

# 동심 유전체 봉이 삽입된 원통형 공진기의 정확한 전자계 표현

## The Exact Field Representation in Cylindrical Cavity Resonators with Concentric Dielectric-rod

최홍주\* · 이원희\* · 허 정\* · 최광제\*\* · 이상영\*\*\*

Hong-Ju Choi\* · Won-Hui Lee\* · Jung Hur\* · Gwang-Je Choi\*\* · Sang Young Lee\*\*\*

### 요 약

동심 유전체 봉이 삽입된 원통형 공진기 내부의 전자계에 대한 정확한 해석을 하였다. 유전체가 삽입된 공진기의 공진주파수는 특성방정식의 해석에 의해 계산된다. 특성방정식의 해를 Mathematica의 ContourPlot graph를 이용하여 구하였다. 공진주파수의 계산 값과 실험 값을 비교하여 공진기 내부의 전자계 표현을 진행모드 표현으로 가정하였을 때 정확한 공진주파수 값을 계산할 수 있음을 확인하였다.

### Abstract

The exact electromagnetic fields in cylindrical cavity with concentric dielectric rod is analyzed. Resonant frequency of dielectric loaded cavity is calculated by analyzing the characteristic equation. The characteristic equation is solved by using the ContourPlot graph of Mathematica. As the result of comparing calculation value and experimental value of resonant frequencies, we know that the field representation of travelling mode is exact.

### I. 서 론

유전체가 삽입된 공진기는 속이 빈 공진기에 비해 소형 제작이 가능하고 또한 높은 quality factor값을 가진다<sup>[1]-[3]</sup>. 이런 이유로 선택도가 높은 필터나 안정된 발진기<sup>[4]</sup>, 초전도체의 특성 측정<sup>[5]</sup> 등에 이용된다. 공진기에서 정확한 quality factor값과 공진주파수를 미리 예측하기 위해서는 공진기 내부의 정확한 전자계 표현이 선행되어야 한다.

K. A. Zaki<sup>[6]</sup>는  $\rho$ 방향의 전자계가 봉 바깥쪽에서 소멸모드(decaying mode)와 진행모드(non-decaying mode)의 두 가지 경우로 존재한다는 가정을 하였다. 소멸모드인 경우에는 대부분의 전자계가 유전율이

높은 유전체 봉안에 집중되고 봉 바깥쪽에서는 아주 급격한 감쇠를 하여 거의 소멸하게 되며, 봉 바깥쪽의 전자계 표현에는 수정된 1종과 2종 Bessel 함수가 쓰여진다. 이에 반해 진행모드인 경우에는 봉 바깥쪽에서  $\rho$ 방향의 전자계가 진행(travelling)하면서 정재파(standing wave)의 형태를 갖추게 되며, 전자계 표현은 1종과 2종 Bessel 함수로 표현된다. K. A. Zaki는 유전체 봉이 삽입된 도파관을 해석하면서 두 가지 모드가 모두 가능하다고 하였다<sup>[6]</sup>. 유전체가 삽입된 원통형 공진기를 해석<sup>[7]</sup>하면서 대부분의 논문들은 유전체의 외부영역을 소멸모드로 가정하고 전자계 표현을 구하였다<sup>[4]</sup>. 이러한 논문들에서 전자계 표현에 대한 검증은 유전체의 비유전율

「본 연구는 건국대학교 산학협동과제로 이루어진 것입니다.」

\*건국대학교 전자·정보통신공학과(Dept. of Electronics, Information & Communication Eng., Konkuk Univ.)

\*\*한라대학교 전기·전자·컴퓨터공학부(School of Electrical, Electronic and Computer Eng., Halla Univ.)

\*\*\*건국대학교 물리학과(Dept. of Physics, Konkuk Univ.)

· 논문 번호 : 20000706-078

· 수정완료일자 : 2000년 8월 24일

이 상당히 큰 경우에만 확인되었다. 또한 R. F. Harrington<sup>[8]</sup>이 구한 특성방정식으로는 유전체 봉이 상당히 작은 경우에만 확인되었다. 이같이 근사적으로 전자계 표현들을 구한 것은 특성방정식을 정확하게 해석할 수 없었기 때문에 나타난 결과이다. 초월함수 방정식의 형태로 나오는 특성방정식은 해석하는 과정이 매우 복잡하다. 특성방정식을 해석하는 방법에는 수치 해석적인 방법과 그래프를 이용하는 방법이 자주 이용되는데, 수치 해석적인 방법은 반복적인 연산을 통해서 구해지므로 많은 시간과 복잡한 과정이 필요하다. 그래프를 이용한 방법은 보다 단순하게 해석이 가능하지만 적절한 방법이 제시되지 않고 있다. 그러므로 공진기 내부의 정확한 전자계 표현이 적합한지를 확인하는 것은 매우 복잡한 과정을 필요로 하고 근사적인 전자계 표현으로 해석될 수밖에 없었다.

