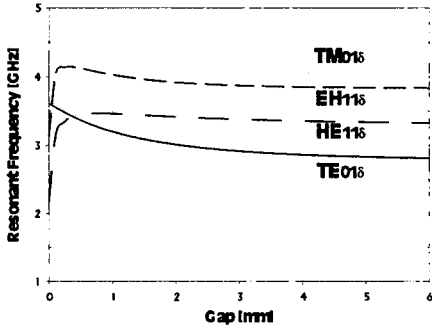


그림 3. Gap의 변화에 대한 공진주파수 변화
Fig 3. Change of resonant frequency vs. height of the cavity

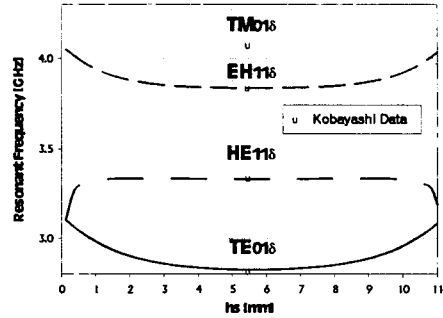


그림 4. $\epsilon_s=1$ 일 때 h_s 에 따른 공진주파수 변화
Fig 4. Change of resonant frequency vs. height of supporter at $\epsilon_s=1$

Gap이 큰 경우, Gap의 변화에 따른 공진주파수의 변화가 작고, Gap이 작아짐에 따라 Gap의 변화에 따른 공진주파수는 큰 변화를 보인다. 따라서 도체로부터 유전체로의 축 방향 거리가 충분히 떨어져 있는 경우, 유전체가 반경이 a 인 무한 원통형 도체에 의해 차폐된 구조인 원통 개방형 공진기로 근사화 될 수 있다. 도체의 크기를 다르게 했을 때의 위 결과는 공진주파수 변화에 의한 모드 차트가 Kobayashi^[1] 등이 제안한 방법을 이용한 계산결과와 서로 일치하는 것으로 제안된 방법의 정확성을 확인해 볼 수 있었다.

III-2. 비대칭성을 고려한 공진주파수 계산결과

축방향 위치의 비대칭성을 가지는 경우의 영향을 살펴보기 위해 지지대의 유전율은 $\epsilon_s=1$ 로 두고 유전체공진기(비유전율 $\epsilon_d=81$, 높이 $h_d=6.74\text{mm}$, 반경 $R=6.70\text{mm}$)가 원통형도체(높이 $h_c + h_s=17.98\text{mm}$, 반경 $a=18.01\text{mm}$)로 둘러싸인 구조에서, 지지대의 높이 h_s 를 변화시키면서 공진주파수의 변화를 그림 4에 나타내었다.

유전체가 도체의 중심 부근에 있을 때 공진주파수에는 변화가 작고 도체로 가까이 감에 따라 큰 변화가 있음을 알 수 있다. 그리고 이 계산결과와 유전체가 도체 중심에 놓여져 있을 경우, Kobayashi등이 제시한 방법

III-3. 지지대의 유전율을 고려한 계산 및 측정결과
지지대의 영향을 줄이기 위해 유전율이 낮은 재료를 사용하고 있으나, 지지대의 높이 및 낮은 유전율에 의한 비대칭성의 영향을 알아보기 위해서 $\epsilon_s=2.1$ (테플론)인 경우, 계산 결과 및 실제 제작한 공진기를 Network Analyzer(HP8753C)로 측정된 결과를 그림 5에 나타내었다.

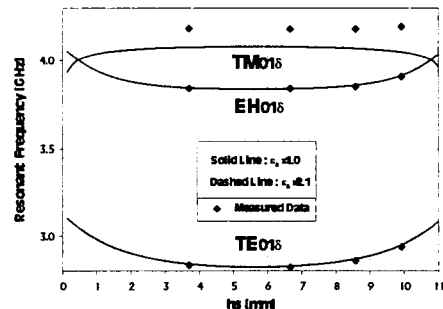


그림 5. $\epsilon_s=2.1$ 일 때 h_s 에 따른 공진주파수 변화
Fig 5. Change of resonant frequency vs. height of supporter at $\epsilon_s=2.1$

지지대의 영향은 TE, HE 및 EH 모드의 경우에 작고,

TM 모드에 크게 미침을 알 수 있다. $\epsilon_s=2.1$ 일 때, TM 모드의 경우에 최대 오차는 4~5% 정도이지만 다른 모드들에서는 오차가 작다. 또한 지지대의 높이가 작을수록 $\epsilon_s=1$ 로 둔 경우의 계산결과에 근접하므로 그 영향이 작아짐을 알 수 있다.

여러 가지 지지대의 높이에 따른 공진주파수의 계산 및 측정결과를 표 1에 나타내었다.

표 1. 지지대의 높이(h_s)에 따른 계산 및 측정결과 비교

Table 1. Comparison between calculated and measured data for each h_s .