본 논문에서는 근사적인 결과를 나타내는 소멸모드(decaying mode) 표현보다는 진행모드(non-decaying mode)로 가정한 전자계 표현이 정확한 표현이라는 것을 확인하였다. 특성방정식의 해석은 Mathematica의 ContourPlot graph을 이용하였다. 이 방법은 그래프를 이용한 방법으로써 해석하는 과정이 쉽고 전체적인 공진주파수 그래프 모습을 간단하게 얻을 수 있으며, 정확한 해석이 가능하다.

## II. 유전체 봉이 삽입된 원통형 공진기의 전자계 표현

동심 유전체 봉(concentric dielectric rod)이 삽입된 원통형 공진기의 전자계는 속이 빈 원통형 공진기(cylindrical cavity resonator)와 거의 유사하게 표현할 수 있다. 차이점은 공동 공진기 내부의 중심에 놓인 동심 유전체 봉 안쪽 영역과 바깥쪽 영역에서의 전자계가 다르고, 전자계는 비유전율이 높은 쪽으로 집중되기 때문에, 감소하는 형태의 정재파를 형성한다는 것이다. 매질의 변화는 각 매질에서의 전파상수  $k$ 가 변화함을 의미하고, 이러한 구조에 대해서는 반지름 방향의 전파상수  $k_\rho$ 가 다르다는 것을 의미한다. 즉, 영역의 변화에 따라 전자계는 변화하게 되므로, 각 영역에 대하여 파동함수를 결정

한 후 경계조건을 적용하여 그 구조에 대한 특성을 결정지을 수 있다. 해석하고자 하는 구조는 그림 1과 같다.

동심 유전체 봉이 삽입된 원통형 공진기는 그림 1에서와 같이 영역 1과 영역 2로 구분한다. 영역 1과 2에서 축 방향의 전자계를 일치시키고, 반지름 방향의 전자계 변화만을 살펴보기 위하여 그림에서와 같이 동심 유전체 봉과 공진기 사이의 축 방향의 틈(gap)은 존재하지 않는다. 즉, 동심 유전체 봉과 공진기의 윗면 도체 벽을 밀착시킨 형태로써, 공진기의 높이와 동심 유전체 봉의 높이는 일치한다. 동심 유전체 봉은  $\epsilon_1, \mu_1$ 인 매질로, 영역 2는  $\epsilon_2, \mu_2$ 인 매질로 구성되었다. 소멸모드에서는 반드시  $\epsilon_1 \gg \epsilon_2$  이어야 하지만, 진행모드 표현에서는 유전율의 대소 관계에 무관하다. 그림에서  $a$ 는 동심 유전체 봉의 반지름,  $d$ 는 공동 공진기의 반지름,  $l$ 은 공동 공진기 및 동심 유전체 봉의 높이를 나타낸다.

TM모드에 대한 전자계 표현은 각 영역의 파동함수  $\psi_1$ 과  $\psi_2$ 를 가정하고 이들간의 경계조건을 통해서 완전하게 구할 수 있다. 영역 1에서는  $\rho$ 방향의 변화를 1종 Bessel함수로 표현하였으나 영역 2에서는  $a \leq \rho \leq d$ 의 범위이기 때문에  $\rho=0$ 에서 무한대의 값을 가지는 2종 Bessel함수를 제외시킬 이유가

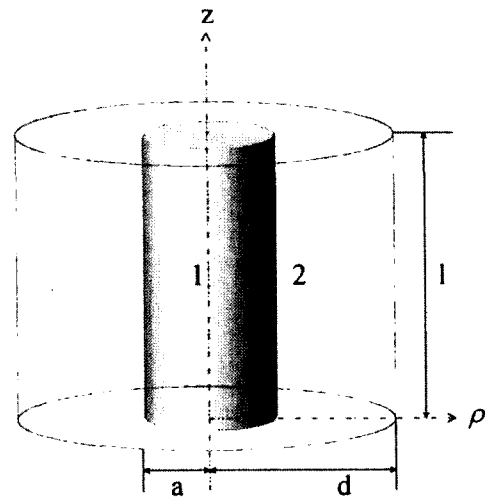


그림 1. 동심 유전체가 삽입된 원통형 공진기  
Fig. 1. The cylindrical cavity resonators with concentric dielectric rod.

없다. 그러므로 영역 2에서는  $\rho$ 방향의 전자계 표현을 1종 Bessel함수와 2종 Bessel 함수의 조합으로 표현하게 된다. 이를 이용하여 각 영역의 전자계 표현을 구해 보면 영역 1과 영역 2에서의 파동함수  $\psi_1$  과  $\psi_2$ 는

$$\psi_1 = AJ_n(k_{\rho 1} \rho) \cos k_z z \cos n\phi \quad (1)$$

$$\psi_2 = (BJ_n(k_{\rho 2} \rho) + CY_n(k_{\rho 2} \rho)) \cos(k_z z) \cos(n\phi) \quad (2)$$

로 가정한다. 여기에서

$$k_1 = \omega \sqrt{\epsilon_1 \mu}, k_2 = \omega \sqrt{\epsilon_2 \mu}, k_{\rho 1} = k_1, k_{\rho 2} = k_2 \text{이다.}$$

각각의 전자계를 구하면 먼저 1영역에서는

$$E_{\rho 1} = -\frac{A k_z k_{\rho 1}}{j\omega \epsilon} J_n'(k_{\rho 1} \rho) \sin(k_z z) \cos(n\phi) \quad (3)$$

$$E_{\phi 1} = \frac{A n k_z}{j\omega \epsilon \rho} J_n(k_{\rho 1} \rho) \sin(k_z z) \sin(n\phi) \quad (4)$$

$$E_{z 1} = \frac{A(k_1^2 - k_z^2)}{j\omega \epsilon} J_n(k_{\rho 1} \rho) \cos(k_z z) \cos(n\phi) \quad (5)$$

$$H_{\rho 1} = -A \frac{n}{\rho} J_n(k_{\rho 1} \rho) \sin(k_z z) \sin(n\phi) \quad (6)$$

$$H_{\phi 1} = -A k_{\rho 1} J_n'(k_{\rho 1} \rho) \sin(k_z z) \cos(n\phi) \quad (7)$$

으로 구해지고, 영역 2에 대해서는

$$E_{\rho 2} = -\frac{k_z k_{\rho 2}}{j\omega \epsilon} (BJ_n'(k_{\rho 2} \rho) + CY_n'(k_{\rho 2} \rho)) \cdot \sin(k_z z) \cos(n\phi) \quad (8)$$

$$E_{\phi 2} = \frac{n k_z}{j\omega \epsilon \rho} (BJ_n(k_{\rho 2} \rho) + CY_n(k_{\rho 2} \rho)) \cdot \sin(k_z z) \sin(n\phi) \quad (9)$$

$$E_{z 2} = \frac{(k_2^2 - k_z^2)}{j\omega \epsilon} (BJ_n(k_{\rho 2} \rho) + CY_n(k_{\rho 2} \rho)) \cdot \cos(k_z z) \cos(n\phi) \quad (10)$$

$$H_{\rho 2} = -\frac{n}{\rho} (BJ_n(k_{\rho 2} \rho) + CY_n(k_{\rho 2} \rho)) \cdot \sin(k_z z) \sin(n\phi) \quad (11)$$

$$H_{\phi 2} = -k_{\rho 2} (BJ_n'(k_{\rho 2} \rho) + CY_n'(k_{\rho 2} \rho)) \cdot \sin(k_z z) \cos(n\phi) \quad (12)$$

와 같이 구해진다. 이제 TM<sub>010</sub>모드를 고려하면 이 모드에서  $n=0$ 이므로 전자계 성분은  $E_\rho, E_z, H_\phi$ 만 남는다.  $\rho = d$  일때, 전계의 접선성분이 zero라는 경계조건을 적용하면

$$\frac{(k_2^2 - k_z^2)}{j\omega \epsilon} \{BJ_0(k_{\rho 2} d) + CY_0(k_{\rho 2} d)\} = 0 \quad (13)$$

이고, 여기서

$$B = -C \frac{Y_0(k_{\rho 2} d)}{J_0(k_{\rho 2} d)} \quad (14)$$

의 관계를 유도할 수 있다. 다시  $\rho = a$ 에서 전계와 자계의 접선성분이 연속이라는 경계조건을 적용하면

$$A \frac{k_{\rho 1}^2}{j\omega \epsilon_1} J_0(k_{\rho 1} a) = \frac{k_{\rho 2}^2}{j\omega \epsilon_2} \{BJ_0(k_{\rho 2} a) + CY_0(k_{\rho 2} a)\} \quad (15)$$

$$A k_{\rho 1} J_0'(k_{\rho 1} a) = k_{\rho 2} \{BJ_0'(k_{\rho 2} a) + CY_0'(k_{\rho 2} a)\} \quad (16)$$