모드 $h_s(\text{mm})$		$TE_{01\delta}$ (GHz)	$HE_{11\delta}$ (GHz)	$EH_{11\delta}$ (GHz)	$TM_{01\delta}$ (GHz)
3.70	$\epsilon_s=1$	2.839	3.335	3.845	4.076
	$\epsilon_s=2.1$	2.838	3.340	3.846	4.210
	측정값	2.833	3.318	3.840	4.183
6.66	$\epsilon_s=1$	2.827	3.334	3.839	4.079
	$\epsilon_s=2.1$	2.825	3.334	3.840	4.206
	측정값	2.824	3.319	3.831	4.184
8.58	$\epsilon_s=1$	2.869	3.336	3.861	4.064
	$\epsilon_s=2.1$	2.867	3.340	3.862	4.233
	측정값	2.859	3.330	3.850	4.180

IV. 결론

본 연구에서는 고유함수 전개법을 이용해서 도체 공동 내에 유전체가 축 및 반경방향으로 놓여져 있는 경우인 대칭형 유전체 원주공진기의 공진주파수를 계산하였다. 또한 유전체가 상하로 이동하면서 축방향의 대칭성이 사라질 때 공진주파수의 변화 및 실제 측정 시 사용되는 구조로서 낮은 비유전율을 갖는 지지대가 놓인 비대칭 유전체 원주공진기에서 지지대의 높이가 가변될 때 공진주파수를 계산하고 측정결과와 비교하였다.

개방형 유전체 원주공진기의 경우, 도체의 높이를 변화시키면서 공진주파수를 계산하고 이에 따른 모드차트를 그렸다. 원통형 도체의 크기가 반경 및 축방향으

로 계속 증가할때에 공진주파수는 일정값에 수렴하게 되고 이때는 각각 평행판 개방형 및 원통형 개방형 공진기로 근사될 수 있음을 보였다.

지지대의 비유전율 $\epsilon_s=1$ 로 두고 유전체를 상하로 이동하여 비대칭성만을 고려하면 도체 중심부분에 유전체가 있을 때 공진주파수의 변화가 가장 작았고 유전체가 도체로 가까이 가면서 큰 변화를 보였다. 또한 지지대의 비유전율 $\epsilon_s=2.1$ 로 두어서 지지대의 낮은 비유전율을 함께 고려하면 지지대가 높을수록 공진주파수에 더 큰 영향을 미쳤고, 모드간에서 나타나는 공진주파수에서 비대칭성의 영향은 다른 혼성모드에 비해서 TM 모드인 경우에 가장 크게 나타났다. 실제 제작한 도체(cavity)내에 지지대와 유전체를 놓아서 측정한 결과는 도체내에 유전체를 상하로 이동하여 비대칭성을 고려한 경우보다 지지대의 낮은 비유전율을 함께 고려한 경우의 공진주파수 계산결과에 훨씬 더 근접했다.

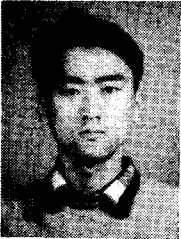
이상의 비대칭 유전체 원주공진기의 해석방법을 이용해서 임의의 유전체에 대한 유전율을 계산하거나 도체의 영향을 최대한 줄임으로써 무부하 Q를 예측하려고 하는 경우에 적용이 가능하다.

참 고 문 헌

- [1] 小林, 福岡, 吉田, “しゃへい形誘電體圓柱共振器の共振モード,” 信學論(B), J64 - B, 5, pp. 430-440, May 1981.
- [2] D. Kajfez, Dielectric resonators, Artech House, Inc., 1986.
- [3] 小林, 福岡, “開放形誘電體圓柱共振器の混成モードの計算,” 信學技報, MW77 - 95, Nov. 1977.
- [4] Y. Konishi, N. Hoshino, and Y. Utsumi, “Resonant frequency of a $TE_{01\delta}$ dielectric resonator,” IEEE Trans., MTT-24, pp. 112-114, Feb. 1976.
- [5] Y. Kobayashi and S. Tanaka, “Resonant modes of a dielectric rod resonator short-circuited at both ends by parallel conducting plates,” IEEE Trans., MTT-28, pp. 1077-1085, Oct. 1980.
- [6] Y. Kobayashi, N. Fukuoka, and S. Yoshida, “Resonant modes for a shielded dielectric rod

- resonator," Trans. IECE Japan, J64-B, pp. 433-440, May 1981.
- [7] A. NaVarro, M.J. Nunez, E. Martin, "Study of TE_0 and TM_0 modes in dielectric resonators by a finite difference time-domain method coupled with the discrete Fourier transform," IEEE Trans., MTT-39, pp. 14-17, Jan. 1991.
- [8] Y. Kobayashi, Y. Kogami, "Some discussions for mode nomenclature of dielectric rod resonators," 信學技報, MW89-64, 1989.
- [9] C. A. Balanis, Advanced Engineering Electromagnetics, Wiley, pp. 254-276, 1989.

著 者 紹 介

**민 경 호**

1995년 2월 경북대학교 전자공학과 (공학사)

1997년 2월 경북대학교 대학원 전자공학과 (공학석사)

1997년 3월 ~ 현재 : LG정보통신

**류 원 열**

1997년 2월 경북대학교 전자, 전기공학부 (공학사)

1999년 2월 경북대학교 대학원 전자공학과 (공학석사)

1999년 3월 ~ 현재 경북대학교 대학원 전자공학과 박사과정

주관심분야 : 고주파 회로설계 수치해석 RF 시스템 설계 등

최 현 철

『센서학회지 제8권 제2호』 논문99-8-2-16 pp.202참조
현재 경북대학교 전자, 전기공학부 부교수