의 식을 얻을 수 있다. 여기서 계수 B와 C의 관계를 대입하고 두 식을 나누어 정리하면,

$$\frac{\epsilon_1}{k_{\rho 1}} \frac{J_0'(k_{\rho 1} a)}{J_0(k_{\rho 1} a)} = \frac{\epsilon_2}{k_{\rho 2}} \frac{Y_0'(k_{\rho 2} a) J_0(k_{\rho 2} d) - J_0'(k_{\rho 2} a) Y_0(k_{\rho 2} d)}{Y_0(k_{\rho 2} a) J_0(k_{\rho 2} d) - J_0(k_{\rho 2} a) Y_0(k_{\rho 2} d)} \quad (17)$$

의 특성방정식을 얻을 수 있다. TE모드에 대해서도 같은 방법으로 유도할 수 있다.

### III. 특성방정식의 해석

구해진 특성방정식은 초월함수 방정식의 형태를 가지고 있기 때문에 단순하게는 해석될 수 없다. 이를 해석하기 위해서는 수치 해석적인 방법이나 그래프를 이용한 방법을 사용하여야 한다. 본 논문에서는 Mathematica의 contour graph를 이용해서 보다 단순하게 초월함수 방정식으로 이루어진 특성방정식을 해석하였다.

Mathematica의 ContourPlot은 두 개의 변수를 갖는 함수에 의해 나타나는 값을 3차원 그래프로 표현하여 x, y의 변수에 의한 z값 중에서 특정한 값을 가지는 contour를 그려주는 기능을 가지고 있다. 두 개의 변수를 갖는 특성방정식이 0의 값을 만족하는 값을 contour로 그려보면, 그것이 반지름의 변화에 대한 공진주파수 값이 된다.

먼저  $TM_{010}$ 모드의 특성방정식을 하나의 함수 형태로 만들어 보면

$$f(\omega) = \frac{\epsilon_1}{k_{\rho 1}} \frac{J_0'(k_{\rho 1} a)}{J_0(k_{\rho 1} a)} - \frac{\epsilon_2}{k_{\rho 2}} \frac{Y_0'(k_{\rho 2} a)J_0(k_{\rho 2} d) - J_0'(k_{\rho 2} a)Y_0(k_{\rho 2} d)}{Y_0(k_{\rho 2} a)J_0(k_{\rho 2} d) - J_0(k_{\rho 2} a)Y_0(k_{\rho 2} d)} \quad (18)$$

이다. 그리고 특성방정식의 해를 찾는 과정은  $f(\omega)=0$ 를 만족하는 공진주파수  $f$ 와 유전체 반지름  $a$ 의 값을 찾는 것이다.

#### IV. 전자계 표현의 비교

그래프를  $TM_{0p0}$ 모드에 대해서 구해보자. 소멸모드와 진행모드로 구한 특성방정식을 해석하여 어느 경우가 실제의 상황과 잘 일치하는지를 확인하고 정확한 전자계 표현을 선택한다. 비교하려고 하는 대상은 영역 2에서의 전자계 표현이 소멸모드인 경우와 진행모드인 경우의 특성방정식과 R. F. Harrington이 같은 구조에 대해서 구한 특성방정식이다. 공진기의 크기는 반지름이 7.92 mm에 높이가 15 mm이고, 삽입되는 유전체는 높이가 15 mm이며 반지름은 변수로 놓았다.

먼저 유전체를 비유전율이 2.06인 teflon으로 가정하고 해석하여 보면 소멸모드로 가정하였을 경우의 전자계 표현<sup>16)</sup>에 대한 특성방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\epsilon_1}{k_{\rho 1}} \frac{J_0'(k_{\rho 1} a)}{J_0(k_{\rho 1} a)} = \frac{\epsilon_2}{k_{\rho 2}} \left( \frac{K_0'(k_{\rho 2} a)I_0(k_{\rho 2} d) - I_0'(k_{\rho 2} a)K_0(k_{\rho 2} d)}{K_0(k_{\rho 2} a)I_0(k_{\rho 2} d) - I_0(k_{\rho 2} a)K_0(k_{\rho 2} d)} \right) \quad (19)$$

다음은 R. F. Harrington에 의해서 구해진 특성방정식이다.

$$\frac{1}{\eta} J_0'(k_{\rho 1} a) = \frac{1}{\eta_0} \left( J_0'(k_{\rho 2} a) - \frac{J_0(k_{\rho 2} d)}{N_0(k_{\rho 2} d)} N_0'(k_{\rho 2} a) \right) \quad (20)$$

다음은 진행모드로 가정하였을 경우의 전자계 표현에 대한 특성방정식이다.

$$\frac{\epsilon_1}{k_{\rho 1}} \frac{J_0'(k_{\rho 1} a)}{J_0(k_{\rho 1} a)} = \frac{\epsilon_2}{k_{\rho 2}} \frac{Y_0'(k_{\rho 2} a)J_0(k_{\rho 2} d) - J_0'(k_{\rho 2} a)Y_0(k_{\rho 2} d)}{Y_0(k_{\rho 2} a)J_0(k_{\rho 2} d) - J_0(k_{\rho 2} a)Y_0(k_{\rho 2} d)} \quad (21)$$

식 (19)~(21)의 특성방정식을 ContourPlot을 이용하여 그려보면 그림 2와 같다.

세 가지 경우를 비교하기 위해서 모두 겹쳐서 본 그림 2를 보고  $a=0$ 인 경우와  $a=d$ 인 경우를 고려해 보자. 이 두 가지 경우에 대해서 비교를 하는 이유는  $a=0$ 인 경우와  $a=d$ 인 경우에 대해서는 하나의 매질로 채워진 원통형 공진기의 공진주파수 계산식을 통해서 구할 수 있기 때문이다. 즉,  $a=0$ 일 때는 원통형 공진기가 비어있는 경우이고  $a=d$ 일 때는 원통형 공진기가 유전체로만 채워진 경우이다.  $TM_{0p0}$ 모드에 대해서 공진주파수 값을 구해보면, 진행모드로 가정한 모드는  $TM_{010}$ 모드일 때  $a=0$ 에서 공진주파수는 14.4988 GHz이고  $a=d$

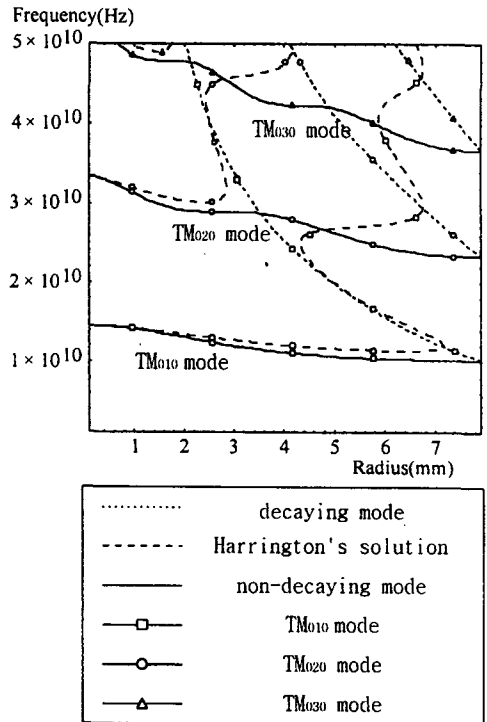


그림 2. 동심 유전체 봉의 반지름 변화에 따른 공진 주파수 그래프(  $\epsilon_r=2.06$  )

Fig. 2. The resonant frequency variation with the radius of dielectric rod(  $\epsilon_r=2.06$  ).

에서 공진주파수는 10.1018 GHz이다.  $TM_{020}$  모드일 때는  $a=0$ 에서 공진주파수는 33.2779 GHz이고  $a=d$ 에서 공진주파수는 23.1858 GHz이다. 계산한 공진주파수 값과 세 그래프를 비교하였을 때 소멸 모드로 구한 그래프에서는  $a=d$ 인 경우에 일치하지만  $a=0$ 인 경우에는 일치하지 않는다.

이에 비해서 Harrington식에 의한 그래프에서는  $a=0$ 인 경우에 일치하지만  $a=d$ 인 경우에는 일치하지 않는다. 즉 소멸모드로 가정한 전자계 표현은 유전체 봉이 원통형 공진기를 거의 채웠을 경우에는 어느 정도 맞으나 유전체 봉의 반지름이 매우 작을 경우에는 크게 벗어난다. 반대로 R. F. Harrington이 구한 특성방정식을 이용했을 때는 유전체 봉의 반지름이 매우 작을 경우에는 어느 정도 일치하지만 유전체 봉이 원통형 공진기를 거의 채웠을 경우에는 역시 크게 벗어나는 것을 알 수 있다. 그러나 진행모드로 가정한 그래프는  $a=0$ 인 경우와  $a=d$ 인 경우 모두 일치하는 것을 확인할 수 있다.

이번에는 식 (19)~(21)의 특성방정식을 비유전율이 39인 유전체의 경우에 대해서 해석한다. 각각의 경우에 대한 공진주파수 그래프를 ContourPlot을 이용하여 그려보면 그림 3과 같다.

비유전율이 상당히 큰 경우에도 같은 결과를 확인할 수 있다. 그러나 주목할 점은 소멸모드의 전자계 표현이 진행모드의 전자계 표현과 상당부분에서 일치한다는 것이다.

비유전율이 작은 경우보다 일치하는 부분이 훨씬 많은데 이는 소멸모드로 전자계를 표현했던 대부분의 논문들이 비유전율이 상당히 큰 유전체를 이용했다<sup>[6]</sup>는 것을 잘 설명해 준다. 즉 비유전율 값이 큰 유전체를 사용했을 경우에 소멸모드의 전자계로 계산하면 실험 값과 계산 값이 어느 정도는 일치한다는 것이다. 그러나 이것 역시 유전체 봉이 원통형 공진기를 어느 정도 채웠을 경우이고 봉의 반지름이 작다면 크게 실험 값을 벗어나게 된다.

이러한 이유는 1영역을 표현하는 전자계는 소멸 모드나 진행모드 모두 같은 표현을 사용하지만 2영역의 전자계를 표현하는 것이 서로 다르기 때문에 나타난다고 해석할 수 있다. 그러므로 2영역이 크면 클수록 소멸모드의 전자계 표현은 실제의 경우와 달라지게 되고 이로 인한 공진주파수의 오차가 심

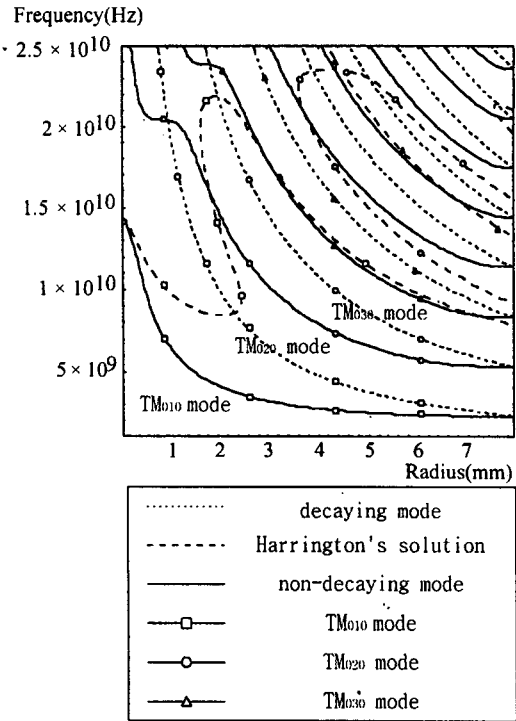


그림 3. 동심 유전체 봉의 반지름 변화에 따른 공진 주파수 그래프 ( $\epsilon_r=39$ )

Fig. 3. The resonant frequency variation with the radius of dielectric rod ( $\epsilon_r=39$ ).

하게 나타나게 된다. 그러나, 유전체 봉의 반지름이 커질 경우 2영역이 줄어들게 되고 공진기 내부의 전자계의 영향은 1영역에 크게 의존하기 때문에 어느 정도 일치하는 결과를 나타내는 것으로 보인다.

## V. 실험 및 검토

특성방정식을 해석하여서 진행모드로 가정한 전자계 표현이 정확한 표현임을 확인하였으나 이는 단지  $a=0$ 인 경우와  $a=d$ 에 대해서만 비교하였으므로  $0 < \rho < d$ 일 때 공진주파수가 실제 값과 일치하는 지는 확인할 수 없다. 이를 비교하기 위해서 실제 경우를 실험하여 확인해 보았다.

실험에 사용한 원통형 공진기의 구조는 그림 4와 같다.

공진주파수는 원통형 공진기 내부에 각각 다른 반지름의 원통형 유전체 봉을 집어넣어 측정하였다.

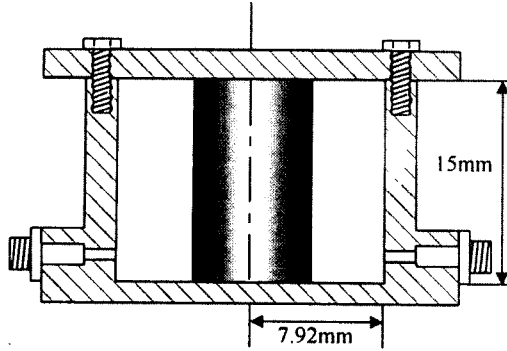


그림 4. 원통형 공진기의 단면도  
Fig. 4. The cross section of the cylindrical cavity.

이를 통해서 유전체 봉의 반지름 변화에 따른 공진 주파수의 변화를 확인하였다. 유전체 봉 sample은 반지름이 2 mm에서 7.92 mm까지 반지름을 각각 1mm씩 증가시키며 7개를 제작하였다. 유전체는 teflon ( $\epsilon_r=2.06$ )을 이용하였고, 봉의 높이는 원통형 공진기 내부의 높이와 일치하게 하였다. 이는 공진기 내부에서 영역 1과 영역 2의 전자계의 변화가 축 방향에 대해서는 같고, 단면  $\rho$ 방향에 대해서만 다른 전파상수를 갖게 하여서 전자계 표현을 비교하기 위해서이다. 여기서는  $TE_{011}$ 모드와  $TM_{010}$ 모드를 선택해 측정하였다. 표 1과 표 2는  $TE_{011}$ 모드와  $TM_{010}$ 모드에 대한 실험 값과 계산 값의 비교 결

표 1.  $TE_{011}$  모드의 측정과 계산에 의한 공진주파수  
Table 1. The measured and calculated resonant frequencies of  $TE_{011}$  mode.

유전체 봉의 반지름(mm)	측정값 (GHz)	계산값 (GHz)	오차(%)
0	25.150	25.173	0.091
2	24.475	24.565	0.367
3	22.675	22.701	0.114
4	20.625	20.667	0.203
5	19.025	19.036	0.057
6	18.000	18.039	0.216
7	17.550	17.602	0.296
7.92	17.488	17.538	0.285

표 2.  $TM_{010}$  모드의 측정과 계산에 의한 공진주파수  
Table 2. The measured and calculated resonant frequencies of  $TM_{010}$  mode.

유전체 봉의 반지름(mm)	측정값 (GHz)	계산값 (GHz)	오차(%)
0	14.490	14.499	0.060
2	12.956	12.969	0.101
3	11.881	11.875	0.054
4	11.075	11.055	0.179
5	10.550	10.524	0.247
6	10.256	10.231	0.257
7	10.119	10.116	0.024
7.92	10.125	10.102	0.237

과이고, 그림 5와 그림 6은 그것에 대한 그래프이다. 계산에 의한 공진주파수는 실험 값과 약 0.4% 미만의 차이를 보이고 있다. 이 오차는 그림 5와 그림 6을 보면 알 수 있듯이 오차가 있기는 하지만 0 mm에서 7.92 mm까지 일정한 간격의 오차를 보여준다. 그러므로 이 오차는 이론상의 완벽한 공진기와 실제 실험상의 공진기의 구조적 차이로 인한 오차임을 알 수 있다. 실제로 실험에 사용된 공진기는 이론상의 공진기와는 다르게 Coupling Probe를 넣어 주기 위한 구멍이 존재한다. 이는 실험상의 공진기가 이론상의 공진기보다 더 커지는 효과를 가져오

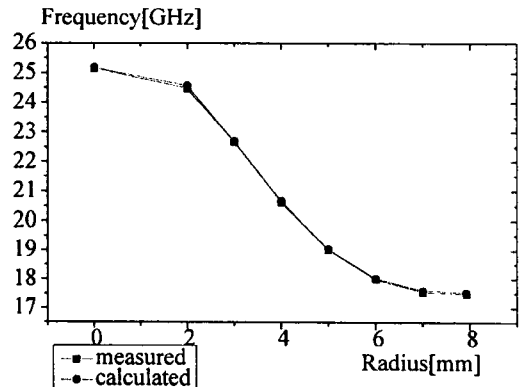


그림 5.  $TE_{011}$ 모드의 측정과 계산에 의한 공진주파수  
Fig. 5. The measured and calculated resonant frequencies of  $TE_{011}$  mode.

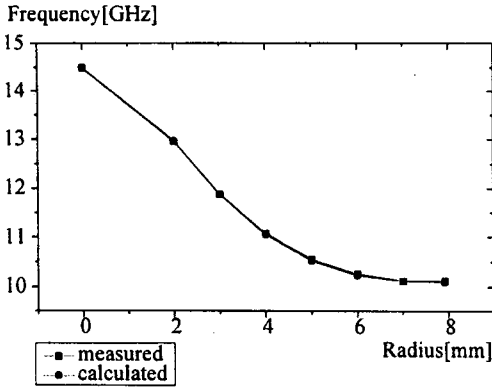


그림 6. TM010모드의 측정과 계산에 의한 공진주파수

Fig. 6. The measured and calculated resonant frequencies of TM010 mode.

게 된다. 이를 보정해 준다면 정확한 공진주파수의 예측이 가능하다. 그리고 오차는 섭동법(perturbation method)과 같은 방법을 통해서 개선되어 질 수 있다. 섭동법을 이용하면 어느 정도 오차를 줄일 수 있지만, Bessel 함수가 포함된 전자계 표현을 적분하는 것이 매우 복잡해진다. 섭동법을 이용해서 공진주파수의 변화를 계산하는 것은 앞으로 더욱 연구되어야 한다.

## VI. 결 론

유전체가 삽입된 원통형 공진기에서의 정확한 전자계를 표현하였다. 많은 논문에서 이용되었던 소멸모드로 가정한 표현이 유전체의 비유전율과 크기에 따라서 많은 차이가 나는 것을 확인하였다. 소멸모드의 전자계 표현은 비유전율이 큰 값을 가지고 유전체가 원통형 공진기를 거의 채웠을 경우 어느 정도 일치하지만 그렇지 못할 경우에는 부정확하게 나타나는 근사적인 표현임을 알 수 있다. 반면에 진행모드로 표현한 전자계 표현은 정확한 전자계 표현임을 확인할 수 있었다.

이러한 비교는 각 전자계 표현에서 구한 특성방정식을 해석하여서 공진주파수를 계산하고 이를 실

험 값과 비교하는 과정을 통해서 검증할 수 있었다. 해석이 어려운 특성방정식을 해석하는 방법으로 Mathematica의 ContourPlot graph를 이용하는 방법을 제안하였다.

## 참 고 문 헌

- [1] S. B. Cohn, K. C. Kelly, "Microwave Measurement of High-Dielectric-Constant Materials", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-14, no. 9, pp. 406-410, September, 1966.
- [2] M. M. Taheri, D. M. Syahkal, "Computation of Q-factors of dielectric-loaded cylindrical cavity resonators", *IEE Proceedings*, vol. 137, Pt. H, no. 6, pp. 372-376, December, 1990.
- [3] Y. Kobayashi, M. Katoh, "Microwave Measurement of Dielectric Properties of Low-Loss Materials by the Dielectric Rod Resonator Method", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-33, no. 7, pp. 586-592, July, 1985.
- [4] D. Kajfez and P. Guillon, *Dielectric Resonators*, Artech House, 1986.
- [5] S. Y. Lee et al., "Use of a Dielectric-loaded Cylindrical Cavity in Measurements of the Microwave Surface Resistances of High-Tc Superconducting Thin Films", *IEEE Transaction on Applied Superconductivity*, 1997.
- [6] K. A. Zaki and A. E. Atia, "Modes in dielectric-loaded waveguides and resonators", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-31, pp. 1039-1045, 1983.
- [7] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, Addison-Wesley, 1990.
- [8] R. F. Harrington, *Time Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, 1961.

최 홍 주



1993년 2월: 건국대학교 전자공학과(공학사)  
1995년 2월: 건국대학교 대학원 전자공학과(공학석사)  
2000년 2월: 건국대학교 대학원 전자공학과(공학박사)  
[주 관심분야] 안테나 및 전파전파, 이동통신, 마이크로파 회로 설계 등

최 광 제



1979년: 광운대학교 무선통신공학과(공학사)  
1989년: 건국대학교 대학원 전자공학과(공학석사)  
1997년: 건국대학교 대학원 전자공학과(공학박사)  
현재: 한라대학교 전기·전자·컴퓨터공학부 조교수  
[주 관심분야] 안테나, 무선기기 등

이 원 희



1998년 2월: 영동대학교 전자공학과(공학사)  
2000년 2월: 건국대학교 대학원 전자·정보통신공학과(공학석사)  
2000년~현재: 건국대학교 대학원 전자·정보통신공학과 박사과정  
[주 관심분야] 안테나 및 전파전파, 마이크로파 회로 설계, 마이크로파 소자 등

이 상 영



1979년 2월: 서울대학교 물리학과(이학사)  
1984년 12월: 미국 오하이오 주립대학교 물리학과 M.S.  
1987년 12월: 미국 오하이오 주립대학교 Ph.D(실험고체물리학 전공)  
1992년 5월: 한국과학기술연구원 물리전자부 선임연구원  
현재: 건국대학교 물리학과 부교수 및 한국초전도학회 편집이사  
[주 관심분야] 고온초전도체의 마이크로파소자응용 및 특성평가, 고온초전도체-유전체 접합을 이용한 고주파소자 응용, 고온 초전도체 박막 및 고주파소자의 제작

허 정



1981년: 서울대학교 전자공학과(공학사)  
1983년: 서울대학교 대학원 전자공학과(공학석사)  
1991년: 서울대학교 대학원 전자공학과(공학박사)  
현재: 건국대학교 전자·정보통신공학과 교수

[주 관심분야] 안테나 및 전파전파, 마이크로파 회로설계, 마이크로파 소자 등